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

"ESTUDOS DE PERDAS EM ARMADILHAS MISTAS DE CÉSIO E POTÁSSIO"

LEANDRO DA SILVA AGUIAR

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências "Física Básica"

DU
USP/IFSC/SBI
8-2-001391

Orientador:
Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Comissão Julgadora:
Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato (IFSC-USP)
Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano (IFSC-USP)
Prof. Dr. Daniel Pereira (UNICAMP)

São Carlos – São Paulo
2001

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Aguiar, Leandro da Silva
Estudos de Perdas em Armadilhas Mistas de Césio e Potássio / Leandro da Silva Aguiar.-- São Carlos, 2001.
84 p.

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, 2001.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

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

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

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

Fone/Fax 16 273 9777
www.if.sc.usp.br
wladerez@if.sc.usp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE LEANDRO DA SILVA AGUIAR APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 05 DE ABRIL DE 2001

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato/IFSC-FCM-USP

Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano/IFSC-FCM-USP

Daniel Pereira

Prof. Dr. Daniel Pereira/UNICAMP

Aos meus pais Gerson e Cleusa, por minha vida e por todo amor e carinho. À minha irmã Leila pelo carinho e amizade
À Carolina por todo amor, carinho e compreensão.

Agradecimentos

A Deus, por tudo.

Aos meus pais Gerson e Cleusa, pela minha vida, minha educação, enfim por tudo que sou, os amo demais.

À minha irmã Leila pela amizade e carinho, continue sempre se esforçando, também te amo muito.

À Carolina, meu amor, pelo carinho, amizade, compreensão e também pela ajuda com as correções gramaticais, te amo demais.

Aos meus grandes amigos de Piacatu, Nilton Marchi, Marcos Bevilacqua. E também aos amigos da escola Sandra, Silvia, Maria, Sônia, Fatiminha, Marcão, Aparecido, Valdinei, Denílson, ...

Ao meu grande amigo Juraci de Almeida por todo apoio e incentivo, sei que sempre pude contar com você nos momentos difíceis.

Aos amigos da república que tornaram o dia a dia em São Carlos muito mais agradável: Rodrigo, Eliandro, Alexandre, Rérison.

Aos amigos com os quais convivi durante a graduação e alguns deles também grande parte do mestrado: Alexandre, Alessandra, Fábio, Tânia, Leandrinho, Silvia, Luiz Gonzaga, Ricardo, ...

Aos meus professores de graduação Campanha, Lagos, Makoto, Ervino, Sinézio, pela minha "iniciação" na Física, carrego comigo muito de seus exemplos.

Aos amigos de São Carlos: Wander, Marcel, Sonoda, Rômulo, Alexandre, Clodoaldo, Sandro, Samuel, Person, Tiago, André, ...

Aos professores que tive durante o mestrado: Reginaldo, Lidério, Fontanari, Luiz Nunes, Onody (monitoria).

Ao Prof. Vanderlei pela oportunidade de realização deste trabalho, além do apoio e confiança, indispensáveis para o bom desenvolvimento de um trabalho científico.

Ao Prof. Marcassa pela orientação durante grande parte da fase experimental, e também pelas discussões durante a análise dos dados experimentais.

Ao Gustavo pela grande ajuda no tratamento teórico, com os programas do modelo e também pelas discussões.

Ao Wanius, comparsa de trabalho, pelas filosóficas discussões e também ao Tiago pela amizade e por toda convivência. Grandes companheiros de sala durante estes dois anos.

Aos demais amigos do grupo em especial ao Newton, Joatan, Carlinhos, Leonardo, Cléber, Cláudia, Serginho, Daniel, Kílvia, Marília, Igor, André, Anderson, Flávio, Mônica, Aida, Lia, Fabiano, Marcel, Débora, Aparecida e Marcel, Cristina, Carla, Juliana, Brás, ...

Aos amigos de trabalho e também de monitoria Paulo Eduardo e Paulino, Juliano, Petrus, Fernandos, ...

Aos técnicos do grupo: Rui, seu Gilberto e Evaldo.

Ao pessoal das oficinas de óptica e mecânica pela confecção das lentes entre outros materiais utilizados.

Ao pessoal da Biblioteca que sempre esteve pronto a ajudar com um grande sorriso e muita gentileza.

À Isabel, Gláucia, Beth e Cristina por sua ajuda e paciência.

À Wladerez, pela sua atenção, paciência e especial amizade durante todo o mestrado.

A todos aqueles que colaboraram de forma direta ou indireta na elaboração deste trabalho e sobretudo na minha formação profissional.

À Capes pelo apoio financeiro.

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS i

LISTA DE TABELAS iii

RESUMO iv

ABSTRACT v

I. INTRODUÇÃO 1

II. ARMADILHAMENTO DE ÁTOMOS E TÉCNICAS PARA O ESTUDO DE COLISÕES 5

II.1 – Princípio de Funcionamento de uma Armadilha Magneto-Óptica 8

II.2 – Estudo da Dinâmica de Colisões – Equação de Taxa 16

III. PRINCÍPIOS BÁSICOS DA PERDA DE ÁTOMOS EM ARMADILHAS MAGNETO-ÓPTICAS: O MODELO TIPO GALLAGHER-PRITCHARD 25

III.1 – Potenciais QuasiMoleculares ou de Longo Alcance 26

III.2 – Modelo do Equilíbrio Local 31

III.2.1 – Caso de colisões binárias homonucleares envolvendo um átomo no estado excitado 31

III.2.2 – Caso de colisões binárias heteronucleares envolvendo um átomo no estado excitado 40

III.2.3 – Caso de colisões binárias heteronucleares envolvendo ambos átomos no estado excitado: estado duplamente excitado 43

IV. ESTUDO NO SISTEMA Cs-K NO REGIME DE ALTA INTENSIDADE 48

IV.1 – Sistema Experimental 49

IV.2 – Procedimento Experimental 57

IV.3 – Variação da Taxa de Perdas com a Intensidade para os Sistemas Cs-Cs e Cs-K 59

IV.4 – Análise de Outros Resultados Experimentais 68

IV.5 – Variação das Taxas de Perdas com a Freqüência 70

V. O DUPLO ESTADO EXCITADO NO PROCESSO DE PERDA 74

VI. CONCLUSÃO 78

VII. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 81

Lista de Figuras

Fig. 2.1 – (a) Princípio de funcionamento de uma AMO, baseado no efeito Zeeman (b) Esquema simplificado de uma AMO, duas bobinas em configuração anti-Helmholtz, com um campo nulo no centro da armadilha e seis feixes com polarizações adequadas que, conjuntamente, produzem a nuvem de átomos frios 9

Fig. 2.2 – Esquema simplificado de funcionamento de uma AMO, que captura átomos a partir do vapor à temperatura ambiente e à baixa pressão 11

Fig. 3.1 – Curvas de potencial de longo alcance para o primeiro estado excitado de quasimoléculas de Na, denominadas através da notação de Hund (c). Além de evidenciar os diversos potenciais, devido às diferentes simetrias, verificamos alguns cruzamentos, nos quais é possível a ocorrência de MEF (Weiner e colab. [2]) 28

Fig. 3.2 – Ilustração de um potencial atômico, onde um átomo do par absorveu um fóton em R_0 e está sendo acelerado até regiões onde a energia do par supera a profundidade da armadilha ($R \leq R_{esc}$) 33

Fig. 3.3 – A dessintonia pode promover o acesso aos estados atrativos ou repulsivos, sendo um possível mecanismo de controle de colisões 39

Fig. 3.4 – Diagrama dos potenciais envolvidos na colisão entre um átomo de césio e um átomo de potássio. Estão representadas a absorção do primeiro fóton pelo césio (R_0), a aceleração do par, a absorção do segundo fóton pelo potássio (R_1), a continuação da colisão 45

Fig. 4.1 – Diagrama esquemático utilizado em nossa experiência e os principais equipamentos utilizados: espelhos (E), divisores de feixe (D), modulador eletro-óptico (MEO), modulador acusto-óptico (MAO), polarizadores $\lambda/4$ (P), rombos de Fresnel (RF), fotomultiplicadora (PMT), câmeras digitais (CCD) 50

Fig. 4.2 – Armadilha magneto-óptica utilizada em nossas experiências e seus principais componentes: (1) câmera CCD de alta resolução; (2) câmera digital auxiliar; (3) e (4) fotomultiplicadoras; (5) parte superior da armadilha onde estão acoplados os reservatórios: Cs, K, Na e Rb; (6) e (7) bobinas localizadas sobre a câmara principal e abaixo da mesma, respectivamente; (8) válvula da bomba turbo-molecular, separando a câmara principal do sistema de vácuo externo 51

Fig. 4.3 – Estrutura dos níveis de energia para césio e potássio, utilizadas para o aprisionamento de ambas as espécies 54

Fig. 4.4 – Aspectos de uma curva de carga da AMO, onde podemos observar as diversas etapas do processo de carga 58

Fig. 4.5 – Curva de carga da AMO obtida em nosso laboratório para o elemento Cs na presença de K, onde pode-se verificar as diversas etapas de carregamento 60

Fig. 4.6 – Gráfico de β e β' em função da intensidade do laser de aprisionamento do césio 61

Fig. 4.7 – Valores da taxa de perdas β_{Cs} obtidos em nosso laboratório, graficados conjuntamente com os valores de β_{Cs} para baixa intensidade de Sesko e colab[39] 62

Fig. 4.8 – Comportamento da profundidade da armadilha em função da intensidade do laser para o césio com dessintonia de –5MHz, e para o potássio, dessintonia de –40MHz 63

Fig. 4.9 – Taxa de perdas β_{Rb}, demonstrando a ocorrência de padrões supressivos a altas intensidades para outros sistemas, além do césio [40,41] 65

Fig. 4.10 – Gráficos dos valores de β_{Cs} em função da intensidade, valores de Sesko e colaboradores. [39], os obtidos neste trabalho e o comportamento esperado pelo modelo 66

Fig. 4.11 – Taxa de perdas heteronucleares em função da intensidade do laser de aprisionamento do césio, comparada ao modelo GP 67

Fig. 4.12 – Comportamento da velocidade de escape e, conseqüentemente, da profundidade da armadilha 68

Fig. 4.13 – Resultados experimentais obtidos por Shaffer e colaboradores. [33], para β_{Cs} a uma dessintonia de $\approx$ - 26.4 MHz, em comparação com o modelo GP 69

Fig. 4.14 – Taxas de perdas homonucleares e heteronucleares em função da dessintonia do laser de prova, obtidas pelo modelo tipo GP. Podemos observar que a contribuição para o caso heteronuclear somente é significativa numa pequena região, muito próxima de zero 71

Fig. 4.15 – Taxa de perdas homonucleares $\beta_{Cs}(\Delta)$ em função da dessintonia do laser de prova 72

Fig. 4.16 – Taxa total de perdas para Cs na presença de K em função da dessintonia do laser de prova 73

Fig. 4.17 – Taxas de perdas de Na, na presença e ausência de Rb, em função da dessintonia do laser de prova 74

Fig. 4.18 – Taxa de perdas total de Na-Rb medida em nosso laboratório, em comparação com a taxa de perdas heteronucleares calculada usando o canal duplamente excitado 76

Fig. 4.19 – Taxa de perdas total de Cs-K em função da dessintonia, observada em nosso laboratório, em comparação com a taxa calculada através do modelo 77

Lista de Tabelas

Tabela I – Coeficientes $C_{n's}$, para diversos potenciais homonucleares do Césio, calculados por Marinescu e Dalgarno [28] 29

Tabela II – Coeficientes $C_{n's}$, para o sistema heteronuclear Cs-K, novamente obtidos por Marinescu e Sadeghpour [29] 30

Resumo

Neste trabalho resultados experimentais inéditos da taxas de perdas para o sistema Cs-K em função da intensidade do laser de aprisionamento foram obtidos. A análise dos resultados foi auxiliada pelo modelo tipo Gallagher-Pritchard que demonstrou possuir uma dependência muito forte com a velocidade de escape.

Um estudo complementar ajudou na determinação dos mecanismos causadores de perdas, a catálise óptica, onde o principal resultado foi a obtenção de um resultado teórico que corresponde à observação experimental para o sistema Na-Rb, onde as perdas foram associadas à atuação do estado duplamente excitado.

Compreender os mecanismos causadores de perdas pode ajudar na construção de armadilhas magneto-ópticas de grande eficiência, importantes em experimentos de medidas de propriedades atômicas.

Abstract

We have investigated trap loss rate as a function of trap laser intensity for the Cs-K system. A model based on Gallagher-Pritchard type considerations, allow understand the obtained results.

To correctly interpret the data, we have proposed new mechanisms, which can be proven with recent experiment in Na-Rb system.

I. INTRODUÇÃO

As colisões atômicas têm sido um tradicional campo de pesquisa, que se tornou ainda mais interessante desde a criação das armadilhas magneto-ópticas (AMO). Isto possibilitou o estudo de tais colisões sob condições controladas, como as baixíssimas temperaturas obtidas pela armadilha. As colisões atômicas à baixa temperatura possuem características distintas das térmicas, as quais ocorrem à temperatura ambiente. Primeiramente envolvem processos de baixa energia e, em outras palavras, expressam-se quanticamente através de poucas funções de ondas parciais. São também sensíveis aos detalhes dos potenciais de longo alcance e a longa duração do processo de colisão faz com que a emissão espontânea afete drasticamente sua dinâmica.

Segundo Suominen [1], existem dois regimes de temperatura a partir dos quais podemos classificar estas colisões: o regime frio (*cold*), onde a temperatura efetiva está relacionada com a energia cinética relativa do par colidindo ($k_B T_{ef} = p_\infty / 2\mu$), sendo p_∞ o momento assintótico relativo, μ a massa reduzida do sistema e k_B a constante de Boltzmann. Esse regime compreende temperaturas entre 1μK e 1mK, ou seja, um intervalo entre os valores próximos da temperatura de recuo até algumas vezes à chamada temperatura Doppler. As armadilhas magneto-ópticas atuam nesse

domínio de temperatura. O outro regime, ultrafrio (*ultracold*) encontra-se abaixo de 1μK, e abrange temperaturas menores do que a de recuo do átomo, devido ao espalhamento de um fóton. Neste regime, o resfriamento evaporativo e a Condensação de Bose-Einstein (CBE) concentram os maiores esforços de pesquisa. Tratamentos teóricos semi-clássicos já não produzem bons resultados no regime de colisões ultrafrias. O crescimento do comprimento de onda de de Broglie até a ordem de separação média entre as partículas e o aparecimento do estado quântico degenerado (CBE) dão início a uma fase onde há muita "Física" para se descobrir. Neste tipo de regime, as colisões atômicas no estado fundamental são caracterizadas por um parâmetro conhecido como comprimento de espalhamento, que possui papel determinante na obtenção de condensados estáveis.

Em uma AMO, o estudo de colisões é muito relevante, pois estas são consideradas fatores limitantes à obtenção de altas densidades e número de átomos, importantes na obtenção da CBE. Embora seja praticamente impossível atingir temperaturas e densidades necessárias à condensação em campos de luz, é uma etapa indispensável que antecede o armadilhamento magnético e o resfriamento evaporativo.

Devido ainda à largura de linha inomogênea (Largura Doppler) ser da mesma ordem que a largura de linha natural, em uma nuvem de átomos frios, é possível realizar medidas ultraprecisas de espectroscopia de estados quase-moleculares, assim como estudar a ionização associativa (Espectroscopia Fotoassociativa), entre outros. Obtêm-se, desta forma, informações precisas a respeito dos potenciais moleculares de longo alcance. Tudo isso é indispensável na determinação de propriedades atômicas e moleculares, como comprimento de espalhamento e energia de

dissociação do estado fundamental, força de interação de longo alcance e tempo de vida de estados excitados.

Reafirmando o discurso anterior, como citado em Weiner e colaboradores [2], existem três questões principais que motivam o desenvolvimento e o estudo de colisões frias: (1) como estas colisões levam a perdas dos átomos confinados em uma AMO; (2) como a espectroscopia de fotoassociação pode produzir medidas de propriedades atômicas e compreensão da natureza quântica dos processos de espalhamento; (3) como campos ópticos podem ser usados para controlar os resultados do encontro colisional (blindagem, supressão).

Diversos trabalhos que estão sendo desenvolvidos em todo mundo procuram respostas para as mesmas questões: com o aperfeiçoamento das técnicas de aprisionamento, já é possível obter armadilhas que comportem um número contável de átomos [3], permitindo observar diretamente colisões atômicas de dois corpos e obter informações mais precisas sobre as perdas estatísticas. Informações estas importantes, dadas às possibilidades de aplicações tecnológicas em sistemas de informação, os quais utilizam guias de ondas magnéticos para transportar átomos neutros [4, 5]. Além disso, o possível controle dessas colisões podem levar à construção de sistemas que chaveiam átomos entre seus potenciais, implementando sistemas que utilizam bit-quântico [6, 7], para computação e criptografia quânticas, sendo esta última muito importante em telecomunicações.

Nosso grupo foi pioneiro no estudo de colisões atômicas em armadilhas magneto-ópticas (AMO) no Brasil, sendo o primeiro no mundo a conseguir o aprisionamento simultâneo de duas espécies atômicas [8] (Na-K) em uma AMO, em 1995. Este fato inaugurou uma nova fase no estudo de colisões, possibilitando a observação dos eventuais efeitos da adição simultânea de outra espécie atômica na

armadilha, ou seja, estudar sistemas onde ocorram colisões heteronucleares. Outros trabalhos importantes realizados anteriormente foram a demonstração da fotoionização associativa em sódio [9] e a supressão óptica [10] da mesma em uma AMO.

Neste trabalho foram realizadas medidas das taxas de perdas homonucleares (β) e heteronucleares (β'), estas inéditas na literatura, de césio na presença de potássio, em função da intensidade do laser de aprisionamento (I_{Cs}). Durante a análise dos resultados nos deparamos com informações relevantes, levantando principalmente duas questões: razão das perdas e o aparecimento de um efeito supressivo ou de blindagem. A forte dependência das taxas de perdas β e β', no modelo tipo Gallagher-Pritchard, com a velocidade de escape foi determinante para reproduzirmos o comportamento de β' com a intensidade do laser de aprisionamento.

Em uma segunda etapa foram realizadas medidas das taxas de perdas em função da dessintonia do laser de prova, conhecida como técnica de catálise.

A investigação da dependência das taxas de perdas com a freqüência do laser de prova mostrou comportamento diferente daquele previsto pelo modelo, para o caso de colisões de átomos no estado fundamental-excitado. Sistemas homonucleares exibem um comportamento $\beta \propto \Delta^{-7/6}$ para grandes valores de dessintonia, o qual é previsto pelo modelo. Aplicando este mesmo modelo à sistemas heteronucleares prevemos uma dependência $\beta' \propto \Delta^{-5/6}$, enquanto que experimentalmente observamos $\beta' \propto \Delta^{\approx -2}$. Uma possível explicação para este efeito é a participação do estado excitado-excitado nos processos de perdas. Estão previstos ainda pelo grupo trabalhos futuros de medidas de estados moleculares ou comprimento de espalhamento, juntamente com a detecção de moléculas frias heteronucleares.

II. ARMADILHAMENTO DE ÁTOMOS E TÉCNICAS PARA O ESTUDO DE COLISÕES

Resfriar e confinar átomos por campos de luz laser teve grande importância no desenvolvimento dos modernos aspectos da física atômica, como Condensação de Bose-Einstein (CBE), Interferometria Atômica, entre outros.

O confinamento de átomos neutros por um campo de luz foi primeiramente sugerido por Letokhov [11], em 1968. Nesta proposta era assumido que os átomos poderiam ser confinados nos nodos ou antinodos de uma onda eletromagnética estacionária, onde os campos de luz teriam a mesma freqüência da transição atômica.

Muitos outros estudos também visavam a possibilidade de localização do átomo num volume com dimensões da ordem do comprimento de onda da luz. Esta idéia evoluiu rapidamente para a análise da possibilidade de localização dos átomos em um volume macroscópico, determinado pelas dimensões do feixe de luz. Os numerosos esquemas propostos para confinamento atômico radiativo eram baseados no uso da força de radiação para, simultaneamente, resfriar e confinar átomos no campo de luz. Em geral, para o campo de luz resfriar o *ensemble* atômico, a freqüência do campo de luz deve ser supostamente deslocada para o vermelho, com respeito à freqüência de transição atômica.

