Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Paulo
Departamento de Física e Ciências dos Materiais

MEDIDA DO TEMPO DE VIDA DE ESTADOS DE RYDBERG EM ÁTOMOS FRIOS DE ^{85}Rb

Kílvia M. Farias Magalhães

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

USP/IFSC/SBI
8-2-001277

São Carlos
1999

IFSC-US BIBLIOTECA

Magalhães, Kílvia M. Farias
Medida do Tempo de Vida de Estados de Rydberg em Átomos Frios de ^{85}Rb / Kílvia M. Farias Magalhães – São Carlos, 1999.
67 p.

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, 1999.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Física Atômica. 2. Átomos Aprisionados 3. Átomos de Rydberg.
I. Título

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

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

E-mail: wladerez@if.sc.usp.br

Fone (016) 273-9333
Fax (016) 272-2218

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE KILVIA MAYRE FARIAS MAGALHÃES APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 23 DE JULHO DE 1999.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato/IFSC-USP

Prof.Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto/IFSC-USP

Prof. Dr. Cláudio Lenz Cesar/UFRJ

22/07/9918:10

Ao Senhor Jesus Cristo, pois Ele é o Caminho, a Verdade e a Vida.

Agradecimentos

- Ao Prof. Vanderlei S. Bagnato pela orientação desse trabalho, assim como sua amizade, confiança e dedicação, sempre.
- Ao Prof. Luis Gustavo Marcassa por sua fundamental contribuição ao nosso trabalho, também por seu apoio na leitura do texto e suas sugestões.
- Ao Prof. Sérgio Carlos Zílio pelas sugestões muito valiosas dadas ao nosso trabalho.
- A Daniel pelo carinho, força e compreensão em todos os momentos. A meus pais e familiares pela confiança, amor e incentivo.
- A todos os professores do grupo de óptica.
- A todos aqueles que, de uma maneira ou de outra, colaboraram conosco nesse trabalho. Em especial, ao Lino, ao André e ao Ricardo pelo companheirismo e amizade.
- Aos colegas de laboratório e amigos de todas as horas. Ao Serginho, ao Gustavo, ao Sérgio Miranda, ao Edson, Filipe, ao Flávio, ao Cleber, ao Fernandão, ao Leonardo, ao Joatan, ao Newton.
- Às amigas de valor inestimável: Cristina, Aparecida Tuboy, Aparecida Martinez, Cláudia, Mônica, Marília, Andréa, Débora, Rosane, Cristiane.
- A todo pessoal de apoio do grupo de óptica: à Isabel, Gláucia, Seu Gilberto, Evaldo, Rui, Carlos, Edivaldo. Assim como todos da oficina de óptica e oficina mecânica, em especial ao Carlos e ao Roberto.
- Ao pessoal da biblioteca sempre dispostos em presteza e simpatia.
- Ao Ítalo pelo trabalho final de encadernação.
- Ao CNPq, CAPES, FAPESP e FINEP pelo apoio financeiro.

Índice

Capítulo 1 - Introdução ____ *6*

Capítulo 2 - Produção de Átomos Frios ____ *12*

2.1 - Introdução ____ **12**

2.2 – O Aprisionamento Magneto-Óptico de Átomos Neutros ____ **15**

2.2.1 – Princípios Básicos sobre Armadilhas Magneto-Ópticas ____ 15

2.2.2 – O Aprisionamento de Átomos de Rubídio ____ 20

2.3 – Armadilha Magneto-Óptica em Célula de Vapor ____ **22**

Capítulo 3 - Instrumentação para Produção de Átomos Frios, e Excitação e Detecção de Estados de Rydberg ____ *26*

3.1 – Introdução ____ **26**

3.2 – Sistema Experimental para Produção de Átomos Frios em célula de vapor ^{85}Rb 33