Um dos primeiros resultados relevantes dentro das técnicas de resfriamento e confinamento atômicos foi obtido por Chu e colaboradores [12], no qual utilizando-se de campos de luz laser, obtiveram a produção de um resfriamento tridimensional, denominado melaço óptico (*optical molasses* [13]). Este nome lembra o caráter viscoso do processo. Como resultado, a densidade alcançada para átomos de sódio foi de ~10^6 átomos/cm^3, conseguindo atingir uma temperatura da ordem de ~240μK, a qual é próxima do chamado limite Doppler da transição atômica, determinado pela metade da largura natural de linha da transição atômica ($T_{\min.} = {h \cdot \gamma}/{2 \cdot k}$). O tempo de decaimento, ou seja, o tempo necessário para que $1/e$ dos átomos escapassem da região de confinamento era aproximadamente 0.1 s. O melaço óptico não se constitui num armadilhamento propriamente dito.

Ainda na busca da melhoria do sistema experimental, surgiu a idéia de separar no tempo os campos de luz do resfriamento e do confinamento, ou ainda utilizar diferentes transições para interação de um átomo com os campos de resfriamento e confinamento, a qual foi demonstrada pela primeira vez com sucesso novamente por Chu e colaboradores [14]. Um único forte feixe gaussiano focalizado era usado para confinamento estável em um poço de potencial, criado por uma força dipolar advinda do forte gradiente do campo. Os átomos eram empurrados para regiões de alta intensidade luminosa. Foram obtidas altas densidades nesse experimento (~10^{11}-10^{12} átomos/cm^3), devido ao seu alto poder confinante.

Além da procura pelo confinamento atômico em campos de luz, foi proposto que um confinamento estável de átomos frios poderia também ser encontrado em campos magnéticos não uniformes. O confinamento magnético foi realizado pela primeira vez no caso de átomos de sódio em 1985 por Migdall e colaboradores [15].

Essa armadilha foi denominada armadilha magnética, pois o aprisionamento é obtido devido à ação da força do gradiente de campo magnético sobre o momento magnético do átomo. Os átomos foram provenientes de um feixe atômico previamente desacelerado e confinados, em seguida, no interior da armadilha formada por um campo de quadrupolo magnético, gerado por duas bobinas funcionando em uma configuração de correntes em sentidos opostos (anti-Helmholtz).

A evolução das técnicas descritas acima culminou no surgimento das armadilhas magneto-ópticas (AMO), tendo sido sua concepção inicialmente lançada por Pritchard e colaboradores [16]. Nesta proposta, os autores afirmaram ser possível confinar átomos por força espontânea da luz produzida por feixes de laser estáticos, contrariando o teorema óptico de Earnshaw [17]. Seguindo esta proposta, Raab e colaboradores [18] desenvolveram pela primeira vez uma armadilha magneto-óptica (AMO), a qual constituía-se basicamente da combinação de um fraco campo magnético com os campos constituintes do melaço óptico. A profundidade do potencial obtido foi de ~0.4K, sendo os átomos resfriados a temperaturas abaixo de um milikelvin (~600μK), em uma região de aproximadamente 0.5mm de diâmetro. A densidade atingida foi de 10^{11} átomos/cm^3 em uma nuvem com ~10^7 átomos de sódio, que permaneciam aprisionados durante aproximadamente dois minutos.

Em 1990, Monroe e colaboradores [19] tornaram bem mais simples o sistema experimental necessário para a construção de uma armadilha magneto-óptica (AMO). Eles produziram uma amostra fria de átomos de césio, capturados a partir do vapor à temperatura ambiente de baixa pressão (~10^{-9} Torr), em uma pequena câmara de vidro, eliminando a necessidade da pré-desaceleração e ainda obtendo uma temperatura efetiva muito baixa ~1.1+0.2μK, a mais baixa temperatura cinética até

então observada. A possibilidade da eliminação do feixe atômico pré-desacelerado tornou a técnica mais atraente pela simplificação da montagem experimental, despertando um maior interesse da comunidade científica e abrindo caminho para novas aplicações. O confinamento contínuo de átomos frios em armadilhas ópticas ou magnéticas ou magneto-ópticas ainda é de grande importância para experimentos de precisão nos campos da física atômica, espectroscopia e metrologia, alcançando melhorias para os padrões de tempo e freqüência. Além disso, com o aperfeiçoamento das AMO foram criadas as microarmadilhas [20], que estão sendo testadas com diversas possibilidades de aplicação tecnológica, permitindo também o estudo de colisões em uma dimensão.

II.1 - Princípio de Funcionamento de uma Armadilha Magneto-Óptica (AMO)

O aprisionamento magneto-óptico é baseado na força que os fótons exercem sobre os átomos, comumente denominada força de pressão de radiação. Esse formalismo foi descrito por Cook [21], o qual trata o átomo como um sistema atômico simples de dois níveis imerso em um campo clássico de ondas eletromagnéticas, baseando-se no Teorema de Ehrenfest e nas Equações de Bloch.

A força de pressão de radiação pode ser decomposta em duas partes: a primeira é a força de dipolo ou força induzida, associada com a interação do momento de dipolo atômico induzido com o gradiente da amplitude do campo aplicado, oferecendo uma contribuição não nula somente quando a intensidade do

feixe varia significativamente na escala do comprimento de onda típico da radiação. Como trabalhamos com feixes gaussianos, cuja variação de intensidade ocorre em distâncias da ordem de milímetros, a contribuição dessa força se torna desprezível. A segunda força é a força associada com a emissão espontânea, que resulta da transferência do momento linear do fóton para o átomo durante a absorção e emissão espontânea. Desta forma, podemos afirmar que nas AMO que possuam as características citadas anteriormente, somente a força espontânea é importante.

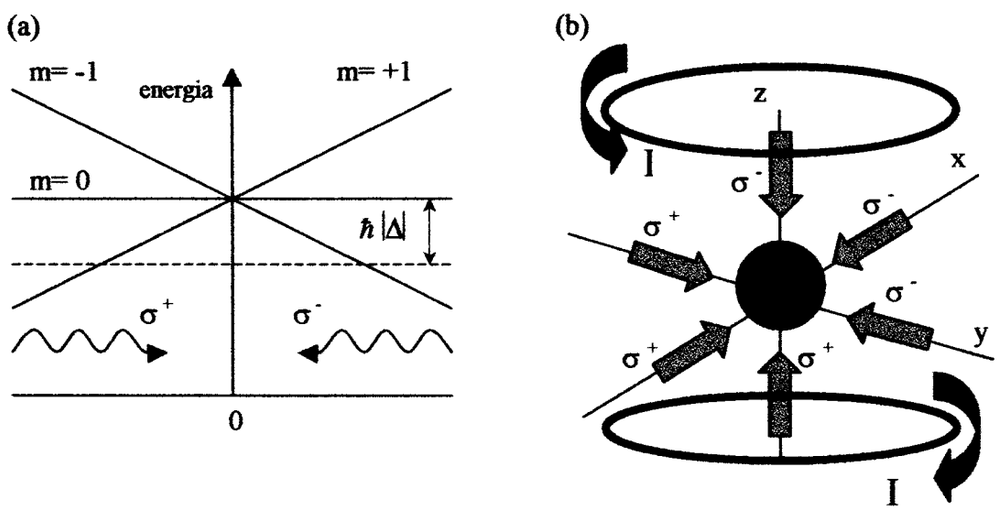

Figura 2.1. (a) Princípio de funcionamento de uma AMO, baseado no efeito Zeeman. **(b)** Esquema simplificado de uma AMO, duas bobinas em configuração anti-Helmholtz, com um campo nulo no centro da armadilha e seis feixes com polarizações adequadas que, conjuntamente, produzem a nuvem de átomos frios.

Os princípios básicos de funcionamento de uma AMO podem ser ilustrados pela consideração de um átomo hipotético (Fig. 2.1a), com spin S=0 (m_s=0) estado

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

fundamental e spin S=1 (m_s= -1,0,1) estado excitado. Em um fraco campo magnético inomogênio, $B_z(z)=b.z$, os níveis de energia são dados pela abertura Zeeman $\Delta E=\mu.m_s.B=\mu.b.m_s.z$ (Fig. 2.1a). Se iluminarmos o átomo com feixes contrapropagantes com polarização σ^-, para propagação na direção $-\hat{z}$, e σ^+, para propagação $+\hat{z}$, e ainda o laser estiver sintonizado abaixo (B=0) da freqüência ressonante, o átomo em z>0 absorverá mais fótons σ^- que fótons σ^+ (desde que freqüência do laser esteja sintonizada em $\Delta m=-1$, freqüência de transição), e conseqüentemente, sentirá uma força média que o empurrará para a origem. Para z<0, o deslocamento Zeeman é reverso e a força novamente será dirigida para z = 0.

Esta descrição unidimensional é um tanto simplificada. Na realidade, as linhas do campo magnético e a direção de propagação da luz nem sempre são paralelas. Uma polarização definida como σ^+ ou σ^-, no referencial do laboratório, aparecerá como uma superposição de três componentes de tensores esféricos ao longo de uma dada direção. Então, a luz de uma dada polarização circular no referencial do laboratório poderá fazer transições $\Delta m = \pm 1,0$, com apropriada proporção.

Somente o fato da freqüência dos feixes estar abaixo da freqüência de transição do átomo origina uma força de amortecimento [13], que acaba auxiliando no processo de resfriamento dos átomos. Assim, baseado nas considerações teóricas acima, pode-se obter um sistema que captura e mantêm átomos aprisionados com energias muito baixas e de maneira eficiente. Podemos observar na figura abaixo (Fig. 2.2) o esquema simplificado de captura e aprisionamento dos átomos, a partir dos gases contidos no interior da câmara à baixa pressão:

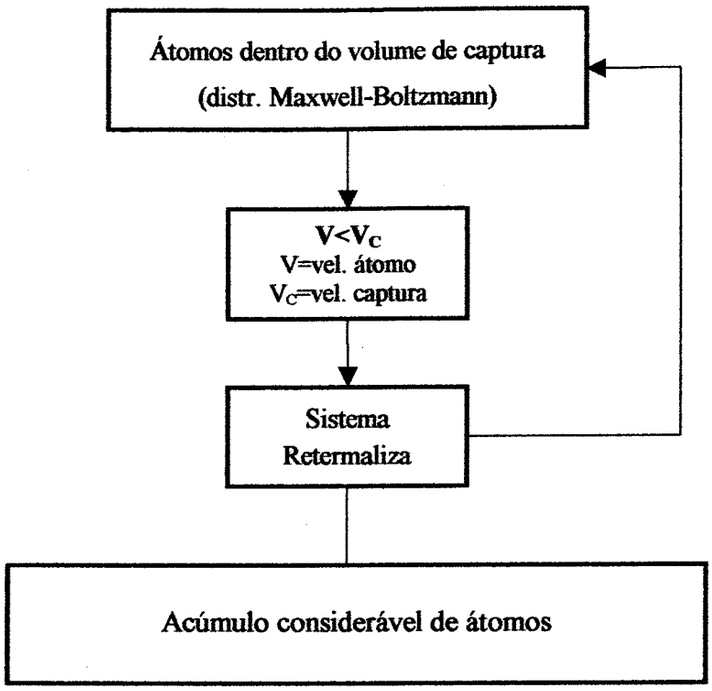

Figura 2.2 – Esquema simplificado de funcionamento de uma AMO, que captura átomos a partir do vapor à temperatura ambiente e à baixa pressão.

Considerando ainda uma única dimensão (eixo z), um átomo movendo-se com velocidade v_z e um feixe de laser incidente pode-se predizer, de acordo com Cook [21], que o movimento do átomo no interior da armadilha obedece à equação de um oscilador harmônico amortecido.

Supondo que o laser interage somente com dois níveis atômicos e esteja sintonizado nesta transição, de comprimento de onda λ, o momentum transferido por um fóton é $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. Desta forma, a força média transferida pela absorção de fótons para um átomo movendo-se em sentido $+\hat{z}$ é:

$$F_{\pm} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{(I/I_0)}{1 + I/I_0 + \left(\frac{2}{\Gamma}\left[(\Delta) \mp (\vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial z} z)\right]\right)^2} \qquad (2.1)$$

Esta força nada mais é do que o momentum vezes a taxa média de absorção, onde Γ é a largura natural de linha da transição, I a intensidade do laser, I_0 a intensidade de saturação da transição, $\Delta = \omega_L - \omega_0$ a dessintonia do laser, $\partial\omega/\partial z = \partial\omega/\partial B \, \partial B/\partial z$ a variação da freqüência de ressonância no espaço ($\partial\omega/\partial B$, deslocamento Zeeman, $\partial B/\partial z$, gradiente de campo magnético), $\vec{k}$ o vetor de onda do fóton e $\vec{v}$ a velocidade do átomo.

Podemos escrever ainda o deslocamento em freqüência promovido pelo campo magnético ($\partial\omega/\partial B$), como:

$$\frac{\partial \omega}{\partial B} = \gamma(g_F m_F - g_{F'} m_{F'}) \quad \text{, sendo } \gamma = \mu_B / h \qquad (2.2)$$

, onde μ_B é o magnéton de Bohr, g o fator giromagnético do estado hiperfino (F representa o estado fundamental e F' o estado excitado) e m a projeção do momento angular total do referido estado.

O fator giromagnético g da Equação. (2.2) pode ser escrito numa aproximação de fraco campo magnético (caso efeito Zeeman), como:

$$g_F = g_J \left[\frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)} \right] \tag{2.3}$$

onde $g_J = \dfrac{3J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$

Considerando agora dois feixes contrapropagantes e que atuem de forma independente sobre o átomo, a força média total obtida é $F_T = F_+ + F_-$:

$$F_T = \hbar k \frac{\Gamma}{2}\left(\frac{I}{I_0}\right)\left[\frac{1}{1+I/I_0+\left(\frac{2}{\Gamma}[(\Delta)-(\zeta)]\right)^2} - \frac{1}{1+I/I_0+\left(\frac{2}{\Gamma}[(\Delta)+(\zeta)]\right)^2} \right] \tag{2.4}$$

, onde $\zeta = \vec{k}\cdot\vec{v} + \dfrac{\partial\omega}{\partial z} z$

É importante lembrar que, a transferência de momentum, devido à emissão espontânea, não contribui para esta força, uma vez que a emissão espontânea é simétrica, ou seja, em vários ciclos de absorção e emissão temos que a força é nula, ocorrendo em todas as direções.

Fazendo uma aproximação para baixas velocidades e baixos campos magnéticos e substituindo $\Omega^2 = (I/I_0)(\Gamma^2/2)$, a freqüência de Rabi, podemos escrever a expressão anterior como:

$$F_T = 16\hbar k\Gamma\Omega^2\Delta\frac{1}{(4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega^2)}(kv+\frac{\partial\omega}{\partial z}z) \qquad (2.5)$$

Finalmente, podemos mostrar a identidade com a equação de um oscilador harmônico amortecido, desde que a dessintonia seja menor que zero ($\Delta < 0$):

$$F_T = m\frac{d^2z}{dt^2} = 16\hbar k\Gamma\Omega^2\Delta\frac{1}{(4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega^2)}(kv+\frac{\partial\omega}{\partial z}z) \qquad (2.6)$$

Podemos agora definir a constante de mola:

$$K = \frac{16\hbar k\Gamma\Omega^2\Delta}{(4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega^2)}\frac{\partial\omega}{\partial z} \qquad (2.7)$$

e a constante de amortecimento:

$$\alpha = \frac{16\hbar k^2\Gamma\Omega^2\Delta}{(4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega^2)} \qquad (2.8)$$

Como mencionado anteriormente, este modelo trata o átomo como um sistema quântico de dois níveis e o campo do laser (eletromagnético) de modo clássico. Desta forma, os efeitos de emissão espontânea e de flutuações no movimento atômico, devido à natureza estatística desse processo, não são considerados. Um tratamento puramente quântico a partir de princípios fundamentais

pode ser encontrado, em uma outra descrição feita por Cook [22], e que considera interações de um átomo de dois níveis com o campo de vácuo quantizado. Enfatiza também os efeitos de flutuações quânticas da força de radiação e efeitos de difusão do momentum atômico nos processos de emissão espontânea e processos de emissão e absorção induzidos.

II.2 – Estudo da Dinâmica de Colisões – Equação de Taxa.

As técnicas existentes para o estudo de colisões consistem em observar a variação do número de átomos aprisionados no tempo, independentemente do processo que leva à perda do átomo na AMO, ou seja, consideramos o comportamento geral do número de átomos em função do tempo. O monitoramento das duas espécies atômicas ocorre numa seqüência cronológica. Primeiramente, carrega-se a armadilha com a espécie césio (Cs) e logo após o estabelecimento do estado estacionário (~3s), a espécie potássio (K) é carregada; atingindo-se novamente o estado estacionário o laser é desligado e pode-se observar seus efeitos. Neste experimento não houve necessidade do uso de duas fotomultiplicadoras, uma para cada espécie atômica, pois existem filtros de boa qualidade que podem separar as duas fluorescências, já que as duas espécies aprisionadas apresentam valores de transição atômica bem separados quanto ao espectro (césio - 852nm e potássio - 766nm).

As perdas que podem ocorrer numa armadilha magneto-óptica (AMO) são principalmente devido às colisões dos átomos presentes no vapor de fundo, que estão à temperatura ambiente (altas com relação aos átomos aprisionados) e às colisões exoérgicas dos átomos aprisionados. Estas podem ser homonucleares, ou seja, entre átomos da mesma espécie. Para o caso do aprisionamento de duas espécies distintas numa mesma região do espaço, pode haver também colisões heteronucleares, as quais revelam outros processos que fazem parte da dinâmica de átomos aprisionados em uma AMO. Desta forma, estamos interessados em encontrar as taxas de perdas para colisões homonucleares (β) e principalmente heteronucleares (β').

Para obtermos os valores de β e β' a partir dos resultados experimentais (curvas de carga), necessitamos da resolução teórica da equação que descreve a dinâmica de carga em uma armadilha magneto-óptica, assim como da análise de cada etapa do processo, para que possamos extrair os parâmetros fundamentais desejados. Trata-se de uma equação puramente fenomenológica, que será apresentada logo abaixo, primeiramente para o caso homonuclear e em seguida, generalizada para um sistema heteronuclear:

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma \int_V n dV - \beta \int_V n^2 dV . \qquad (2.9)$$

Conclui-se, por identificação, que se trata de uma equação tipo Ricatti: $y' = P(t).y + Q(t).y^2 + R(t)$, descrevendo bem a dinâmica de colisões no interior da AMO. O primeiro termo do lado direito é a taxa de captura (L) e está relacionada aos parâmetros fundamentais da armadilha, como pressão de vapor dos gases no interior da câmara, campos magnéticos e também intensidade e diâmetro dos feixes do laser de aprisionamento. O próximo termo do lado direito é o produto da taxa de perda por colisões com vapor de fundo (γ) com o número de átomos aprisionados, sendo γ um canal de perdas que domina em determinado instante durante o carregamento da armadilha, estando relacionado com a ocorrência de colisões entre os átomos livres do vapor de fundo e os átomos frios capturados pela armadilha.

No terceiro termo aparece β, no qual estamos interessados, e é definido como a taxa de perdas devido às colisões entre os átomos aprisionados. Este termo (β) é multiplicado pela integral da densidade quadrática no volume da amostra visível e,

pelo fato de estarmos interessados apenas em colisões binárias, desprezamos outras ordens de colisões, como as de três corpos, importantes somente em armadilhas que apresentam alta densidade [23]. Para encontrarmos a solução, faremos uma aproximação quanto à distribuição da nuvem aprisionada, supondo ter uma distribuição espacial gaussiana na densidade com relação ao eixo radial, $n(R) = n_0 . e^{-2(R/\omega)^2}$, onde ω pode ser obtido a partir das imagens da nuvem atômica, feitas por uma câmera digital.

Podemos usar esta distribuição e encontrar a solução para a integral, que corresponde ao número de átomos aprisionados (N):

$$\int_V n dV = 4\pi n_0 \int_0^\infty R^2 e^{-2(R/\omega)^2} dR = \sqrt{(\pi/2)^3} n_0 \omega^3 . \qquad (2.10)$$

Do mesmo modo, podemos substituir a mesma distribuição para a próxima integral, e resolvê-la:

$$\int_V n^2 dV = 4\pi . n_0 \int_0^\infty R^2 e^{-4.(R/\omega)^2} dR . \qquad (2.11)$$

Utilizando o resultado anterior, podemos verificar que:

$$\int_V n^2 dV = \frac{N^2}{\omega^3 \sqrt{\pi^3}} \qquad (2.12)$$

Fazendo a substituição dos resultados obtidos em (2.10) e (2.12) na Equação (2.9), obteremos uma forma bem mais simples e compacta:

$$\frac{dN}{dt} = L - aN - bN^2, \qquad (2.13)$$

com $a = \gamma$ e $b = \pi^{-3/2}\omega^{-3}\beta$

Antes de resolvermos diretamente esta equação, vamos estudar os casos extremos, que são ($t \to 0^+$ e $t \to +\infty$), e utilizar alguns argumentos físicos observados durante os processos de carga. Há um domínio de L no início de operação da armadilha, uma vez que não existe um número considerável de átomos aprisionados. Desta forma, uma maneira de obtermos L é observar o crescimento linear da taxa nos primeiros instantes do processo de carga. A outra condição observada assim que o estado estacionário é atingido ($t \to +\infty$) é que a quantidade de átomos que escapam da armadilha é igual à quantidade de átomos capturados. Portanto,

$$\lim_{t \to +\infty} = \frac{dN}{dt} = 0 = L - aN_T - bN_T^2, \qquad (2.14)$$

onde N_T é agora o número total de átomos confinados. Temos, desta maneira, a solução da Equação (2.14), que é dada por:

$$N_T = \frac{\sqrt{a^2 + 4.L.b} - a}{2.b}. \qquad (2.15)$$

Utilizando então esta condição (t→+∞), encontramos a seguinte solução para a Equação Completa (2.9):

$$N(t) = \frac{D}{2b} Tanh\left[\frac{D \cdot t}{2} + ArcTanh\left(\frac{a}{D}\right)\right] - \frac{a}{2b} \qquad (2.16)$$

, onde $D = \sqrt{a^2 + 4Lb}$.

E por simples inspeção, verificamos que esta Solução (2.16) é fisicamente aceita, pois:

$$\lim_{t \to 0^+} N(t) \to 0$$

$$\lim_{t \to +\infty} N(t) \to \frac{D-a}{2.b} = N_T. \qquad (2.17)$$

Precisamos ainda fazer um ajuste prático na Solução (2.16), pois a função ArcTanh(x) dificulta bastante a interpolação das curvas de carga. Assim, usaremos a relação $\text{arctanh}(x) = [\ln(1+x) - \ln(1-x)]/2$, e a solução final será:

$$N(t) = \frac{D}{2b} Tanh\left[\frac{D.t}{2} + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{D+a}{D-a}\right)\right] - \frac{a}{2b}. \qquad (2.18)$$

Agora, podemos generalizar esta apresentação para o caso heteronuclear, primeiramente pela adição de um termo extra na Equação (2.9), referente às perdas por colisões heteronucleares e ainda pela adição de índices aos termos referentes ao número de átomos e à densidade para discriminar a espécie estudada. Desta forma, a equação abaixo indica que estamos estudando perdas da espécie A na presença da espécie B.

$$\frac{dN_A}{dt} = L - \gamma \int_{V_A} n_A dV - \beta \int_{V_A} n_A^2 dV - \beta' \int_{V_A} n_A n_B dV, \qquad (2.19)$$

assim β será dependente da intensidade do laser de aprisionamento da espécie A ($\beta(I_A)$), e β' será dependente da variação da intensidade do laser de aprisionamento da espécie A e da intensidade fixa do laser de aprisionamento da espécie B ($\beta'(I_A,I_B)$).

Utilizando o mesmo argumento no que se refere à distribuição gaussiana ($n_A(R) = n_0^A e^{-2(R/\omega_A)^2}$ e $n_B(R) = n_0^B e^{-2(R/\omega_B)^2}$) dos átomos no volume, podemos então reescrever parte do último termo da Equação (2.19):

$$\int_{V_A} n_A n_B dV = 4\pi n_0^A n_0^B \int_0^\infty R^2 e^{-2(R/\omega_A)^2} e^{-2(R/\omega_B)^2} dR,$$

$$\sqrt{\left[\frac{2}{\pi(\omega_A^2+\omega_B^2)}\right]^3} N_A N_B. \tag{2.20}$$

Repetindo alguns passos abordados anteriormente para o caso homonuclear e substituindo na Equação (2.19), encontramos uma equação com a mesma forma da Equação (2.13), apenas com o coeficiente a diferente:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - aN_A - bN_A^2 \tag{2.21}$$

onde $a = \gamma + \sqrt{\left[\frac{2}{\pi(\omega_A^2+\omega_B^2)}\right]^3} N_B \beta'$ e $b = \frac{\beta}{\omega_A^3\sqrt{\pi^3}}$

Portanto, a forma geral da solução da Equação (2.21) ficou inalterada, sendo idêntica à solução da Equação (2.13), bastando apenas acrescentar os subíndices para discriminar a espécie estudada da espécie que está provocando as perdas.

Agora mostraremos alguns passos da análise das curvas de carga e o método usado para determinação de L, γ, β e, a partir desses resultados, o cálculo de β'. A experiência adquirida anteriormente pelo nosso grupo indica que não devemos tentar encontrar esses parâmetros diretamente a partir da Solução Final (2.18).

Primeiramente, devemos obter L e γ, respectivamente, considerando-se diferentes intervalos de tempo.

A taxa de carga L pode ser determinada se, no início do carregamento da armadilha, desprezarmos os outros canais de perda γ e β e utilizarmos a Equação (2.22). A partir da estimativa de L, podemos considerar outro intervalo de tempo adequado e, conjuntamente com a Equação (2.23), determinar γ:

$$\frac{dN}{dt} = L \text{, e sua solução será: } N(t) = L \cdot t, \qquad (2.22)$$

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma N \text{, com solução } N(t) = \frac{L}{\gamma}(1 - e^{-\gamma . t}). \qquad (2.23)$$

Conhecendo-se então os valores L e γ, fazemos o ajuste da curva até o estado estacionário utilizando a Equação Completa (2.18), onde desejamos encontrar o valor de b, que é proporcional a β.

Manipulando a Expressão (2.15) e substituindo o valor de b, temos:

$$\beta = \frac{\pi^{3/2} . \omega^3 . (\sqrt{\gamma^2 + 4.L.b} - \gamma)}{2.N_T}. \qquad (2.24)$$

Desta forma, determinamos o valor de $\beta(I_A)$ através dos parâmetros ajustados a partir das curvas experimentais.

E, finalmente, para encontrarmos $\beta'(I_A, I_B)$, precisamos analisar a curva de carga completa, especificamente a região onde ocorre a mudança abrupta no sinal da fotomultiplicadora, e encontrar o número total de átomos capturados pela armadilha quando está presente a outra espécie atômica. Por hipótese, houve apenas a introdução de um novo canal de perdas, considerando-se assim válida a expressão abaixo:

$$L - \gamma N_T^A - b(N_T^A)^2 = 0 = L - a\overline{N_T^A} - b(\overline{N_T^A})^2, \qquad (2.25)$$

onde o termo $\overline{N_T^A}$ significa o número total de átomos da espécie A após atingir o estado estacionário na presença da espécie B, supondo que a espécie B altere o número final de átomos da espécie A aprisionados.

Portanto, substituindo a e b dados pela Expressão (2.21), obtemos finalmente $\beta'(I_A, I_B)$, calculado a partir de fatores fundamentais L, γ, ω e β, que resultaram das análises das curvas de carga e das imagens da nuvem de átomos aprisionados:

$$\beta' = \sqrt{\left[\frac{\pi(\overline{\omega_A^2} + \omega_B^2)}{2}\right]^3 \left[\frac{\gamma(N_T^A - \overline{N_T^A}) + b.[(N_T^A)^2 - (\overline{N_T^A})^2]}{\overline{N_T^A}.N_T^B}\right]}. \qquad (2.26)$$

III. PRINCÍPIOS BÁSICOS DA PERDA DE ÁTOMOS EM ARMADILHAS MAGNETO-ÓPTICAS: O MODELO TIPO GALLAGHER-PRITCHARD

Neste capítulo apresentaremos o modelo usado para descrever perdas que ocorrem em uma armadilha magneto-óptica (AMO) e os principais processos que podem ocorrer em uma amostra de átomos frios aprisionados, devido às diferentes interações. Pode-se observar três processos principais: primeiramente, as colisões na ausência de luz, as quais ocorrem entre átomos no estado fundamental e que podem resultar em perdas, devido à mudança de estrutura hiperfina (MEH); em seguida, as colisões onde um átomo do par encontra-se no estado excitado e, por último, as colisões onde os dois átomos do par encontram-se excitados. Nos dois últimos casos, as colisões podem gerar perdas na armadilha, principalmente devido ao escape radiativo (ER) ou à mudança de estrutura fina (MEF). Existem potenciais atrativos ou repulsivos que conectam estas interações e, é claro, nos interessa somente os atrativos, pois são os únicos capazes de causar perdas através de uma conversão de energia.

O modelo que vamos apresentar é dependente tanto de parâmetros atômicos fundamentais quanto das características dos potenciais mencionados. Porém, observamos em nossos estudos que um dos fatores que mais influenciaram o

resultado final foram as considerações feitas sobre a velocidade de escape e sua dependência com a intensidade do laser de aprisionamento, deixando explícita a forte dependência das taxas de perda β e β' com a velocidade de escape. Recentemente, nosso grupo realizou medidas de velocidade de captura [24], a qual possui uma relação íntima com a velocidade de escape, produzindo-se modelos melhorados.

Este fato torna-se importante à medida que fortalece nossa argumentação de que o principal canal de perdas é o escape radiativo [25, 26], idéia esta contrária a que tem sido aceita atualmente, principalmente em regime de baixa intensidade, onde as perdas têm sido associadas com a mudança de estrutura hiperfina (MEH).

III.1 – Potenciais Quasimoleculares ou de Longo Alcance

A interação de dois átomos durante uma colisão leva à formação de estados quasimoleculares. Estas colisões são freqüentemente intermediadas por potenciais de longo alcance. Podemos expressar essas interações através de uma expansão em potenciais $V(R) = \sum {C_n}/{R^n}$, onde o termo dominante normalmente é aquele que mais caracteriza a interação.

Primeiramente, serão consideradas as interações nas quais os átomos estão ambos no estado fundamental (S+S), pertencendo à classe de interação tipo van der Waals, com a dependência principal $V_{ff} = {C_6}/{R^6}$. Podemos obter C_6 considerando os átomos A e B como sistemas simples de dois níveis, com a freqüência de transição atômica para cada átomo dada por $\omega_i = 2\pi\, {c}/{\lambda_i}$, e momento de dipolo elétrico d_i (i=A, B). Aplicando teoria de perturbação de segunda ordem, temos:

$$C_6 \cong -\frac{4\overline{d_A^2}.\overline{d_B^2}}{\hbar(\omega_A + \omega_B)}, \qquad (3.1)$$

onde d_A e d_B são momentos de dipolo elétrico atômicos. É válido salientar também que se os átomos A e B são neutros, suas contribuições para o valor médio do momento de dipolo são nulas em primeira ordem de teoria de perturbação. Entretanto, quando os átomos estão suficientemente próximos, há uma correlação entre seus momentos de dipolo, devido às flutuações quânticas das distribuições de carga. Então, apesar do momento de dipolo do átomo A flutuar aleatoriamente e produzir uma contribuição média nula, existe uma interação com seu próprio campo eletrostático, que foi refletido pelo átomo B. Esta é a razão principal para haver correção somente em segunda ordem. Podemos ainda observar pela Expressão (3.1) que a interação de van der Waals, no caso (S+S), é sempre atrativa, tanto em colisões homonucleares quanto heteronucleares.

Outro tipo de interação é dado no caso de um átomo do par estar no estado excitado (S+P). Caso seja uma colisão homonuclear, a interação será de dipolo ressonante $V_{fe} = C_3^*/R^3$ e, determinando C_3^* novamente através da teoria de perturbação para sistemas de dois níveis, obtém-se $C_3^* = \pm 2\overline{d^2}$. Neste caso, poderemos ter estados atrativos ou repulsivos, como exemplificado pela Figura 3.1, que dependerão da simetria com relação ao tipo de acoplamento dos momenta angulares orbital e de spin, segundo as regras conhecidas como casos de Hund. Podemos ainda expressar C_3^* em termos do nível energético do estado excitado,

como também do seu tempo de vida correspondente, obtendo $C_3^* = \pm\frac{6\hbar}{4\tau}\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^3$, de acordo com King e van Vleck (1939), apresentado por Weiner e colaboradores [2].

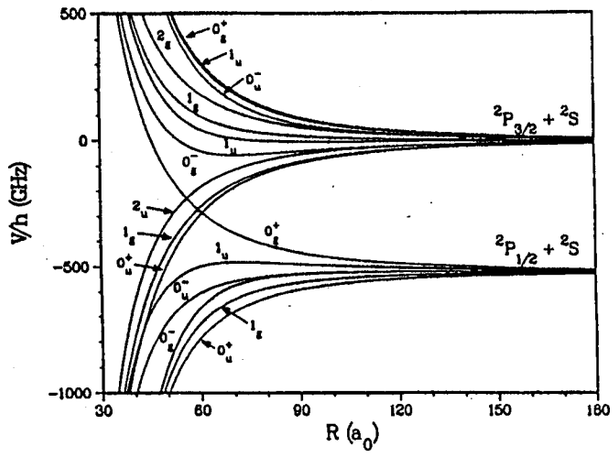

Figura 3.1 – Curvas de potencial de longo alcance para o primeiro estado excitado de quasimoléculas de Na, denominadas através da notação de Hund (c). Além de evidenciar os diversos potenciais, devido às diferentes simetrias, verificamos alguns cruzamentos, nos quais é possível a ocorrência de MEF (Weiner e colab. [2]).

Se a colisão for heteronuclear, dadas duas espécies A e B, considerando o átomo A no estado excitado e B no estado fundamental, a interação dominante será do tipo van der Waals $V_{fe} = {C_6^*}/{R^6}$, onde C_6^* é dado por:

$$C_6^* = \frac{4\overline{d_A^2}.\overline{d_B^2}}{\hbar(\omega_A - \omega_B)} \qquad (3.2)$$

Se observarmos a expressão (3.2), podemos verificar que o caráter da interação está vinculado à diferença de energia entre as duas espécies atômicas.

Esta foi uma descrição um tanto simplificada da obtenção dos coeficientes $C_{n's}$, já que a finalidade é ilustrativa, de modo a elucidar ou evidenciar a razão dos diferentes casos atrativos ou repulsivos dentro de uma classe de interação [27].

As constantes utilizadas em nossos cálculos foram obtidas a partir de modelos melhor elaborados, que consideram expansão em multipolos dos potenciais e simetrias moleculares diferentes, calculadas por Marinescu e colaboradores [28, 29], tanto para o caso homonuclear quanto heteronuclear. Seguem abaixo as constantes que serão utilizadas em nosso modelo, para os diferentes tipos de potenciais assintóticos:

Cs-Cs				
Assíntota	**Simetria**	**C_3 (u.a.)**	**C_5 (u.a.)**	**C_6 (u.a.)**
6S-6S	$^{1,3}S_{g,u}^{+}$			$6{,}331\times10^{3}$
6S-6P	$^{1,3}S_{u,g}^{+}$	20,95		
	$^{1,3}S_{g,u}^{+}$	-20,95		
	$^{1,3}P_{u,g}$	-10,47		
	$^{1,3}P_{g,u}$	10,47		
6P-6P	$^{1,3}S_{g,u}^{+}$		$-5{,}84\times10^{3}$	
	$^{1,3}P_{g,u}$		$3{,}8934\times10^{3}$	
	$^{1,3}D_{g,u}$		$9{,}7334\times10^{2}$	

Tabela I – Coeficientes $C_{n's}$, para diversos potenciais homonucleares do césio, calculados por Marinescu e Dalgarno [28].

Cs-K			
Assíntota	**Simetria**	**C_5 (u.a.)**	**C_6 (u.a.)**
6S-4S	$^{1,3}S^+$		$4{,}9011\times10^3$
6P-4S	$^{1,3}S^+$ $^{1,3}P$		$6{,}4292\times10^4$ $2{,}1731\times10^4$
6S-4P	$^{1,3}S^+$ $^{1,3}P$		$-3{,}8865\times10^4$ $-4{,}5843\times10^3$
6P-4P	$^{1,3}S^+$ $^{1,3}P$ $^{1,3}D$	$-5{,}0952\times10^3$ $3{,}3968\times10^3$ $-8{,}4920\times10^2$	

Tabela II – Coeficientes $C_{n's}$, para o sistema heteronuclear Cs-K, novamente obtidos por Marinescu e Sadeghpour [29].

Um outro tipo de interação que nos é bastante relevante é aquela onde ambos os átomos envolvidos estão no estado excitado (P+P), conhecida também como interação quadrupolar, tendo a dependência C_5/R^5. Esta interação relaciona-se a um importante processo conhecido como ionização fotoassociativa, exclusivo de amostras frias de sódio, podendo também ocorrer em algumas misturas, segundo a observação experimental da formação de íons $NaCs^+$, por Shaffer e colab. [30]. A ionização fotoassociativa, em sistemas homonucleares, é energeticamente proibida para os demais alcalinos [31]. Outro ponto importante é o fator de sobrevivência dos átomos no estado duplamente excitado. É possível que este potencial $1/R^5$ não consiga levar os pares às pequenas separações internucleares (de tamanho suficiente para que a energia recebida pelo átomo o ejete da armadilha), antes da ocorrência da emissão espontânea. Assim, se houver domínio deste tipo de interação, num certo

regime de intensidade do laser de aprisionamento (alta intensidade), pode haver uma redução das taxas de perdas.

III.2 - Modelo do Equilíbrio Local

III.2.1 - Caso de colisões binárias homonucleares envolvendo um átomo no estado excitado

Será apresentado agora um tratamento teórico para colisões frias, baseado no modelo desenvolvido por Gallagher e Pritchard [32] em 1989, que trata de colisões homonucleares considerando potenciais clássicos atrativos entre os átomos. Este modelo é conhecido como modelo Gallagher-Pritchard (GP) devido aos autores que o propuseram. Originalmente, este trabalho foi proposto para avaliar a contribuição das taxas de perdas por mudança de estrutura fina (MEF) e escape radiativo (ER).

Abordaremos somente o ER, pois acreditamos ser este o principal canal de perdas [25, 26, 33, 34], independentemente do regime de alta ou baixa intensidade. Esta consideração baseia-se em recentes experimentos [25, 26], os quais demonstraram ser dominante o processo de ER. Foram feitas ainda aproximações neste modelo que proporcionam avaliar, além das taxas de perdas devido às colisões heteronucleares em função da intensidade do laser de aprisionamento, as taxas de perdas em função da dessintonia do laser. Estas são consideradas fator importante para interpretação dos resultados experimentais obtidos através da técnica de catálise, a qual permite a verificação de mecanismos envolvidos na colisão.

Primeiramente, serão considerados os processos colisionais homonucleares, e facilmente generalizaremos para o caso heteronuclear, que será o interesse principal

deste trabalho. O tratamento clássico dado aos potenciais permite interpretar os efeitos da emissão espontânea a partir de conceitos básicos, sem necessitar de ferramentas mais sofisticadas da mecânica quântica. A emissão espontânea é um fenômeno muito importante, pois é ela que determina o tempo em que o par atômico continuará sendo acelerado no potencial fundamental-excitado. As perdas na armadilha ocorrerão, desde que este par em colisão alcance uma separação internuclear suficientemente pequena e, no momento da ocorrência da emissão espontânea, a energia liberada, devido à conservação de energia, seja igual ou maior a duas vezes a profundidade da armadilha.

Para uma melhor ilustração desse processo (Fig. 3.2), tomamos um par de átomos de césio (Cs) que estamos estudando:

$$Cs + Cs + \hbar\omega \rightarrow Cs_2^* \rightarrow Cs + Cs + \hbar\omega' + \Delta E, \qquad (3.3)$$

onde Cs refere-se aos átomos neutros no estado fundamental ($6S_{1/2}$), $\hbar\omega$ é a energia do fóton absorvido, Cs_2^* a quasimolécula formada durante o processo colisional e $\hbar\omega'$ a energia do fóton emitido pelo par. A diferença de energia $\Delta E = \hbar(\omega - \omega')$ é dividida pelo par igualmente, podendo ou não causar a perda do átomo na AMO se a energia liberada for suficiente para ultrapassar as barreiras da armadilha. Neste caso, o processo é sugerido como principal mecanismo de aquecimento [32].