3.3 – Preparação de Átomos de Rydberg ____ **36**

3.3.1 - Laser de Corante Pulsado Montado para este Experimento ____ 40

3.4 – Detecção de Átomos de Rydberg ____ **46**

Capítulo 4 – Medindo o Tempo de Vida em Estados de Rydberg ____ *51*

4.1 – Introdução ____ **51**

4.2 – Técnica para Medidas de Tempo de Vida Resolvida no Tempo ____ **56**

4.3 – Resultados ____ **59**

Capítulo 5: Conclusões ____ *66*

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1- Esquema de Funcionamento de uma armadilha magneto-óptica para um 16
átomo hipotético de dois níveis. 16
Figura 2.2 – Esquema de aprisionamento em três dimensões. 17
Figura 2.3 – Diagrama dos níveis de energia do Rubídio. 21
Figura 3.1- Foto da câmara de aprisionamento e alguns componentes ópticos. 34
Figura 3.2 – Sistema Experimental: Lasers de aprisionamento e rebombeio e sistema de imagem. 35
Figura 3.3 – Processos de excitação óptica para estado de Rydberg: a) bombeio direto de um fóton, b) excitação sequenciada de dois fótons, c) dupla excitação quântica com um estado virtual intermediário, d) combinação de excitação óptica sequenciada e decaimento espontâneo. 38
Figura 3.4 – Esquema do processo de fotoexcitação para o estado de Rydberg 27D em rubídio 39
Figura 3.5 – Esquema da cavidade do laser de corante pulsado utilizando grade em incidência rasante. 42
Figura 3.6 – Esquema geral de operação do laser de corante pulsado. 44
Figura 3.7 – Gráfico de calibração de λ por posição do micrômetro 45
Figura 3.8 – Potencial atômico e sua deformação pelo campo aplicado. 47
Figura 3.9 – Esquema de Detecção por meio de ionização por campo pulsado. 48
Figura 3.10 – Funcionamento do Detetor de Íons 48
Figura 4.1 – Sequência temporal de pulsos de: excitação; ionização; e detecção do estado de Rydberg em Rubídio por contagem de íons.. 57
Figura 4.2 – Esquema representativo do sistema de controle e aquisição de dados. 58
Figura 4.3 – Decaimento para a população de 27D como função do delay Δt. Os [□] são pontos experimentais e a linha representa um ajuste exponencial. 59

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1 – Leis de escala para propriedades de átomos de Rydberg. _____ *32*
Tabela 4.1 - Comparação de Tempos de Vida Medidos e Teóricos (μs). _____ *64*

RESUMO

Neste trabalho apresentamos os primeiros resultados sobre medida do tempo de vida de estados de Rydberg utilizando átomos frios confinados em uma armadilha magneto-optica de ^{85}Rb. Medidas de tempo de vida de estados altamente excitados são importantes para o teste de teorias modernas sobre interação átomo-vácuo; desta forma medidas precisas são necessárias. A utilização de átomos frios apresenta várias vantagens quando comparadas com técnicas convencionais. Entre elas podemos citar a possibilidade de observação do sistema atômico por longos períodos (>100 μs), e o controle da densidade de forma eficiente para evitar a manifestação de efeitos indesejáveis (colisões, superradiância) que limitam a precisão da medida. Apresentamos a medida do tempo de vida do estado 27D e 38S e comparamos os resultados experimentais com previsões teóricas de diferentes modelos. Algumas discrepâncias são observadas, o que reforça a necessidade da obtenção de um conjunto maior de medidas incluindo outros níveis para indicar qual modelo teórico é mais próximo da realidade.

ABSTRACT

In this work we present our first results on lifetime measurement of Rydberg states using cold atoms held in a magneto-optical trap of ^{85}Rb. Lifetime measurements of highly excited states are important for testing modern theories on atom-vaccum interaction, therefore precise measurements are required. The use of cold atoms presents some advantage when compared with conventional techniques. Among them we cam point out the possibility of atomic observation for long periods of time (<100μs), the atomic density control in order to avoid undesired effects (such collisions and superradiance) which can limit the measurement precision. We present the lifetime measurement of 27D and 38S states and compared the experimental results with theoretical prediction using different models. Some discrepancies are observed, which indicates the need of a large set of measurement for other states in order to indicate the best model.

Capítulo 1 - Introdução

O conhecimento da estrutura atômica é um fato de extrema importância, não só para melhor compreensão da matéria, como também para o aprimoramento das teorias existentes sobre o seu comportamento. Neste contexto, o átomo, através da revelação de seu espectro discreto, foi extremamente importante para o surgimento da mecânica quântica. Foi possível se estudar em mais detalhes os chamados níveis atômicos, então se observou que a mecânica quântica estabelecida até aquele ponto precisava ser modificada. Então, foram introduzidas as chamadas correções relativísticas, por Dirac, no átomo e surgiu, na verdade, um novo aspecto da mecânica quântica.