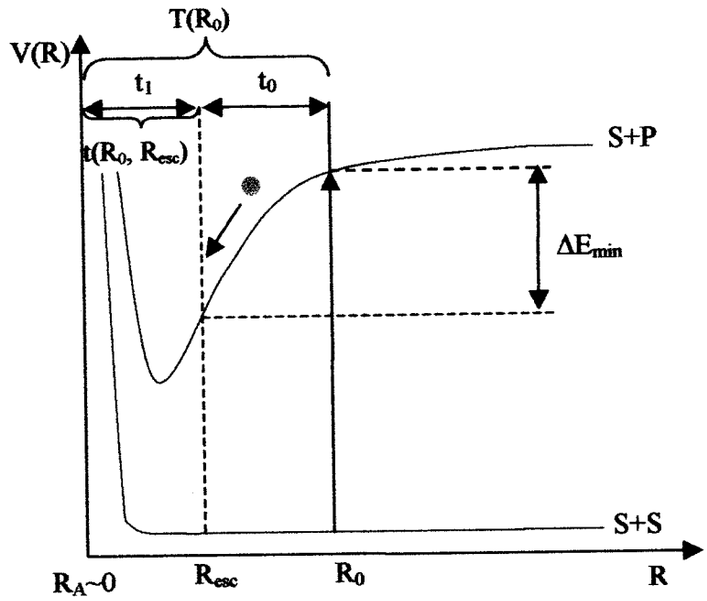

Figura 3.2 – Ilustração de um potencial atômico, onde um átomo do par absorveu um fóton em R_0 e está sendo acelerado até regiões onde a energia do par atômico supera a profundidade da armadilha ($R \leq R_{esc}$).

O potencial molecular que participa da colisão (S+P) é dado por C_3/R^3, estando as constantes utilizadas nos cálculos relacionadas na seção anterior. No início da colisão, consideramos os átomos no estado fundamental separados por uma longa distância internuclear, R_0. A taxa de excitação para o potencial molecular (fundamental-excitado) é calculada, considerando-se um modelo atômico de dois níveis e é dada por:

$$\varepsilon_0(R_0,\omega_L,I) = \frac{I/I_S}{1+\frac{4}{\Gamma_M^2}\left(\Delta - \frac{C_3}{\hbar R_0^3}\right)^2 + \frac{I}{I_S}}, \qquad (3.4)$$

onde $\Delta = \omega_L - \omega_0$ é a dessintonia do laser usado no aprisionamento, ω_0 a freqüência de ressonância atômica, Γ_M a taxa de decaimento espontâneo molecular

($\Gamma_M=2\Gamma_A\approx10.4\times10^6$Hz), I a intensidade do laser de aprisionamento e I_S a intensidade de saturação da transição atômica (I_S^{Cs}=1,10 mW/cm^2).

Precisamos agora determinar o tempo de permanência desses átomos sob a ação do potencial atrativo, assim como avaliar se este tempo será suficiente para que os átomos aproximem-se o bastante, de modo que, após a emissão espontânea, ocorra a ejeção do par da AMO com a energia adquirida. Considerando a equação clássica de conservação de energia, onde a variação de energia potencial, em módulo, é igual à variação da energia cinética, temos que no ponto de distância internuclear R, a energia final será:

$$E_F = T = \frac{\mu V^2}{2} = -E_I = -\Delta U(R) = U_I - U_F = C_3\left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3}\right), \quad (3.5)$$

onde μ é a massa reduzida e V a velocidade adquirida pelo par durante a colisão. Podemos considerar que $V = dR/dt$ e, desta forma, obter uma expressão a partir da qual podemos calcular o tempo de viagem entre R_0 e R:

$$V = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2C_3}{\mu}\left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3}\right)}. \quad (3.6)$$

Já que os átomos estão separados por longas distâncias internucleares e possuem baixas velocidades, considera-se que os mesmos partem inicialmente do repouso. Isto se justifica pelo fato de que o potencial para Cs-Cs, no estado fundamental, é C_6/R^6, sendo fortemente achatado. Portanto, a consideração feita

anteriormente torna-se razoável. Assim, pela manipulação da Expressão (3.6), podemos determinar o tempo necessário para o par atômico percorrer um intervalo 0-R_0:

$$T = \int_0^T dt = \int_0^{R_0} \sqrt{\frac{\mu}{2C_3}} \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3} \right)^{-1/2} . \qquad (3.7)$$

Fazendo as substituições adequadas, obtemos:

$$T(R_0) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\mu R_0^5}{2C_3}} \int_0^1 \frac{dS}{S^{1/2}(1-S)^{1/6}} . \qquad (3.8)$$

A integral acima é conhecida como função Beta de argumento $(\frac{1}{2}, \frac{5}{6})$ e seus valores são tabelados. Desta forma, obtivemos uma solução analítica para o tempo de percurso:

$$T(R_0) = \frac{1}{3} Beta\left(\frac{1}{2}, \frac{5}{6}\right) \sqrt{\frac{\mu R_0^5}{2C_3}} , \qquad (3.9)$$

onde $Beta(\frac{1}{2}, \frac{5}{6}) = 2{,}240502601$

Este é o tempo total para o átomo percorrer todo o potencial desde sua excitação em R_0 até R_A~0 (R_A é o raio atômico), como podemos observar na Figura 3.2. Da mesma maneira, podemos encontrar o tempo característico da região $R \leq R_{esc}$ (Fig. 3.2), ou seja, o ponto a partir do qual a ocorrência da emissão espontânea fatalmente resultará em perdas. Neste caso:

$$t(R_0, R_{esc}) = \frac{1}{3} Beta\left(\frac{1}{2}, \frac{5}{6}\right)\sqrt{\frac{\mu R_{esc}^5}{2C_3}}. \qquad (3.10)$$

Necessitamos agora conhecer a probabilidade do par alcançar uma separação internuclear $R \leq R_{esc}$, antes da ocorrência da emissão espontânea.

A probabilidade do átomo "caminhar" no potencial sem emitir espontaneamente durante um tempo t_0 $(R_{esc} < R < R_0)$ é dada pelo fator $\exp(-\Gamma_M t_0)$, Sendo desta forma, a probabilidade de que ele atinja a região $R < R_{esc}$. Dado um tempo t_1, tempo de permanência do átomo na região $(R_A \sim 0 \leq R \leq R_{esc})$, a probabilidade de que ocorra a emissão espontânea e, conseqüentemente, a perda do par, é o complemento da probabilidade de sobrevivência nesta região: $[1 - \exp(-2\Gamma_M t_1)]$. O fator 2 no argumento da exponencial significa que a emissão espontânea pode ocorrer quando o átomo está se aproximando ou se afastando um do outro. Desta forma há uma vibração do par, existindo a probabilidade de que ele suporte várias oscilações antes de emitir um fóton. Considerando então todas essas possibilidades, a probabilidade total pode ser escrita como uma série geométrica, e sua soma é dada por:

$$P_{RE}(R_0, R_{esc}) = \frac{Senh(\Gamma_M t_1)}{Senh(\Gamma_M (t_0 + t_1))}, \qquad (3.11)$$

onde t_1 e a soma $t_0 + t_1$ podem ser identificados pelas Expressões (3.10) e (3.9), respectivamente.

A dependência de β com a velocidade de escape aparece em P_{RE}, e através de V_{esc} a intensidade do laser influencia a taxa de perda. Levando em conta todas as possíveis separações internucleares, temos que a expressão para β tem a seguinte forma:

$$\beta \propto \frac{1}{2}\int_0^\infty \varepsilon_0(R_0,\omega_L,I)\times P_{ER}(R_0,R_{esc})\times 4\pi R_0^2 dR_0\,, \quad (3.12)$$

onde $\frac{4\pi R_0^2 dR_0}{2}$ é o número de pares com separação internuclear entre R_0 e R_0+dR_0, excitados pelo laser de freqüência ω_L.

Para evidenciar a dependência de β com a intensidade, também precisamos saber a dependência de R_{esc} com a intensidade, devido à expressão (3.5), para $R=R_{esc}$ e $V=V_{esc}$,

$$R_{esc}=\left(\frac{\mu V_{esc}^2}{2C_3}+\frac{1}{R_0^3}\right)^{-1/3}. \quad (3.13)$$

Para a determinação de R_{esc}, foi usado um modelo para encontrar V_{esc}, onde foram utilizadas as forças de pressão de radiação, como descritas por Cook[21]. Nestes cálculos, consideramos um átomo no centro de um AMO sujeito à atuação dessas forças, e procuramos a velocidade mínima de escape da armadilha para cada valor de intensidade. O cálculo foi feito em diversas direções e o resultado médio

produz a velocidade de escape para cada intensidade do laser. Continuando esta descrição, será apresentado uma adaptação do modelo, na qual encontraremos a dependência de β com a dessintonia do laser de prova.

Inicialmente, escreveremos a expressão (3.9) em função da dessintonia do laser. Para isso, utilizaremos a relação abaixo, freqüentemente denominada ponto de excitação de Condon [2] que, numa descrição semi-clássica de colisões, indica o ponto onde ocorre a excitação do estado fundamental para o estado excitado e que através da variação da dessintonia do laser, pode ser selecionado desde pequenos até grande valores de R (distância internuclear).

$$\hbar\Delta = \left.\frac{-C_3}{R^3}\right|_{R_0}^{\infty} = \frac{C_3}{R_0^3} \qquad (3.14)$$

Para complementar, com a escolha da dessintonia (Δ) para o azul $(\omega_L - \omega_0 > 0)$ ou para o vermelho $(\omega_L - \omega_0 < 0)$ da transição, podemos selecionar o caráter da interação (Fig. 3.3). Por exemplo, dessintonias para o vermelho podem excitar transições para o estado assintótico S+P, enquanto que dessintonias para o azul da excitação não permitem que os átomos se aproximem a distâncias além do ponto de Condon.

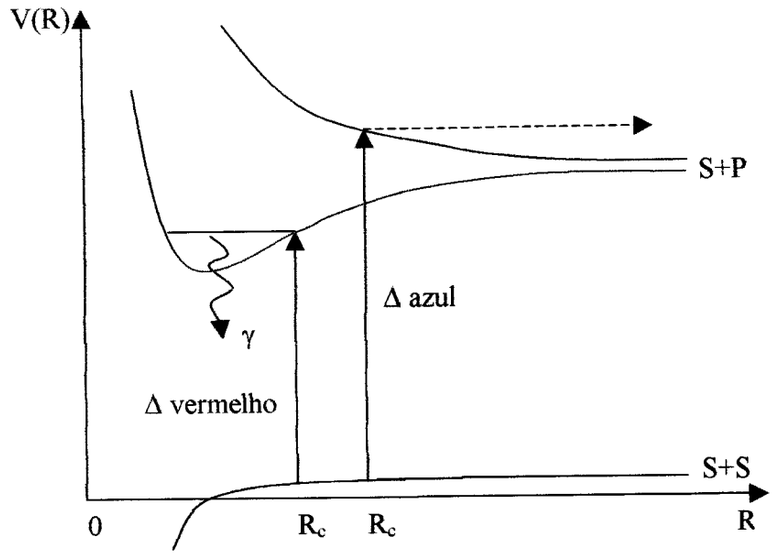

Figura 3.3 – A dessintonia pode promover o acesso aos estados atrativos ou repulsivos, sendo um possível mecanismo de controle de colisões.

Finalmente, utilizando a expressão anterior, podemos reescrever o tempo de permanência do átomo sob a ação do potencial em função da dessintonia do laser:

$$T(\Delta) = \frac{1}{\Gamma_M}\left(\frac{-\Delta_r}{\Delta}\right)^{5/6}, \qquad (3.15)$$

onde $\Delta_r = \left[\left(\frac{\Gamma_M Beta(1/2, 5/6)}{3}\right)^6 \left(\frac{\mu}{2}\right)^3 \frac{C_3^2}{h}\right]^{1/5}$.

Utilizando as expressões anteriormente obtidas (3.4) e (3.15), podemos substituí-las na expressão de β em função da intensidade (3.12) e, após algumas simplificações, teremos:

$$\beta \propto \frac{1}{\Delta^2 Senh\left[\left(\frac{-\Delta_\tau}{\Delta}\right)^{5/6}\right]} \qquad (3.16)$$

Pode-se verificar ainda que, para grandes valores de dessintonia ($|\Delta| >> \Delta_\tau$), teremos uma dependência da seguinte forma:

$$\beta \propto \Delta^{-7/6}. \qquad (3.17)$$

III.2.2 - Caso de colisões binárias heteronucleares envolvendo um átomo no estado excitado

Consideremos agora uma colisão heteronuclear semelhante ao caso homonuclear apresentado anteriormente. A expressão para o balanço químico-energético é:

$$Cs + K + \hbar\omega \rightarrow (Cs - K)^* \rightarrow Cs + K + \hbar\omega' + \Delta E, \quad (3.18)$$

onde $\hbar\omega$ é a energia do fóton absorvido, $\hbar\omega'$ a energia do fóton emitido, $(Cs-K)^*$ a quasimolécula formada durante a colisão e $\Delta E = \hbar(\omega - \omega')$ a diferença de energia que será convertida em energia cinética, sendo dividida na proporção de 23% para o césio e 77% para o potássio, em decorrência da razão das massas.

Neste caso, a quasimolécula $(Cs-K)^*$ somente poderá ser formada pela absorção de um fóton do campo ressonante com o césio (852nm), pois os potenciais quasimoleculares onde o potássio é primeiramente excitado, $(Cs-K^*)$, são

repulsivos. As interações heteronucleares (S+P) são do tipo van der Waals ($1/R^6$), possuindo menor alcance que $1/R^3$ (dipolo-ressonante), sendo necessário que os átomos estejam mais próximos entre si para sofrerem influência deste potencial.

Como estamos interessados somente em $Cs^* - K$, pelo fato de ser o único canal atrativo, de forma análoga ao caso homonuclear, tomamos a taxa de excitação do átomo de Cs para uma separação internuclear R_0:

$$\varepsilon_0^{Cs}(R_0, \omega_L, I) = \frac{I/I_S}{1 + \frac{4}{\Gamma_M^2}\left(\Delta - \frac{C_6}{\hbar R_0^6}\right)^2 + \frac{I}{I_S}}, \qquad (3.19)$$

onde $\Delta = \omega_L - \omega_0$ é a dessintonia do laser de aprisionamento, Γ_M ($2\Gamma_A$) a taxa de decaimento espontâneo molecular, I a intensidade do laser de aprisionamento e I_s a intensidade de saturação.

Neste caso, o potencial C_6/R^6 é demasiadamente achatado para longas distâncias internucleares, promovendo um aumento no tempo de aproximação até regiões de interesse $R \leq R_{esc}$. São esperadas maiores contribuições nas regiões de menores separações internucleares, referentes ao caso homonuclear. Procedendo da mesma maneira para o cálculo dos tempos, temos:

$$T(R_0)^{Het} = \frac{1}{6}\sqrt{\frac{\mu R_0^8}{2C_6}} \int_0^1 \frac{dS}{S^{1/2}(1-S)^{1/3}}, \qquad (3.20)$$

Desta forma obtém-se também uma solução analítica para o cálculo de $T(R_0)^{Het}$, pela resolução da integral acima:

$$T(R_0)^{Het} = \frac{1}{6} Beta\left(\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right)\sqrt{\frac{\mu R_0^8}{2C_6}} \qquad (3.21)$$

A probabilidade total para várias oscilações possíveis é obtida da mesma maneira que em (3.11), diferindo desta somente com relação à dependência temporal:

$$P_{ER}^{Het}(R_{esc}, R_0) = \frac{Sinh(\Gamma_M t(R_0, R_{esc})^{Het})}{Sinh(\Gamma_M T(R_0)^{Het})}, \qquad (3.22)$$

onde $t(R_{esc}, R_0)^{Het} = \frac{1}{6} Beta\left(\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right)\sqrt{\frac{\mu R_{esc}^8}{2C_6}}$

Finalmente, a taxa de perdas heteronucleares (β') será obtida se considerarmos todas as possíveis separações internucleares R_0. Portanto:

$$\beta' \propto \int_0^{\infty} \varepsilon_0^{Cs}(R_0, \omega_L, I^{Cs}) \times P_{ER}^{Het}(R_0, R_{esc}) \times 4\pi R_0^2 dR_0 . \qquad (3.23)$$

Utilizando a expressão para o ponto de excitação de Condon (caso do potencial de van der Waals entre duas espécies distintas), obtém-se:

$$\hbar\Delta = \left.\frac{C_6}{R^6}\right|_{R_0}^{\infty} = \frac{C_6}{R_0^6}. \qquad (3.24)$$

Podemos proceder de modo idêntico ao caso anterior (homonuclear). Assim, obteremos os intervalos temporais em função da dessintonia.

Finalmente, a expressão para β' em função da dessintonia para o caso heteronuclear, é dada por:

$$\beta' \propto \frac{1}{\Delta^{3/2} Senh\left[\left(\frac{-\Delta_{\tau}^{Het}}{\Delta}\right)^{2/3}\right]}, \qquad (3.25)$$

onde $\Delta_{\tau}^{Het} = \left[\left(\frac{Beta(1/2, 2/3)\Gamma_M}{6}\right)^6 \left(\frac{\mu}{2}\right)^3 \frac{C_6}{h^4}\right]^{1/4}$ .Analogamente para o caso homonuclear, podemos verificar que para grandes valores de dessintonia ($|\Delta| >> \Delta_{\tau}$), temos a seguinte dependência:

$$\beta' \propto \Delta^{-5/6}. \qquad (3.26)$$

III.2.3 – Caso de colisões binárias heteronucleares envolvendo ambos os átomos no estado excitado: estado duplamente excitado

O processo de ionização fotoassociativa está diretamente relacionado ao estado duplamente excitado, descrito primeiramente por Gallagher [35], através de um processo seqüencial de quatro etapas. Apesar da abordagem realizada no presente trabalho ser semelhante à descrição feita por Gallagher, o resultado final aqui obtido difere, já que a etapa final de ionização da quasimolécula não foi alcançada. Apenas

considerou-se o estado duplamente excitado e seu efeito sobre os processos de perdas em uma armadilha magneto-óptica. Desta forma, reconsiderou-se conceitos e argumentos utilizados para descrever o processo onde um átomo do par é excitado.

Para descrever esse processo, tomamos novamente um par de átomos alcalinos, Cs e K, (Fig. 3.4):

$$Cs + K + \hbar\omega_L^{Cs} \rightarrow (Cs^* - K) + \hbar\omega_L^K \rightarrow Cs^* - K^* \qquad (3.27)$$

Para a ocorrência da perda do átomo na armadilha, é necessário que ocorra um processo constituído de quatro etapas (Fig. 3.4), seguindo uma determinada seqüência. Este processo consiste, primeiramente, na absorção de um fóton do campo de luz ressonante com o átomo de césio, acelerando os átomos do par, um na direção do outro. Observe que, se o primeiro fóton fosse absorvido pelo potássio, não haveria formação de um estado quasimolecular, uma vez que todos os potenciais $Cs - K^*$ são repulsivos.

Existem agora três processos principais que podem ocorrer. O primeiro deles é quando a quasimolécula continua a se aproximar, até que a emissão espontânea aconteça e interrompa o processo, podendo ou não levar o átomo para fora do poder de confinamento da armadilha. O segundo processo acontece quando a aproximação contínua leva os átomos às regiões de cruzamento dos potenciais interatômicos $P_{3/2} + P_{1/2}$, sendo possível a ocorrência de mudança de estrutura fina (MEF). E, por último, que é o processo que nos interessa neste momento, a quasimolécula $Cs^* - K$ absorve um fóton do campo de luz ressonante com o potássio, atingindo, portanto, o estado duplamente excitado e prosseguindo com o processo colisional.

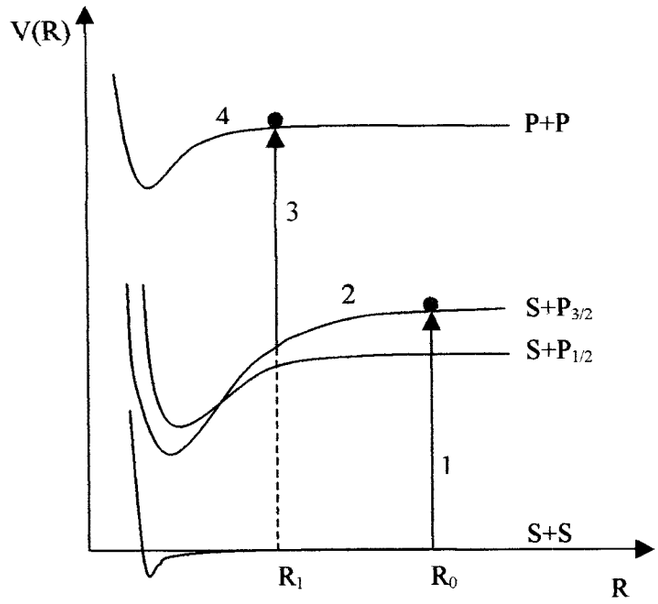

Figura 3.4 – Diagrama dos potenciais envolvidos na colisão entre um átomo de césio e um átomo de potássio. Estão representadas a absorção do primeiro fóton pelo césio, a aceleração do par, a absorção do segundo fóton pelo potássio e a continuação da colisão.

O resultado final pode ser a perda ou não do átomo na armadilha através do ER, que pode acontecer pela emissão de um fóton tanto pelo césio quanto pelo potássio. Lembramos ainda que a razão das energias em função das massas é de ~23% para o césio e 77% para o potássio, enquanto que a profundidade da armadilha é tipicamente da ordem de 1K.

Para avaliarmos a contribuição deste canal para as perdas, necessitamos da taxa de excitação para o césio correspondendo à expressão (3.19). Deste modo, o tempo necessário para a quasimolécula excitada ir de R_0-R_1 será:

$$t(R_0, R_1) = \frac{1}{6} Beta(1/2, 2/3) \left(\frac{\mu}{2C_6} \right)^{1/2} (R_0^4 - R_1^4) . \qquad (3.28)$$

A probabilidade de atingir R_1 está sujeita a um decaimento exponencial, que é dado por: $P_S(R_0,R_1)=\exp[-\Gamma_M t(R_0,R_1)]$, denominado fator de sobrevivência do par.

A probabilidade de ocorrer a absorção de outro fóton pela quasimolécula Cs^*-K, enquanto está viajando na direção de pequenas distâncias internucleares, é dada por $\varepsilon_0^K(R_0,\omega_L,I^K)dt$, onde $dt=dR_1/v(R_0,R_1)$, o tempo de percurso após a primeira excitação, sendo v a velocidade radial interatômica neste potencial. Desta forma, podemos escrever a probabilidade de excitação como:

$$\varepsilon_0^K(R_0,R_1,\omega_L,I)dt=\frac{I^K/I_s^K}{\left[1+\frac{4}{\Gamma_M^2}\left(\Delta-\frac{C_5}{\hbar R_1^5}+\frac{C_6}{\hbar R_0^6}\right)^2+\frac{I^K}{I_s^K}\right]}\frac{dR_1}{\sqrt{\left(\frac{1}{R_1^6}-\frac{1}{R_0^6}\right)\frac{2C_6}{\mu}}}\quad(3.29)$$

O cálculo do tempo de percurso aproximado para o par atômico no potencial duplamente excitado é realizado utilizando os mesmos argumentos que para o caso fundamental-excitado:

$$T(R_1)=\frac{Beta(1/2,7/10)}{5}\left(\frac{\mu R_1^7}{2C_5}\right)^{1/2}.\qquad(3.30)$$

E o tempo característico da região $R<R_{esc}$, é dado por:

$$t(R_1,R_{esc})=\frac{Beta(1/2,7/10)}{5}\left(\frac{\mu R_{esc}^7}{2C_5}\right)^{1/2}.\qquad(3.31)$$

Podemos encontrar R_{esc} usando a relação de conservação de energia da mesma forma que para os outros casos. A probabilidade de que ocorra emissão espontânea na região $R<R_{esc}$ é dada por:

$$P_{ER}^{DE}(R_1,R_{esc}) = \frac{Sinh[(\Gamma_M^{Cs}+\Gamma_M^{K})t(R_0,R_{esc})]}{Sinh[(\Gamma_M^{Cs}+\Gamma_M^{K})T(R_0,R_{esc})]}. \qquad (3.32)$$

Desta forma, para avaliarmos as contribuições de todas as distâncias internucleares possíveis, devemos resolver a integral abaixo:

$$\beta'_{DE} \propto \int_0^{\infty} 4\pi R_0^2 dR_0 \int_0^{R_0} \frac{dR_1}{v(R_0,R_1)} \varepsilon_0^{Cs}(R_0,\omega_L,I^{Cs}) P_S(R_0,R_1) \varepsilon_0^{K}(R_0,R_1,\omega_L,I^{K}) P_{ER}^{DE}(R_1,R_{esc})$$

(3.33)

Esta contribuição foi calculada somente para o caso heteronuclear, devido aos problemas computacionais encontrados durante a integração.

Nosso principal interesse no estado duplamente excitado está em avaliar seu fator de sobrevivência, como também sua contribuição para as perdas, ou seja, é preciso que o sistema sobreviva no estado duplamente excitado o maior tempo possível antes de decair, ganhando, desta forma, a energia suficiente para ultrapassar a barreira da armadilha magneto-óptica. É possível que, após atingir o estado duplamente excitado, haja uma aceleração bem menor, diminuindo de modo significativo o fator de sobrevivência; a emissão espontânea, desta forma, poderá ocorrer antes do par chegar à região de pequena separação internuclear, proporcionando uma redução na taxa de perdas.

IV. ESTUDOS NO SISTEMA Cs-K NO REGIME DE ALTA INTENSIDADE

Neste capítulo, faremos a apresentação do sistema experimental e dos principais equipamentos utilizados, assim como uma breve descrição do procedimento experimental.

Os valores das taxas de perdas β e β' em função da intensidade, obtidos em laboratório, são apresentados e discutidos em comparação com o modelo descrito no capítulo anterior e com os parâmetros fundamentais, como a velocidade de escape e a profundidade da armadilha.

Apresentamos ainda os resultados da variação das taxas de perdas β e β' em função da dessintonia do laser de prova (experimento de catálise). Estes valores também foram analisados à luz do modelo teórico.

Comparamos nosso modelo com o resultado experimental de outros grupos, fortalecendo ainda mais a argumentação de que o canal dominante é o de escape radiativo (ER).

IV.1 – Sistema Experimental

A armadilha magneto-óptica em funcionamento em nosso laboratório talvez seja uma das poucas no mundo preparada para realizar experimentos com vários elementos. Esse fato é decorrente de seu projeto inicial, o qual contém reservatórios acoplados em sua estrutura, possibilitando o estudo de colisões com os elementos Na, Rb, Cs e K.

Primeiramente, faremos uma descrição das partes principais que compõem nossa armadilha magneto-óptica. O corpo principal é composto por uma câmara de aço inoxidável no formato de um cilindro achatado (Fig 4.1), possuindo 14 janelas usadas para a entrada dos feixes de laser, coleta de imagens e fluorescência, esta através da fotomultiplicadora. Além disso, uma das janelas possui um detector de íons, fator importante em trabalhos futuros no estudo de moléculas que serão ionizadas a partir de um laser pulsado.

O sistema de bombas de vácuo inicia-se pelo sistema mecânico. Este possui uma linha de baixo vácuo externa acoplada a potentes bombas mecânicas, que atingem uma pressão da ordem de $\sim 10^{-4}$ Torr. Após atingido esse valor, continuamos o bombeamento com uma bomba turbo-molecular, a qual pode atingir uma pressão entre 10^{-6}-10^{-7} Torr, considerado o limite que pode ser obtido mecanicamente. Finalmente, é acionada a bomba iônica, que possui este nome justamente pelo seu princípio de funcionamento, onde um par de placas carregadas em alta tensão ioniza partículas que, a seguir, aderem às placas e podem diminuir a pressão no interior da câmara em algumas ordens de grandeza ($\sim 10^{-9}$-10^{-10} Torr).

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

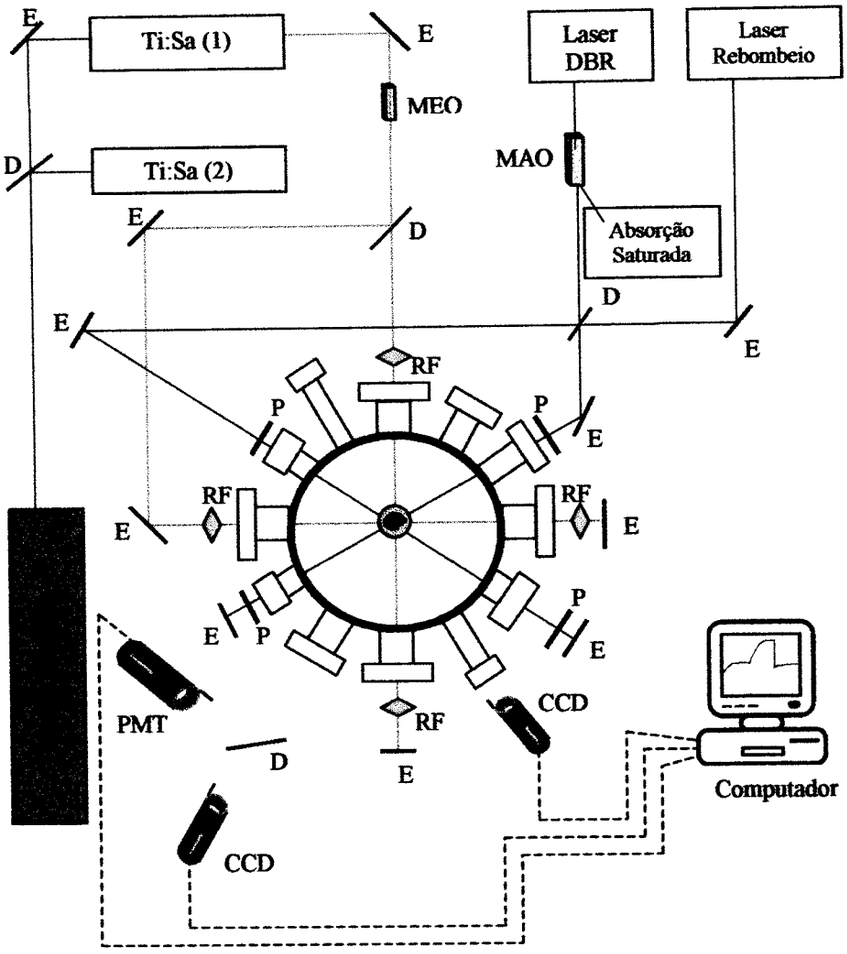

Figura 4.1 – Diagrama Esquemático utilizado em nossa experiência e os principais equipamentos utilizados: espelhos (E), divisor de feixe (D), modulador eletro-óptico (MEO), modulador acusto-óptico (MAO), Polarizadores λ/4 (P), rombo de Fresnel (RF), fotomultiplicadora (PMT), câmera digital (CCD). Obs.: O laser Ti:Sa (2), foi utilizado somente durante o experimento de catálise como laser de prova com freqüência variável.

Visualizando a Figura 4.2, podemos verificar que toda a câmara encontra-se envolta em papel alumínio. Na verdade, essa ação foi motivada pela necessidade de controle de temperatura dos gases no interior da câmara, pois influenciavam diretamente no tamanho da nuvem e quantidade de átomos. A câmara e alguns apêndices, como sua parte superior onde os reservatórios estão conectados, tiveram que ser envoltos por fitas térmicas em diferentes locais estratégicos. Estas fitas

funcionavam independentemente, ligadas a diferentes fontes de tensão variável. Um conjunto de termopares, distribuídos por toda a armadilha, ajudava no monitoramento da temperatura, de modo que a temperatura local de diversas partes da armadilha era conhecida, permitindo, portanto, o aquecimento de partes isoladas. Para que não houvesse dissipação de calor, as fitas térmicas foram cobertas por fitas isolantes de temperatura, fabricadas à base de lã de vidro. Daí a necessidade de se cobrir a armadilha com papel laminado.

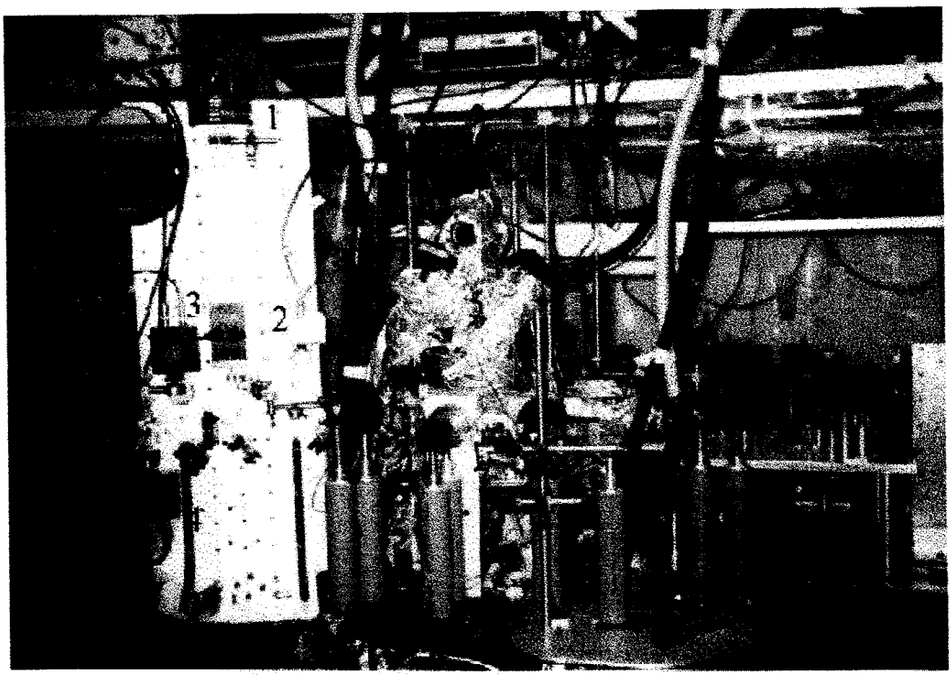

Figura 4.2 – Armadilha magneto-óptica utilizada em nossas experiências e seus principais componentes: (1) câmera CCD de alta resolução; (2) câmera digital auxiliar; (3) e (4) fotomultiplicadoras; (5) parte superior da armadilha onde estão acoplados os reservatórios: Cs, K, Na e Rb; (6) e (7) bobinas localizadas sobre a câmara principal e abaixo da mesma, respectivamente; (8) válvula da bomba turbo-molecular, separando a câmara principal do sistema de vácuo externo.

O controle de temperatura (aquecimento) fez-se útil em diversas fases deste experimento, como também em experimentos anteriores. Para a obtenção de uma maior nuvem de átomos de Cs, em certa ocasião, parte das fitas térmicas teveram que ser retiradas e até um sistema que resfriasse a câmara principal foi adaptado. Como

resultado da diminuição da quantidade de vapor, houve uma redução da perda de luz espalhada pelos átomos, e, desta forma, reduziram-se as diferenças de tamanho das nuvens dos dois alcalinos em questão, Cs e K.

O campo magnético responsável pela separação Zeeman era produzido a partir de um par de bobinas, onde uma localizava-se sobre a câmara principal e a outra abaixo dela. As bobinas possuíam correntes em sentidos opostos, configuração esta conhecida como anti-Helmholtz. Além disso, possuíam um sistema de refrigeração que transportava água através de seus fios, evitando o superaquecimento, o derretimento do esmalte que cobria os fios de cobre e, conseqüentemente, um curto-circuito. Uma fonte de alta tensão era responsável pelo fornecimento de 20 A para estas bobinas, que estavam ligadas em série, correspondendo à produção de um campo de aproximadamente 20 gauss/cm perpendicularmente às bobinas (eixo central, z), com cerca de metade deste valor no plano médio entre as bobinas, lembrando que, no centro da configuração (câmara principal), o campo é nulo.

Os seis pares de feixes de laser devem ter polarizações adequadas antes de atingirem o interior da câmara, de forma que em cada janela haja um polarizador $\lambda/4$, para o caso do Cs, e um rombo de Fresnel para o caso do K. Ambos eram responsáveis por darem a polarização adequada com relação ao plano. No caso do feixe perpendicular à câmara, somente outro rombo de Fresnel, que possui a propriedade de polarizar circularmente não dependendo da freqüência do feixe incidente, podia ser responsável pela polarização, uma vez que nesta direção os dois lasers eram combinados para entrada numa mesma janela (eixo z).

Desta forma, o campo magnético e os lasers podem capturar os átomos mais lentos a partir do vapor de baixa pressão, como foi primeiramente obtido por Monroe[19].

A dessintonia negativa $(\Delta = \omega_L - \omega_0 < 0)$, ou para o vermelho da transição, cria um meio em que ocorre um amortecimento do movimento atômico, o optical molasses [13]. A separação dos níveis pelo campo e a polarização conveniente criam uma força que leva os átomos para o centro da armadilha, força restauradora, como num oscilador harmônico amortecido (Cap. II).

Para que a armadilha não sature e mantenha o bombeamento óptico, é necessária a introdução de outros feixes de laser, denominados feixes de rebombeio. Estes são responsáveis por manter superpopulado o estado onde o laser principal está atuando (Fig. 4.3).

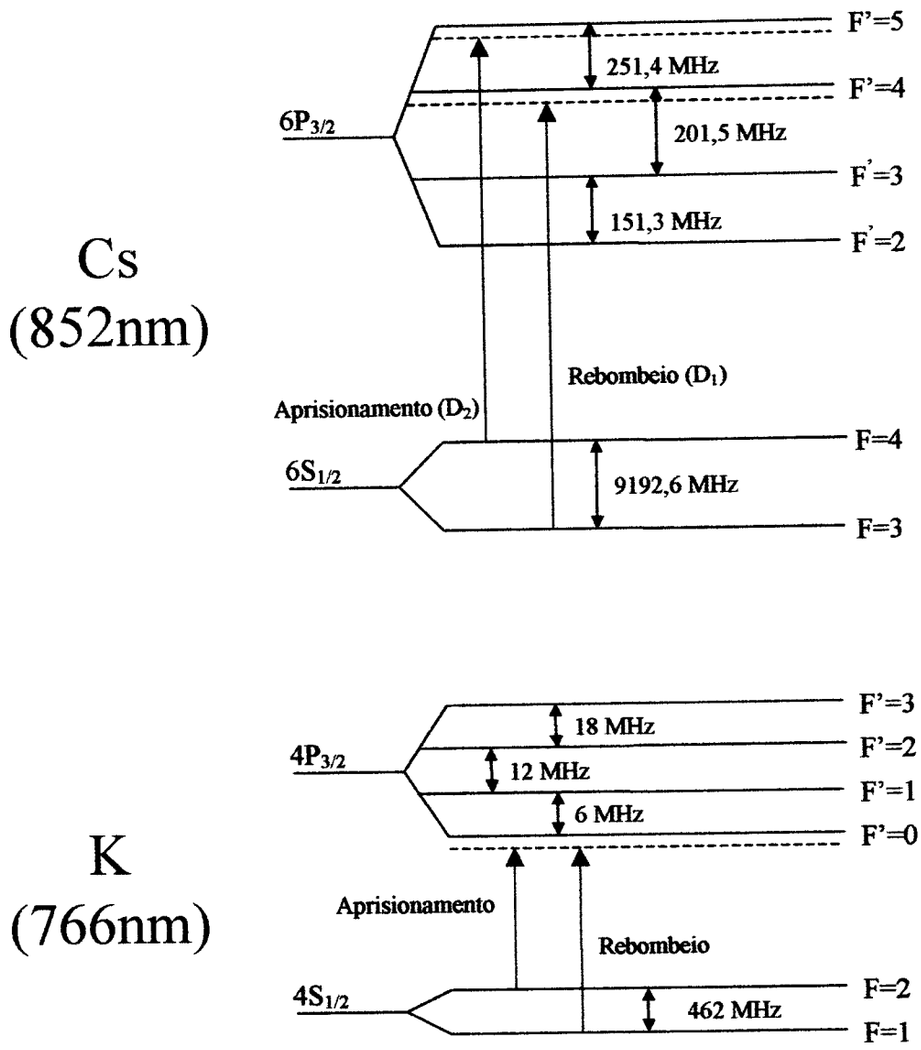

Figura 4.3 – Estruturas dos níveis de energia para césio e potássio, utilizadas para o aprisionamento de ambas as espécies.

Para o aprisionamento do Cs, foram usados dois lasers de semicondutor (tipo DBR- Distributed Bragg Reflector). O laser principal fazia o bombeamento óptico dos átomos de Cs do estado fundamental $6S_{1/2}(F=4)$ para o estado excitado $6P_{3/2}(F'=5)$, conhecido como linha D_2 de transição do Cs (Fig 4.3). O não uso do laser de rebombeio implica o mau funcionamento da armadilha ou até a ausência de átomos aprisionados, devido à perda de átomos ou depopulação do estado $6S_{1/2}(F=4)$ decorrente da existência de uma estrutura hiperfina dos níveis de energia. Deste modo, o laser de rebombeio conecta o estado $6S_{1/2}(F=3)$ ao estado $6P_{3/2}(F'=4)$, correspondendo à linha de transição D_1 que, por sua vez, tem probabilidade de decair para o estado $6S_{1/2}(F=4)$, mantendo este altamente populado.

Para mantermos o laser estático nessa transição, um circuito [36] que denominávamos "circuito de lock" era o responsável por variar a corrente do laser, segundo o sinal recebido, através de um fotodetector acoplado a um arranjo, denominado absorção saturada [37, 38]. Neste arranjo, obtínhamos o sinal de absorção do laser e subtraíamos os efeitos da curva de alargamento Doppler. Assim, podíamos visualizar através de um osciloscópio os picos de transição, mais conhecidos como "*Lamb dips*". Desta forma, escolhíamos a transição desejada e o laser era "travado". Com este método, obtínhamos uma nuvem aprisionada estável por alguns minutos. Os lasers de semicondutor do Cs também possuíam um controle externo de temperatura, que auxiliava em sua estabilidade, mantendo a temperatura da cavidade constante.

Houve algumas diferenças para o átomo de potássio (K), a começar pelo laser utilizado (Ti:Sa - titânio-safira), sintonizado a 40MHz abaixo da transição do estado excitado $4P_{3/2}(F'=3)$. Devido à estrutura hiperfina do potássio possuir níveis muito próximos, não é possível resolvê-la, ou seja, não podemos distinguir os níveis

hiperfinos do estado excitado. Para evitar o aquecimento da amostra, o laser então foi sintonizado a 40MHz (para o vermelho) da transição com relação a toda estrutura hiperfina do nível $4P_{3/2}$, como mostrado na Figura 4.3. Neste caso, não houve a necessidade de outro laser para se obter o rebombeio, sendo este problema resolvido com a introdução de um modulador eletro-óptico (MEO), que produz harmônicos da freqüência original introduzida, sem causar grandes distorções. Este modulador era composto de um cristal $LiTaO_3$ (tantalato de lítio), conectado a uma cavidade de cobre que acoplava a radiofreqüência, podendo assim ajustar a freqüência desejada exatamente à do rebombeio.

No caso do césio, não foi possível a utilização do MEO, pois as freqüências eram muito distantes, de forma que a freqüência desejada somente foi atingida com o uso de outro laser apropriadamente sintonizado na linha do rebombeio.

O laser que utilizamos para o aprisionamento de potássio não precisava de um conjunto de absorção saturada mais sistema de lock, pois possuía uma cavidade interna de referência (Fabri-Perrot - ~1MHz). Para completar sua estabilização, há um sistema de refrigeração por troca de calor, onde o cristal do laser é constantemente refrigerado por circulação de água.

Para obtenção dos dados, foram utilizados um computador com uma placa de aquisição fabricada pela *National Instruments* e o programa especialista *Labview*. Este último controlava ainda as seqüências de obtenção das curvas de carga. Havia duas câmeras digitais conectadas ao microcomputador, de onde obtínhamos diversas imagens da amostra aprisionada, disponibilizando informações como largura gaussiana ω da amostra, segundo seu perfil de intensidade.

Para obtenção das curvas de carga, foi utilizada uma fotomultiplicadora, à qual era aplicada uma alta tensão de 1400 V, e que fornecia a leitura dos valores da

variação da fluorescência em função do tempo. Para os valores obtidos da fluorescência serem convertidos em número de átomos, foram feitas diversas medidas para uma intensidade conhecida, a fim de obtermos o parâmetro de calibração da fotomultiplicadora.

IV.2 – Procedimento Experimental

Para obtermos as curvas de carga várias etapas foram realizadas. Primeiramente, nos certificamos de que o aprisionamento estava otimizado para ambas as espécies, Cs e K, de forma que existia uma certa estabilidade nos durante a medida. Também foi necessário que as nuvens estivessem sobrepostas para que pudéssemos observar os efeitos de perdas. Em média, a nuvem de K era maior que a nuvem de Cs, que podia sempre ser envolta por aquela apenas com ajustes finos no alinhamento dos espelhos.

O sistema de aquisição funcionava da seguinte maneira: inicialmente, os obliteradores bloqueavam os feixes de ambas as espécies. Como estávamos interessados em observar perdas em Cs na presença de K, o primeiro feixe a ser desbloqueado era Cs. Aguardava-se alguns instantes até o estado estacionário ser atingido (~3s) e, em seguida, o outro obliterador era aberto e o carregamento do K podia ser observado. Atingido o estado estacionário, o obliterador do K era fechado e podíamos verificar a alteração instantânea do número final de átomos de Cs. Alguns segundos a mais e era fechado o obliterador de Cs, repetindo-se esta medida diversas vezes (6-10 vezes) para a mesma intensidade. Como resultado, obtínhamos uma curva com o mesmo comportamento da curva mostrada abaixo (Fig. 4.4):

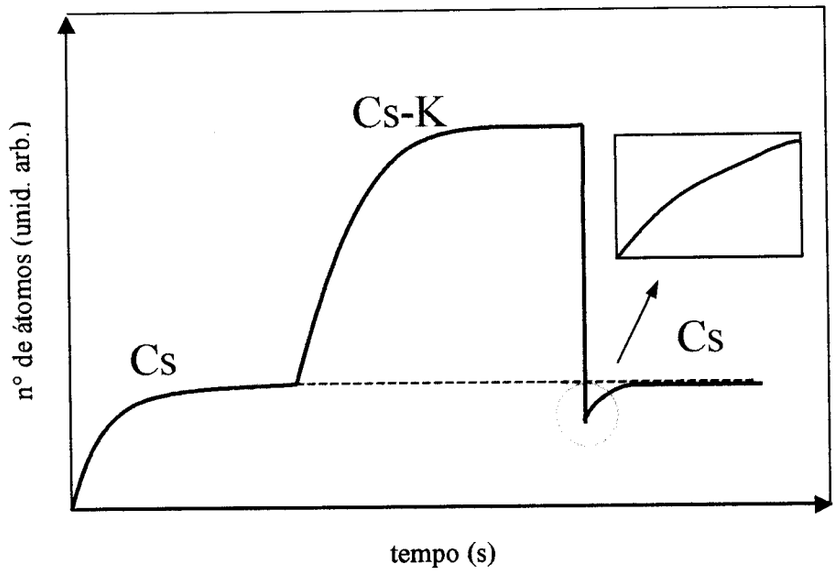

Figura 4.4 – Aspectos de uma curva de carga da AMO, onde podemos observar as diversas etapas do processo de carga.

A aquisição foi totalmente automatizada e a abertura e o fechamento dos obliteradores foram controlados pelo microcomputador, de tal forma que evitamos erros quanto ao tempo de espera para se atingir o estado estacionário.

IV.3 – Variação da Taxa de Perdas com a Intensidade para os Sistemas Cs-Cs e Cs-K

Durante a experiência em nosso laboratório, ao diminuirmos a intensidade do laser de aprisionamento, dois efeitos simultâneos são relevantes. Primeiro, há uma diminuição da profundidade da armadilha, fato que, em princípio, causaria aumento das perdas. Em segundo, há uma diminuição da população de átomos excitados. Desta forma, a taxa de ocorrência de processos como ER e MEF também é reduzida, causando uma queda na taxa de perdas. A competição entre estes dois efeitos leva ao comportamento de β vs I. O estudo como função da intensidade permite obtermos informações sobre estes mecanismos.

Nesta seção, serão apresentados os resultados experimentais das taxas de perdas homonucleares β e heteronucleares β', resultantes das curvas de carga obtidas em nosso laboratório. Foram feitas medidas para diversas intensidades do laser de aprisionamento do Cs. Mostraremos, logo abaixo, uma das curvas de carga obtida para operação em $I_{Cs} = 91{,}2$ mW/cm^2, com a intensidade do laser de aprisionamento do K de $I_K = 172{,}6$ mW/cm^2 (Fig.4.5). O procedimento experimental e os principais equipamentos utilizados foram descritos nas seções anteriores. Estas são medidas inéditas da taxa de perdas de ^{133}Cs na presença de ^{39}K, não existindo nada reportado na literatura.

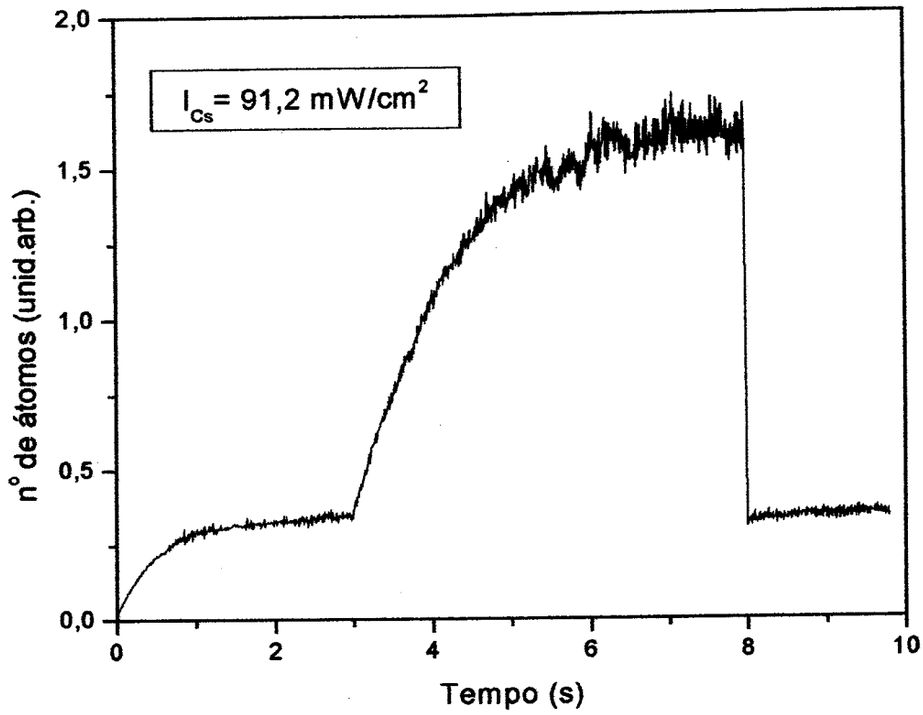

Figura 4.5 - Curva de carga da AMO obtida em nosso laboratório para o elemento Cs na presença de K, onde pode-se verificar as diversas etapas de carregamento.

Neste experimento, o intervalo de intensidade foi variado entre 50mW/cm^2 e 110 mW/cm^2. Assim, consideramos que a armadilha operou em um regime de alta intensidade. Primeiramente, foi obtido um número de átomos de aproximadamente $1{,}3\times10^7$ a $1{,}6\times10^8$ átomos para o Cs para o intervalo de intensidades anteriormente mencionado. Já para o K, para o qual se obteve uma nuvem de átomos aprisionados visivelmente maior que a de Cs, o número de átomos presentes estava entre $5{,}27\times10^8$ e $1{,}32\times10^9$ átomos, para uma intensidade de 172,6 mW/cm^2.

Utilizando o processo descrito na Seção 2.2, obtivemos os parâmetros L, γ, β e β' para cada curva experimental. Apresentamos na Figura 4.6 os valores de β e β' em função da intensidade do laser de aprisionamento do Cs.

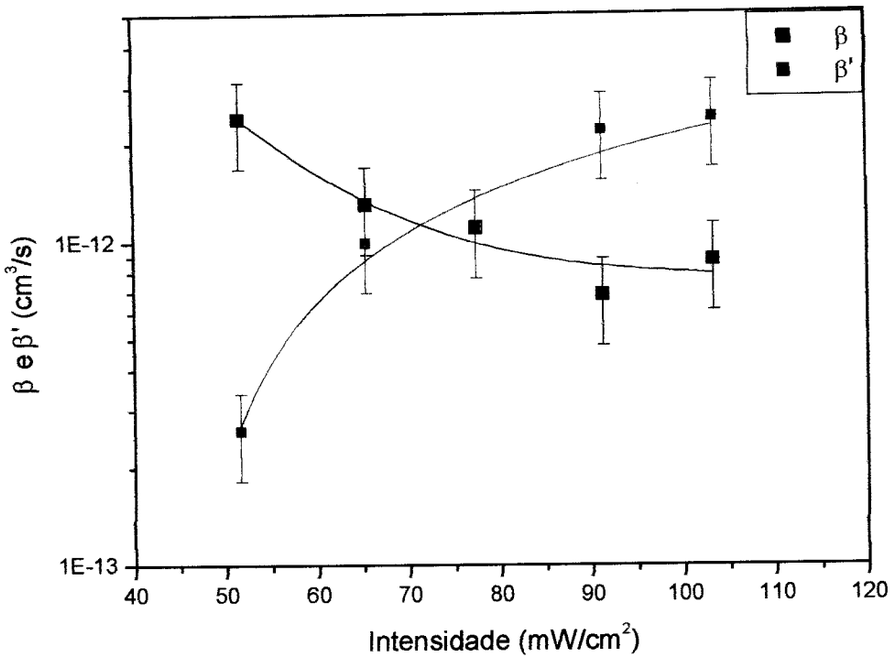

Figura 4.6 – Gráfico de β e β' em função da intensidade do laser de aprisionamento do césio. As linhas cheias são apenas guias, indicando a tendência dos pontos experimentais.

Para auxiliar na análise dos nossos resultados, recorremos às medidas de taxa de perdas β_{Cs} em um regime de baixa intensidade, feitas para condições muito parecidas com as nossas, principalmente no que diz respeito à dessintonia do laser de aprisionamento (5MHz). Esta é fator determinante para o comportamento da armadilha quanto à profundidade do potencial, que se obtém em função da intensidade do laser (Sesko e Colaboradores [39]). Desta forma podemos entender melhor o processo em questão, já que esta comparação proporciona uma visão geral do comportamento das taxas de perdas desde baixas intensidades até a região onde foram realizadas nossas medidas. Apresentamos na Figura 4.7 o gráfico mostrando os resultados em conjunto.

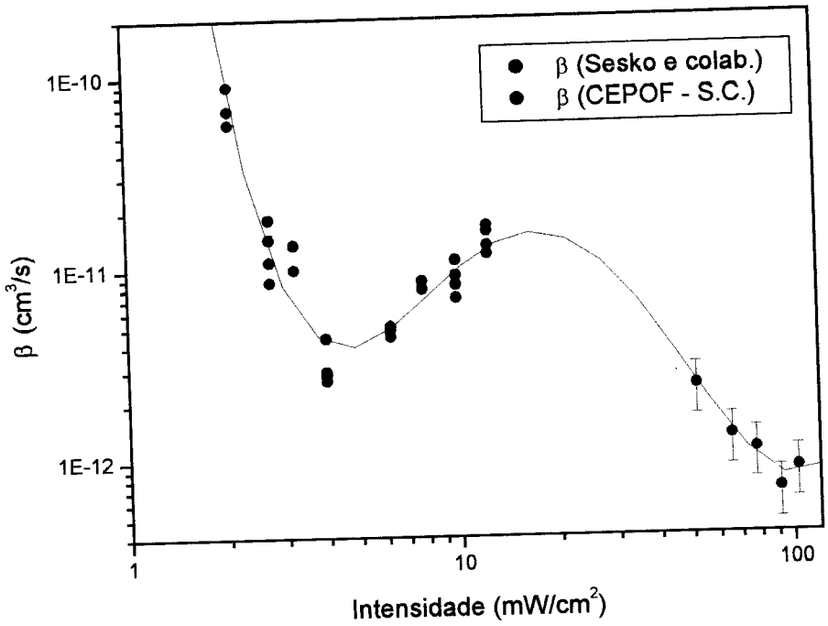

Figura 4.7 – Valores da taxa de perdas β_{Cs} obtidos em nosso laboratório, graficados conjuntamente com os valores de β_{Cs} para baixa intensidade de Sesko e colab [39]. A linha cheia é apenas um guia, indicando a tendência dos pontos experimentais.

Em uma primeira análise, resultante da observação direta do comportamento da taxa de perdas β (Fig. 4.7), podemos distinguir três regiões onde os processos principais de perdas em uma armadilha se alternam quanto à dominância. Primeiramente, numa região de intensidades até 3 mW/cm^2, podemos observar uma queda acentuada de β, que é tradicionalmente atribuída ao processo de mudança de estrutura hiperfina (MEH), devido às colisões entre átomos no estado fundamental. A baixa intensidade do laser de aprisionamento proporciona um baixo número na população de átomos no estado excitado, privilegiando as colisões de átomos no estado fundamental. A profundidade da armadilha também é comprometida pela baixa intensidade do laser de aprisionamento (Fig. 4.8), de forma que os átomos que sofrerem MEH podem escapar da armadilha com maior facilidade. Podemos

constatar, pela queda rápida da profundidade da armadilha em função da intensidade do laser de aprisionamento (Fig. 4.8), o aumento de β nesta mesma região de intensidade (Fig. 4.7).

A segunda região que varia de intensidade entre 3 mW/cm^2 e 12 mW/cm^2 (Fig. 4.7) pode ter a razão do aumento da taxa de perdas relacionada principalmente ao ER, pois apesar da armadilha aumentar seu poder de confinamento (Fig. 4.8), o aumento do número de átomos excitados faz com que o canal fundamental-excitado seja o mecanismo de colisões expressivamente dominante.

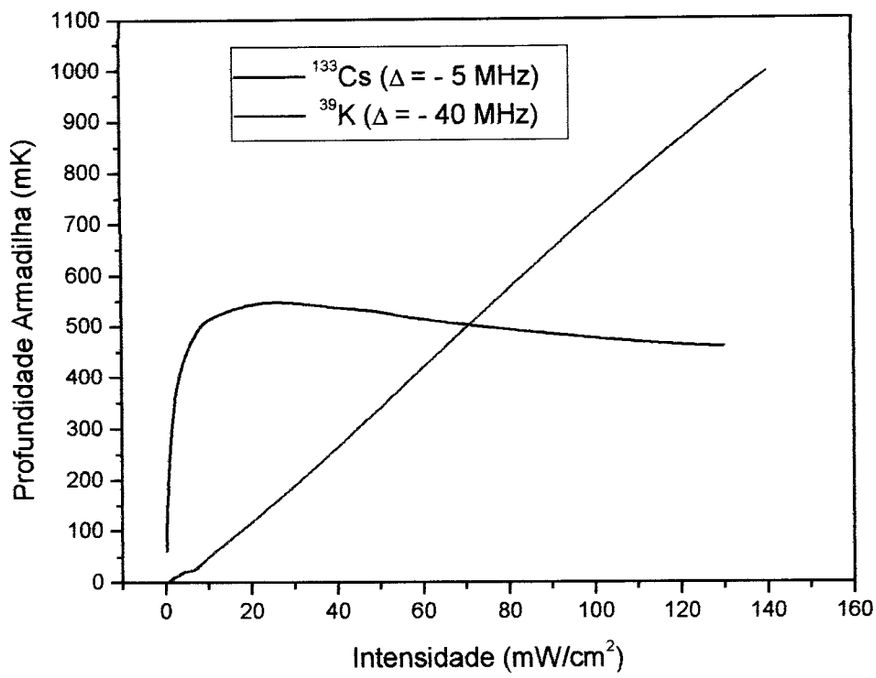

Figura 4.8 – Comportamento da profundidade da armadilha em função da intensidade do laser para o césio, a uma dessintonia de –5 MHz, e para o potássio, dessintonia de –40 MHz.

Finalmente, uma terceira região identificada e classificada na Figura 4.7 é aquela que contém nossas medidas e compreende de 50 mW/cm^2 a 110 mW/cm^2 de intensidade. Nesta região, observamos uma queda nos valores de β com o aumento da intensidade do laser de aprisionamento. Podemos atribuir esta queda principalmente a dois processos: à medida que a intensidade aumenta, a população de átomos no estado excitado também cresce. Desta forma, colisões onde ambos os átomos encontram-se excitados (Cs^*-Cs^*) passam a ser bastante prováveis. O par de átomos pode atingir o estado duplamente excitado e não conseguir alcançar regiões de pequena separação internuclear, devido à emissão espontânea. Como o fator de sobrevivência pode ser consideravelmente decrescido, diminui-se a probabilidade do par alcançar uma separação internuclear, onde a energia liberada, após a emissão espontânea, seja suficiente para ejetar o par da armadilha, e desta forma verifica-se uma queda na taxa β_{Cs}.

Há também uma segunda contribuição possível para esta diminuição. A presença de alta intensidade pode estar promovendo um processo de blindagem ou supressão [2] que faz os átomos se afastarem, impedindo o ganho de energia e a conseqüente perda da armadilha. O aumento da intensidade do laser proporciona um alargamento nos níveis de energia (alargamento por potência), de forma que é possível estar havendo acesso a estados repulsivos dos potenciais, impedindo a aproximação dos pares e causando um tipo de blindagem.

A ocorrência deste padrão na taxa de perda não é exclusiva do césio e pode ser observada em outros sistemas, como rubídio (Fig 4.9).

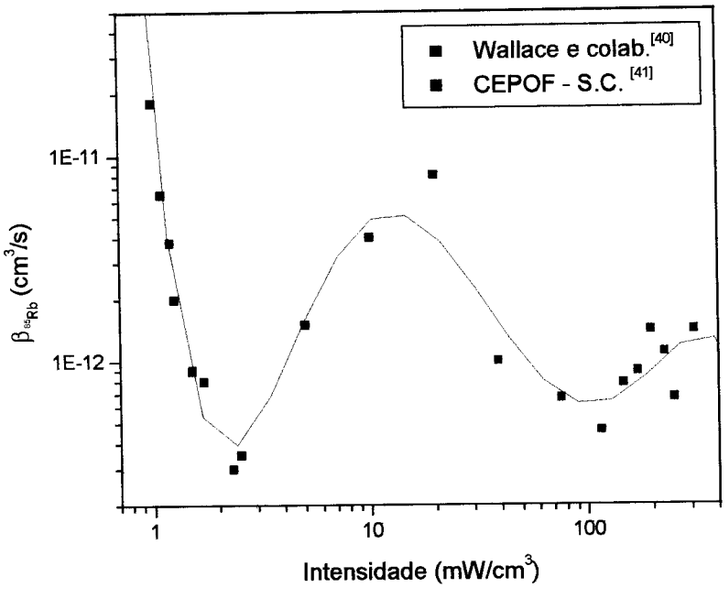

Figura 4.9 – Taxa de perdas β_{Rb} demonstrando a ocorrência de padrões supressivos à altas intensidade para outros sistemas, além do césio [40,41]. A linha cheia é apenas um guia, indicando a tendência dos pontos experimentais.

Para podermos explicar melhor os mecanismos de perdas a altas intensidades para o Cs, realizamos um experimento complementar, denominado catálise óptica. Neste experimento, foi possível a observação da variação da taxa de perdas em função da freqüência de um laser extra, adicionado ao sistema, denominado laser de prova. Desta forma, podemos obter informações relevantes a respeito dos mecanismos de perdas atuantes na amostra aprisionada. A descrição deste processo encontra-se na Seção IV.5. Entretanto, vamos fazer algumas observações relacionadas à aplicação do modelo descrito no Cap. III, utilizado para descrever as taxas de perdas, o modelo tipo Gallagher-Pritchard.

Através deste modelo, podemos obter maior entendimento das contribuições devido aos diferentes canais de perdas, como podemos observar na Figura 4.10.

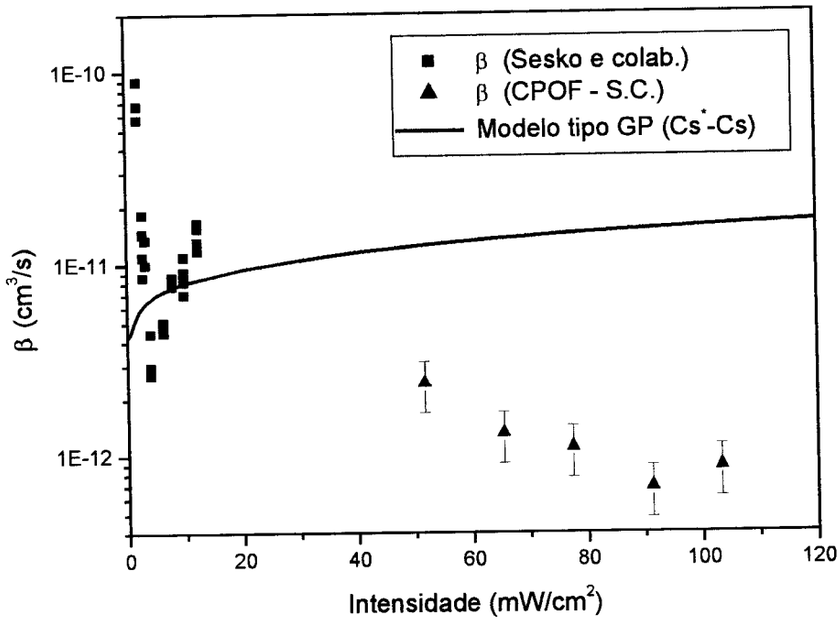

Figura 4.10 – Gráfico dos valores de β_{Cs} em função da intensidade, valores de Sesko e colaboradores [39], os obtidos neste trabalho e o comportamento esperado pelo modelo.

Primeiramente, este modelo está considerando apenas colisões onde somente um átomo do par está excitado, além do canal de perdas, que é o ER. Seu comportamento, quase constante e muito discrepante dos resultados experimentais obtidos para altas intensidades, delata a necessidade de consideração de outros canais de perdas ou outros mecanismos. Nesta região ainda existe a possibilidade de ocorrência de mudança de estrutura fina (MEF), mas que acreditamos não ser muito expressiva. Esta idéia está baseada em observações feitas por Shaffer e colaboradores [33], onde foram realizadas medidas diretas das contribuições das taxas de perdas por MEF e ER para altas intensidades.

Os valores obtidos para β', em uma primeira tentativa, também estavam em desacordo com o modelo tipo GP, de forma que uma pequena alteração no modelo de

velocidade de escape, equivalente à profundidade da armadilha (Fig. 4.8), foi suficiente para obtermos uma concordância razoável para com estes pontos. Resta-nos fazer um estudo mais aprofundado para obtermos mais informações a respeito da influência da velocidade de escape, e como ela pode ser determinante no caráter das perdas e do próprio modelo de velocidade de escape, que continua a ser interesse de pesquisas. Recentemente, nosso grupo realizou medidas de velocidade de captura [24], que é um limite inferior da velocidade de escape. Este fato pode ajudar na construção de modelos teóricos que possam descrever melhor o comportamento da velocidade de escape em função da intensidade, dando uma grande contribuição ao estudo de perdas numa armadilha. Desta forma, através do modelo GP, obtivemos a seguinte curva teórica para β'.

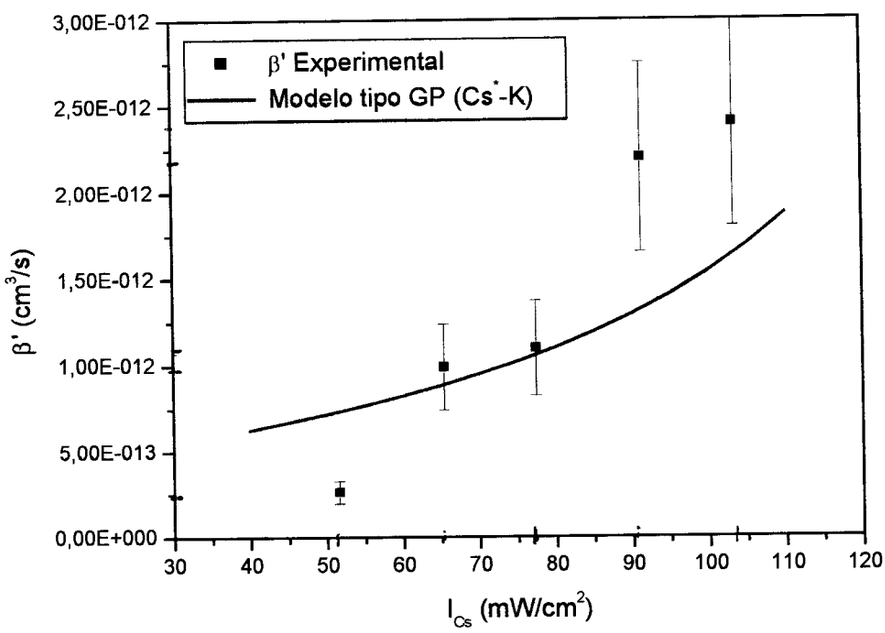

Figura 4.11 – Taxa de perdas heteronucleares em função da intensidade do laser de aprisionamento do césio, comparada ao modelo tipo GP.

IV.4 – Análise de Outros Resultados Experimentais

A fim de dar maior confiabilidade a nossa interpretação, aplicamos o modelo a dados já existentes. Desta forma, utilizando o modelo de velocidade de escape e o modelo que descreve as taxas de perdas, obtivemos uma boa concordância com os resultados experimentais obtidos por Shaffer e colaboradores [33]. Neste experimento, foram realizadas medidas das taxas de perdas β_{Cs}, num intervalo de intensidades desde 5 mW/cm^2 até cerca de 185 mW/cm^2. A dessintonia utilizada foi de $-4.4\Gamma \approx -26.4MHz$. Esta diferença na dessintonia manifesta-se no comportamento da velocidade de escape e, conseqüentemente, na profundidade da armadilha, como podemos verificar comparando o comportamento das Figuras 4.8 e 4.12.

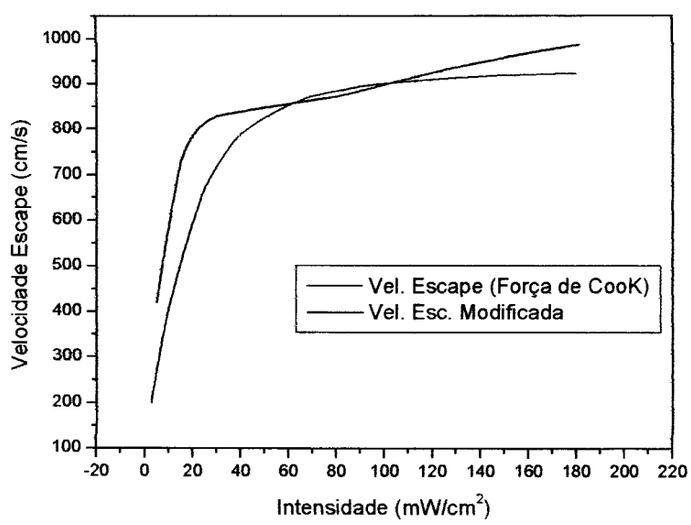

Figura 4.12 – Comportamento da velocidade de escape e, conseqüentemente, da profundidade da armadilha.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Comparando ainda as duas taxas de perdas β_{Cs}, a diferença marcante é a localização da região de mínimo. Para os dados experimentais de Sesko e colaboradores [39], a região de mínimo se localiza em ~ 3mW/cm^2, enquanto que para o resultado experimental de Shaffer e colaboradores [33], este valor está próximo de 20 mW/cm^2, como é possível verificar na Figura 4.13. O modelo fornece uma boa descrição qualitativa dos pontos experimentais.

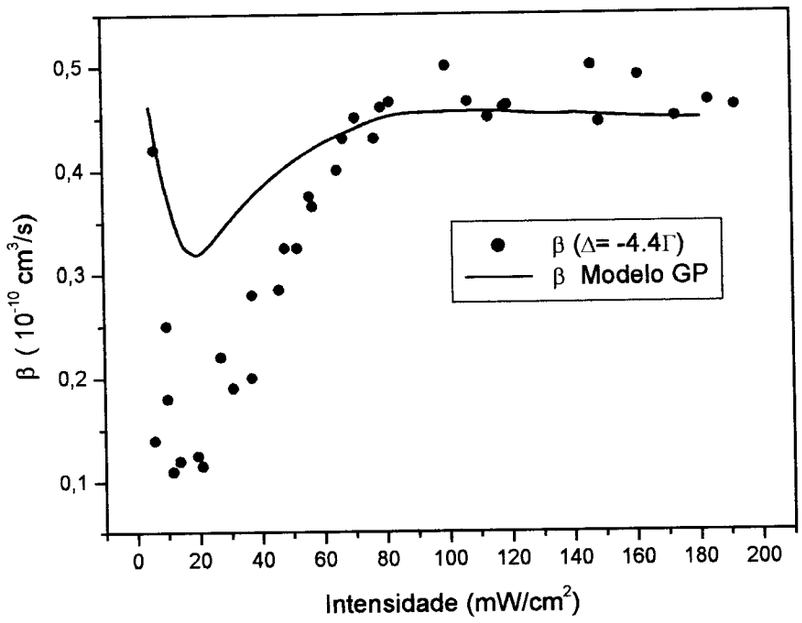

Figura 4.13 – Resultados experimentais obtidos por Shaffer e colaboradores [33] para β_{Cs}, a uma dessintonia de ≈ –26.4MHz, em comparação com o modelo tipo GP.

IV.5 – Variação das Taxas de Perdas com a Freqüência

Nesta seção faremos uma abordagem complementar, na tentativa de obtermos outras informações que possam vir a ser relevantes na determinação dos mecanismos de perdas presentes na amostra fria de Cs e de Cs na presença de K, em nossa armadilha.

A técnica utilizada nesta experiência é conhecida como catálise óptica e consiste em estudar a taxa de perdas na presença de um laser extra, onde faremos uma varredura em freqüência, procurando possíveis variações nas taxas de perdas.

Devemos cuidar para que a introdução do laser de catálise não interfira no funcionamento da armadilha causando um possível desbalanço na nuvem de átomos aprisionada. Há, ainda, a necessidade de fazermos todas as medidas com um número constante de átomos. Assim, a intensidade do laser de catálise $I_C(\Delta)$, deverá ser alterada a cada ponto, de forma a manter a taxa de perdas constante. A taxa de perdas desta forma será $\beta(\Delta) \propto 1/I_c(\Delta)$, como foi demonstrado por Peters e colaboradores[42].

Resultados teóricos obtidos pelo modelo GP indicam que a observação experimental não resultaria em nenhuma diferença observável, para o caso heteronuclear em comparação ao caso homonuclear, já que a região onde poderíamos observar um aumento significativo das perdas, encontra-se em dessintonias menores que $\Delta = -10\text{MHz}$. Estas regiões não são acessadas pelo laser de prova. Como podemos observar na Figura 4.14.

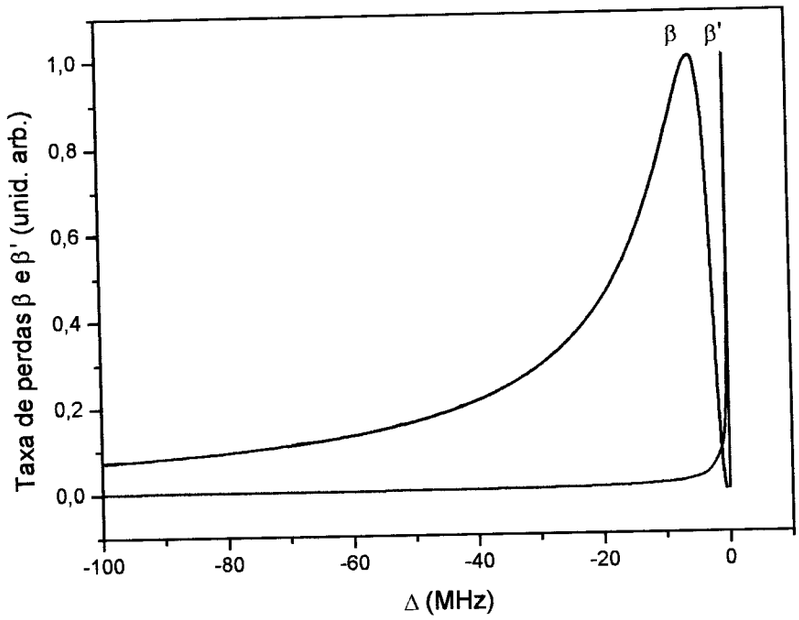

Figura 4.14 – Taxas de perdas homonucleares e heteronucleares em função da dessintonia do laser de prova, obtidas pelo modelo tipo GP. Podemos observar que a contribuição para o caso heteronuclear somente é significativa numa pequena região, muito próxima de zero.

Segundo o modelo GP, é esperado que a variação da taxa de perdas com a dessintonia tenha uma dependência para o caso homonuclear da forma $\beta \propto \Delta^{-7/6}$, para $|\Delta| >> \Delta_r$. A observação experimental indica que $\beta_{Cs}(\Delta)$ possui uma dependência que não concorda com o modelo, $\beta_{Cs} \propto \Delta^{-7.0\pm0.4}$, como podemos observar na Figura 4.15. Desta forma, os resultados para o caso homonuclear, indicam que outros canais podem estar participando do processo de perdas, ou ainda outros mecanismos de perdas podem estar ocorrendo. Como é o caso da região de dessintonias menores que 600 MHz, onde o possível acesso aos níveis da estrutura fina pode ser o responsável pelo comportamento observado.

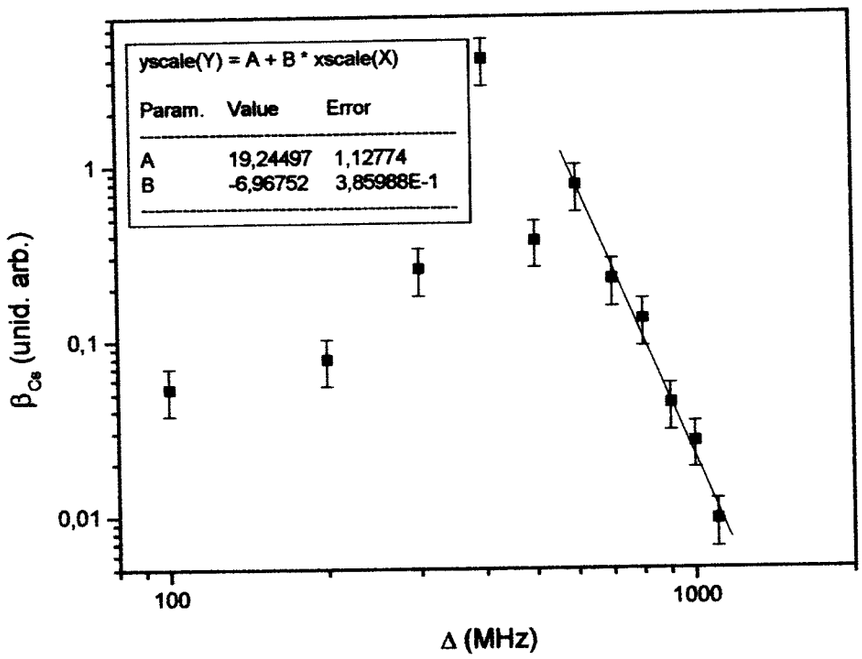

Figura 4.15 – Taxa de perdas homonucleares $\beta_{Cs}(\Delta)$ em função da dessintonia do laser de prova.

Quanto às medidas de catálise realizadas no sistema heteronuclear $\beta_{Cs\text{-}K}(\Delta)$, não foi observada nenhuma diferença com relação ao sistema homonuclear, como havia sido indicado pelo modelo representado na Figura 4.14, onde as taxas de perdas heteronucleares, teriam valores significativos, diferenciando-os do sistema homonuclear, somente para dessintonias muito pequenas, as quais provocariam um desequilíbrio na armadilha. Podemos observar na Figura 4.16 os valores da taxa total de perdas para o sistema Cs-K e sua dependência para dessintonias muito grandes ($\Delta >> \Delta_\tau$) dada por $\beta_{Cs-K} \propto \Delta^{-7.7\pm0.4}$. Devemos ressaltar ainda que estas são medidas da taxa total de perdas para o Cs na presença do K, pois não conseguimos separar as contribuições devido às colisões heteronucleares das homonucleares.

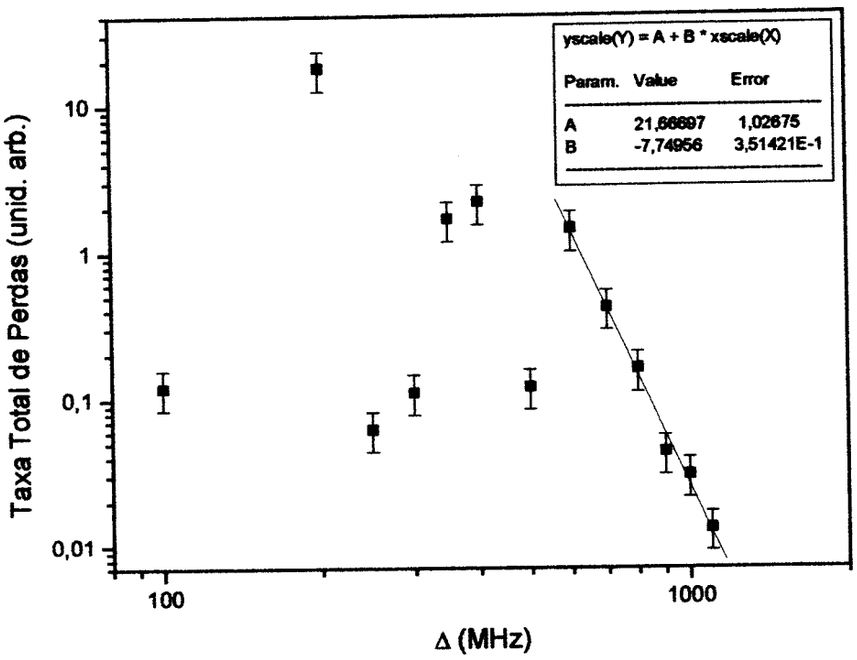

Figura 4.16 – Taxa total de perdas para Cs na presença de K em função da dessintonia do laser de prova.

A dependência da taxa de perdas heteronucleares é dada por $\beta \propto \Delta^{-5/6}$, segundo o modelo GP, considerando apenas colisões onde apenas um átomo do par é excitado. Como já suspeitávamos, há um desacordo muito grande com relação ao modelo, o que nos leva a crer estar havendo participação de outro canal de perdas, possivelmente o estado duplamente excitado.

Podemos observar no gráfico da Figura 4.16, para região de dessintonias menores que 600 MHz, a presença de um comportamento oscilante da taxa de perdas total, que pode ser devido ao acesso aos níveis da estrutura fina pelo laser de prova, ou talvez até mesmo devido a algum fenômeno quântico, possivelmente a interferência quântica.

V. O DUPLO ESTADO EXCITADO NO PROCESSO DE PERDA

Neste capítulo realizamos um estudo para determinar a contribuição do estado duplamente excitado no processo de perdas em uma AMO. Medidas anteriormente realizadas por nosso grupo utilizando a técnica de catálise óptica para o estudo de perdas na amostra Na-Rb [34] revelaram um comportamento que estava parcialmente em desacordo com o modelo tipo GP (Fig. 4.17), descrito no Capítulo III.

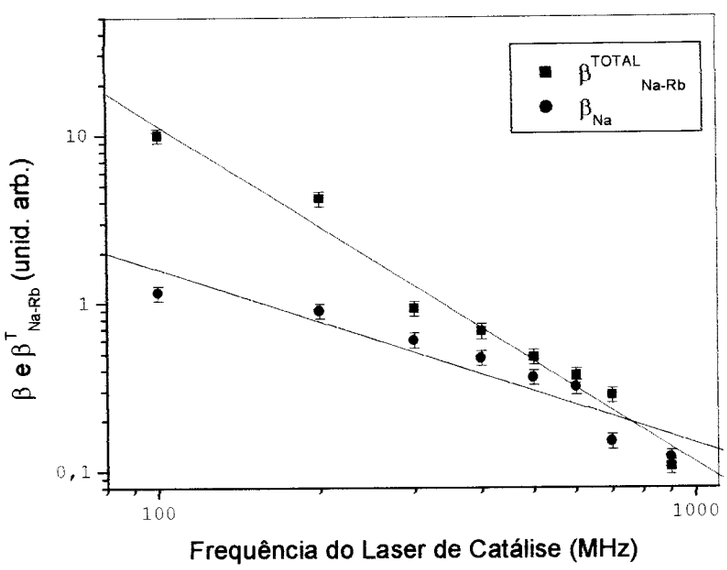

Figura 4.17 – Taxas de perdas de Na, na presença e ausência de Rb, em função da dessintonia do laser de prova.

Como esperado pelo modelo, a contribuição para o caso homonuclear Na-Na, considerando o canal fundamental-excitado, possui uma dependência da forma $\beta \propto \Delta^{-7/6}$ para $\Delta >> \Delta_\tau$. De acordo com o resultado experimental, podemos afirmar que há uma boa concordância, já que a dependência observada foi $\Delta^{-1.0\pm0.1}$ (Fig. 4.17). Contudo, a observação da dependência para o caso heteronuclear de sódio na presença de rubídio mostrou uma dependência diferente daquela predita pelo modelo. Enquanto que o modelo para o caso heteronuclear previa uma dependência $\beta' \propto \Delta^{-5/6}$, o resultado experimental mostrou uma dependência $\Delta^{-2.0\pm0.2}$ (Fig. 4.17). Atribuimos esta dependência à participação do estado duplamente excitado Na^*-Rb^*, onde o par colidindo no estado Na-Rb^* era transferido para o estado duplamente excitado ($-C_5/R^5$) através da absorção de um fóton pelo Na. É necessário lembrar que o laser de catálise estava ressonante com o Na.

Desta forma, para comprovarmos esta suspeita calculamos as taxas de perdas heteronucleares $\beta^{DE}_{Na-Rb}(\Delta)$, utilizando o modelo descrito na Seção III.2.3.

Há dois caminhos possíveis para se atingir o estado duplamente excitado, de forma que esta contribuição é dada por aquele onde o átomo de Na primeiramente absorve um fóton do laser, ω_{Na}, e passa a um estado atrativo (C_6/R^6). Sobrevivendo neste estado intermediário, o par colidente pode absorver um outro fóton, agora do laser ressonante com os átomos de Rb, passando a outro estado atrativo, com dependência quadrupolar (C_5/R^5), Na^*-Rb^*.

Ao longo deste movimento atrativo no estado excitado-excitado, um desses átomos excitados poderá sofrer emissão espontânea, havendo então um ganho de

energia cinética. E se esta energia for maior que a profundidade da armadilha esses átomos poderão escapar.

O resultado que obtivemos usando este modelo é mostrado na Figura 4.18, e sua dependência $\Delta^{-1.99}$ é correspondente à observação experimental.

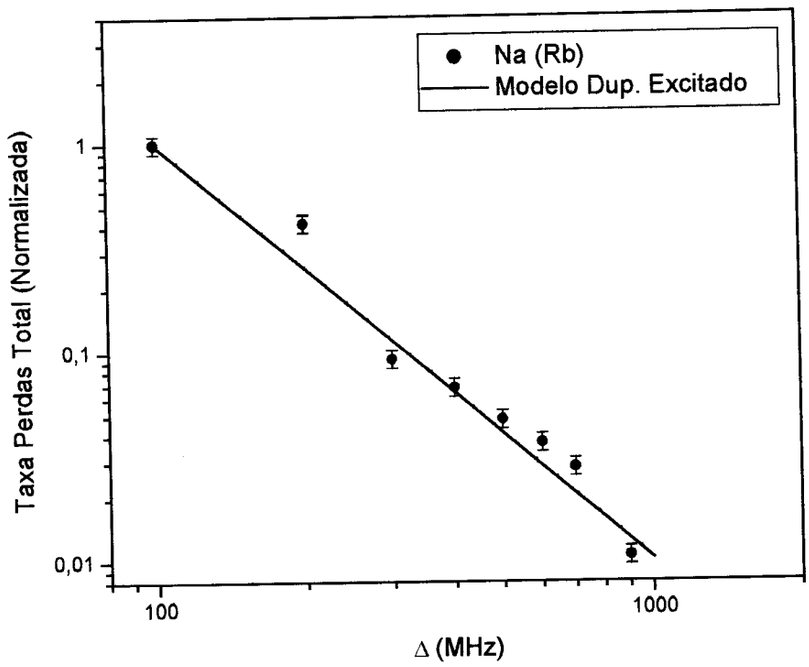

Figura 4.18 – Taxa de perdas total de Na-Rb medida em nosso laboratório, em comparação com a taxa de perdas heteronucleares calculada usando o canal duplamente excitado.

Desta forma, o estudo da dependência da taxa de perdas com a dessintonia do laser de prova indica que o estado duplamente excitado está presente durante a catálise. Em condições normais de operação de uma armadilha, principalmente no regime de alta intensidade, ele pode também estar presente sendo um possível inibidor da taxa de perdas devido ao fator de sobrevivência dos átomos excitados que estão num estado atrativo deste potencial. Ratificando este potencial não é forte o

suficiente para levar o par átomo a pequenas distâncias internucleares antes da ocorrência da emissão espontânea.

Avaliamos ainda a contribuição do estado duplamente excitado no sistema Cs-K e a dependência encontrada foi também $\Delta^{-1.99}$ Figura 4.19.

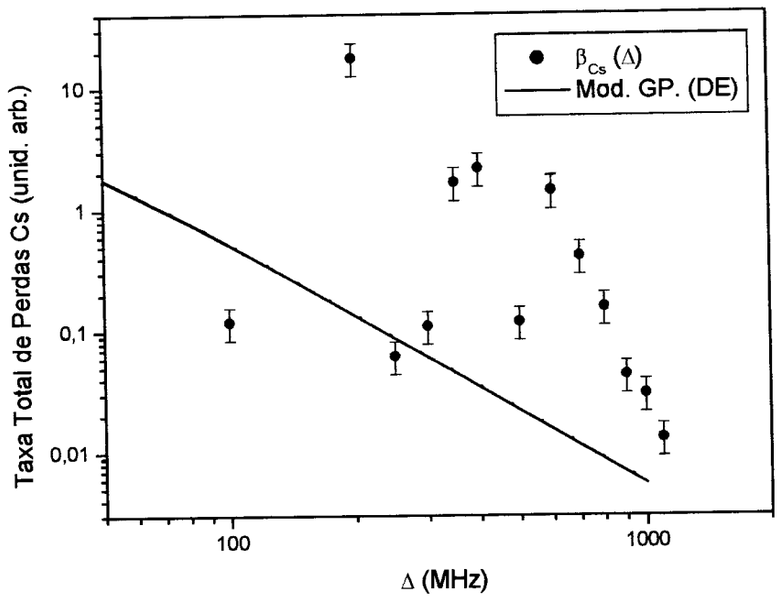

Figura 4.19 – Taxa de perdas total de Cs-K em função da dessintonia, observada em nosso laboratório em comparação com a taxa calculada através do modelo.

Neste caso, possivelmente há uma competição entre vários canais de perdas de forma a resultar numa forte dependência com a dessintonia do laser de prova, ou ainda como já havia sido mencionado há presença de outros mecanismos que possam alterar o regime colisional.

VI. CONCLUSÃO

Neste trabalho realizamos medidas das taxas de perdas homonucleares β e heteronucleares β' em função da intensidade do laser de aprisionamento do césio, na presença de potássio. Observamos uma queda na taxa de perdas homonucleares no regime de alta intensidade, a qual associamos à presença de algum efeito de supressão ou blindagem, que pode estar relacionado com o alargamento por potência dos níveis energéticos.

O modelo Gallagher-Pritchard mostrou ser fortemente dependente da velocidade de escape, de forma que somente com uma modificação no resultado da velocidade de escape calculada através das forças de pressão de radiação possibilitaram uma concordância dos valores das taxas de perdas heteronucleares, β', com o referido modelo.

Para avaliarmos um pouco mais a dependência desse modelo com a velocidade de escape, calculamos essa para as condições de trabalho utilizadas por Shaffer e colaboradores [33]. Após algumas modificações necessárias e sua introdução no modelo para o cálculo de β, encontramos um bom acordo com o resultado experimental obtido por aquele grupo de pesquisadores. Isto demonstrou que o modelo GP, apesar de ser uma aproximação semi-clássica, pode ser utilizado com

grande confiança, sendo necessário apenas o aperfeiçoamento dos modelos de velocidade de escape.

As medidas das taxas de perdas em função da dessintonia do laser de prova foram comparadas ao modelo não apresentando concordância esperada para o caso onde utilizamos o canal de perdas fundamental-excitado, o que revela estar ocorrendo uma competição entre outros canais de perdas além do fundamental-excitado neste regime de intensidade. A comparação dessas taxas, homonucleares e heteronucleares, mostrou uma dependência muito próxima para grandes valores de dessintonia, já esperada para o caso heteronuclear devido à previsão feita pelo modelo de que o aumento significativo das taxas de perdas, β', só poderia ser medido para valores de dessintonias muito baixas ($\Delta < -10$MHz) e que não são acessadas pelo laser de prova.

Realizamos ainda um estudo referente à participação do estado duplamente excitado nas taxas de perdas para o sistema Na-Rb como função da dessintonia do laser de prova, o qual resultou em uma boa concordância com a observação experimental. Desta forma, acreditamos que, no regime de alta intensidade este é um importante canal de perdas a ser considerado.

A aplicação do modelo tipo Gallagher-Pritchard foi restringida à consideração somente do escape radiativo e a concordância deste com os resultados experimentais nos leva a crer que este seja um canal dominante em diversos sistemas experimentais. Ainda, a não reciprocidade das taxas de perdas, observadas em outros sistemas experimentais, reforçam esta hipótese, como foi apresentado em um recente trabalho realizado por outro físico pertencente ao nosso grupo [41].

Por fim, justificando a escolha do sistema experimental Cs-K, os estudos teóricos de Wang e Stwalley [43], mostraram ser este sistema heteronuclear promissor

no sentido de realização de medidas de ionização fotoassociativa, sendo o terceiro dímero, logo após o sistema Rb-Cs, a ter o maior Fator de Frank-Condon relativo ao K-Rb. Este fato encoraja a realização de futuros experimentos, principalmente com relação a estes três sistemas, visando medidas de comprimento de espalhamento, que serão importantes para realização de condensados bosônicos compostos por duas espécies atômicas, de grande interesse para o grupo, já que existe um projeto em andamento objetivando sua obtenção.

VII. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. SUOMINEN, K.-A. Theories for cold atomic collisions in light fields. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, v.29, p.5981-6007, 1996.

2. WEINER, J.; BAGNATO, V. S.; ZÍLIO, S.; JULIENNE, P. S. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Rev. Mod. Phys.*, v.71, p.1-85, 1999.

3. UEBERHOLZ, B.; KUHR, S.; MESCHEDE, D.; GOMER, V. Counting cold collisions. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, v.33, p.L135-L142, 2000.

4. THYWISSEN, J. H.; OLSHANII, M.; ZABOW, G.; DRNDIÉ, M.; JOHNSON, K. S.; WESTERVELT, R. M.; PRENTISS, M. Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms. *Eur. Phys. J. D.*, v.7, p.361-367, 1999.

5. FOLMAN, R.; KRIIGER, P.; CASSETARI, D.; HESSMO, B.; MAIER, T.; SCHMIEDMAYER, J. Atoms chips. http://xxx.lanl.gov

6. JAKSCH, D.; BRIEGEL, H.-J.; CIRAC, J. I.; GARDINER, C. W. Entanglement of atoms via cold controlled collisions. http://xxx.lanl.gov

7. BRIEGEL, H. –J.; CALARCO, T.; JAKSCH, D.; CIRAC, J. I.; ZOLLER, P. Quantum computing with neutral atoms. http://xxx.lanl.gov

8. SANTOS, M. S.; NUSSENZVEIG, P.; MARCASSA, L.G.; HELMERSON, K.; FLEMMING, J.; ZÍLIO, S. C.; BAGNATO, V. S. Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, vol.52, n.6, p.R4340-R4343, 1995.

9. MARCASSA, L.G. *Fotoionização Associativa: um protótipo para o estudo de colisões com átomos de sódio ultrafrios*. 1995. 94p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.

10. MARCASSA, L. G.; MUNIZ, S.; QUEIROZ, E.; ZÍLIO, S. C.; BAGNATO, V. S.; 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.1911-1914, 1994.

11. MINOGIN, V. G.; LETOKHOV, V. S. *Laser light pressure on atoms*. London. Gordon and Breach Science Plublishers. 1986.

12. CHU, S.; HOLBERG, L.; BJORKHOLM, J. E.; CABLE, A.; ASHIN, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, v.55, n.1, p.48-51, 1985.

13. 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, 1989.

14. CHU, S.; BJORKHOLM, J. E.; ASHKIN, A.; CABLE, A. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v.57, n.3, p.314-317, 1986.

15. MIGDALL, A. L.; PRODAN, J. V.; PHILLIPS, W. D.; BERGEMAN, T. H.; METCALF, H. J. First observation of magnetically trapped neutral atom. *Phys. Rev. Lett.*, v.54, n.24, 1985.

16. PRITCHARD, D. E.; RAAB, E. L.; BAGNATO, V.; WIEMAN, C. E.; WATTS, R. N. Light traps using spontaneous forces. *Phys. Rev. Lett.*, v.57, n.3, p.310-313, 1986.

17. Teorema óptico de Earnshaw, considera a força de pressão de radiação proporcional ao divergente do vetor de Poynting. Desta forma, para um feixe de laser estático não haverá acúmulo de energia em nenhum ponto, ou seja, o potencial de aprisionamento produzido pela força de pressão da luz não terá um mínimo ou um máximo absolutos.

A demonstração deste teorema encontra-se na referência abaixo:

ASHIN, A.; GORDON, J. P. *Opt. Lett.*, v.8, p.511, 1983.

18. 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.2631-2634, 1987.

19.MONROE, C.; SWANN, W.; ROBINSON, H.; WIEMAN, C. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.*, v.65, n.13, p.1571-1574, 1990.

20. REICHEL, J.; HÄNSEL, W.; HOMMELHOF, P.; HÄNSEL, T. W. Applications of integrated magnetic microtraps. http://xxx.lanl.gov

21. COOK, R. J. Atomic motion in a resonant radiation: An application of Ehrenfest's theorem. *Phys. Rev. A*, v.20, n.1, p.224-228, 1979.

22. COOK, R. J. Theory of resonance-radiation pressure. *Phys. Rev. A*, v.22, n.3, p.1078-1098, 1980.

23. MARINESCU, M.; STARACE, A. F. Three-body dispersion coefficient for alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A*, v.55, n.3, p.2067-2074, 1997.

24. BAGNATO, V. S.; MARCASSA, L. G.; MIRANDA, S. G.; MUNIZ, S. R.; OLIVEIRA, A. L. Measuring the capture velocity of atoms in magneto-optical trap as function of laser intensity. *Phys. Rev. A*, v.62, p.013404/1-013404/5, 2000.

25. TELLES, G. D.; BAGNATO, V. S.; MARCASSA, L. G. Alternative interpretation for the behavior of magneto optical trap losses at low light intensity. *Phys. Rev. A, in press.*

26. NESNIDAL, R. C.; WALKER, T. G. Light-induced ultracold spin-exchange collisions. *Phys. Rev. A*, v.62, n.3, p.030701/1(R)-030701/4(R), 2000.

27. SCHLÖDER, U.; ENGLER, H.; SCHÜNEMANN, U.; GRIMM, R.; WEIDEMÜLLER, M. Cold inelastic collisions between lithium and cesium in a two-species magneto-optical trap. *Eur. Phys. J. D*, v.7, p.331-340, 1999.

28. MARINESCU, M.; DALGARNO, A. Dispersion forces and long-range electronic transition dipole moments of alkali-metal dimmer excited states. *Phys. Rev. A*, v.52, n.1, p.311-328, 1995.

29. MARINESCU, M.; SADEGHPOUR, H. R. Long-range potentials for two-species alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A*, v.59, n.1, p.390-404, 1999.

30. SHAFFER, J. P.; CHALUPCZAR, W.; BIGELOW, N. P. Photoassociative ionization of heteronuclear molecules in a novel two-species magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, v.82, n.6, p.1124-1127, 1999.

31. Walker, T; Feng, P. Measurements of collisions between laser-cooled atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, v.34, p.125-170, 1994.

32. GALLAGHER, A.; PRITCHARD, D. E.; Exoergic collisions of cold Na^*-Na. *Phys. Rev. Lett.*, v.63, n.9, p.957-960, 1989.

33. SHAFFER, J. P.; CHALUPCZAK, W.; BIGELOW, N. P. Differential measurement of the ultracold Cs radiative escape and fine structure changing collision rates. *Eur. Phys. J. D*, v.7, p.323-330, 1999.

34. TELLES, G. D.; MARCASSA, L. G.; MUNIZ, S. R.; MIRANDA, S. G.; ANTUNES, A.; WESTBROOK, C.; BAGNATO, V. S. Inelastic cold collisions of a Na/Rb mixture in a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, v.59, n.1, p.R23-R26, 1999.

35. GALLAGHER, A. Associative ionization in collisions of slowed and trapped sodium. *Phys. Rev. A*, v.44, n.7, p.4429-4259, 1991.

36. MacADAM, K. B.; STEINBACH, A.; WIEMAN, C. A narrow band tunable diode laser system with grating feedback and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb. *Am. J. Phys.*, v.60, n.12, p.1098-1111, 1992.

37. BREWER, R. G. Nonlinear Spectroscopy. *Science*, v.178, n.4058, p.247-255, 1972.

38. LETOKHOV, V. S. Nonlinear high resolution laser spectroscopy. *Science*, v.190, p.344-351, 1975.

39. SESKO, D.; WALKER, T.; MONROE, C.; GALLAGHER, A.; WIEMAN, C. Collisional losses from a light-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, v.63, n.9, p.961-964, 1989.

40. WALLACE, C. D.; DINNEEN, T. P.; TAN, K.-Y. N.; GROVE, T. T.; GOULD P. L. Isotopic difference in trap loss collisions of laser cooled rubidium atoms. Phys. Rev. Lett., v.69, n.6, p.897-900, 1992.

41. GARCIA, W. J. *Estudo de Taxas de Perdas em sistemas heteronucleares*. 2001. 70p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.

42. PETERS, M. G.; HOFFMANN, D.; TOBIASON, J. D.; WALKER, T. Laser-induced ultracold $Rb(5S_{1/2})$ + $Rb(5P_{1/2})$ collisions. *Phys. Rev. A*, v.50, n.2, p.R906-909, 1994.

43. WANG, H.; STWALLEY, C. Ultracold photoassociative spectroscopy of heteronuclear alkali-metal diatomic molecules. *J. Chem. Phys.*, v.108, n.14, p.5767-5771, 1998.