Quando as técnicas de observação de espectroscopia atômica melhoraram ainda mais, surgiram então novas medidas que mostravam que eram necessárias correções importantes nas teorias já existentes. Nesse momento, nasceram as teorias mais modernas e que existem até hoje. Normalmente, o avanço teórico está aliado ao avanço de técnicas que possibilitem estudar com mais precisão a natureza atômica em todos os seus aspectos. Recentemente, a produção de átomos frios tem sido uma dessas técnicas que proporcionou um considerável avanço na maneira e na precisão de se olhar certos aspectos envolvendo átomos em si, suas colisões e uma série de outros comportamentos. As técnicas modernas de produção de átomos frios permitem que tenhamos uma

amostra atômica praticamente livre do efeito Doppler. Por isso, por si só, átomos frios já constituem uma amostra importante para realização de medidas de alta precisão, onde normalmente o efeito Doppler é um efeito maléfico, porque produz um alargamento desnecessário das linhas, causado pela velocidade, e que muitas vezes é superior a detalhes muito pequenos no átomo.

Os átomos frios têm sido utilizados para praticamente todos os tipos de medidas, não somente em física atômica, mas em outras áreas. Estes têm sido amplamente utilizados para espectroscopia de alta resolução [1], para realização de estudos ópticos não lineares [2], como ponto de partida para melhoria de padrões de metrologia de tempo e frequência [3], e ponto de partida para obtenção de gases no regime quântico [4], que culminou com a detecção da chamada condensação de Bose-Einstein. Todas essas aplicações só foram possíveis com átomos frios, devido à ausência do efeito Doppler e devido a uma série de vantagens possíveis de serem investigadas quando se usa esses átomos.

Na área de átomos altamente excitados somente agora nos últimos anos é que as amostra de átomos frios estão sendo empregadas para o seu estudo. Os átomos altamente excitados são denominados átomos de Rydberg, e eles têm dentro de si uma série de efeitos importantes. Quando se excita a um alto nível quântico um átomo, o elétron passa a ter um comportamento dito quase clássico. Portanto, muitos pesquisadores acreditam que o estudo de átomos de Rydberg pode mostrar as conexões íntimas entre a mecânica clássica observada no mundo macroscópico, e a mecânica quântica observada na intimidade atômica.

Experimentos com a utilização de átomos frios e átomos de Rydberg têm focalizado a atenção em efeitos como transferência de excitação e colisões [5], por exemplo. Há alguns aspectos importantes de átomos de Rydberg que merecem atenção especial, dentre esses está o tempo de vida desses estados. Sendo altamente excitado o elétron, evidentemente sente menos a presença do núcleo atômico do que um elétron no estado fundamental, dessa forma as propriedades desse estado excitado não são muito afetadas. Desse modo, os átomos de Rydberg são normalmente conhecidos por terem vida longa. E a determinação desse tempo de vida é algo que tem sido alvo de cálculos teóricos, em especial átomos alcalinos, como é o caso de Theodosiou [6] e Xinghong e colaboradores[7].

Uma das razões da importância, e do desenvolvimento de técnicas que permitam alta precisão na medida de tempo de vida, é que, até o momento, as técnicas convencionalmente usadas não permitem obter a precisão desejada a se comparar com cálculos até então realizados. É nesse ponto que entram os átomos frios e o estudo dos átomos de Rydberg dentro das chamadas armadilhas magneto-ópticas. Dentro de uma dessas armadilhas, podemos controlar sua densidade atômica de tal modo que a taxa de colisões será pequena permitindo assim fazer medidas de tempo de vida sem a influência das chamadas colisões, ou seja, os decaimentos não radiativos. Também numa amostra de átomos frios não se tem o efeito Doppler. Dessa forma, podemos observar os átomos por um período de tempo mais longo quando comparados a feixes, por exemplo.

Até agora, nenhum dos grupos de pesquisa dos poucos que estão trabalhando com átomos de Rydberg frios realizou medidas de tempo de vida. O nosso trabalho

consiste em implementar uma técnica que, utilizando toda tradição que o nosso grupo de pesquisa tem na área de átomos frios, permita também a medida de tempo de vida de átomos de Rydberg.

O conhecimento do tempo de vida de átomos de Rydberg permite indiretamente uma série de conhecimentos. Como o tempo de vida de um determinado estado depende do seu acoplamento com os demais estados, o conhecimento de tempos de vida, indiretamente, nos fornece informação a respeito de outros estados com energia próxima, ou não, do referido estado do qual estamos medindo tempo de vida. Também, é algo fundamental para futuras aplicações de átomos de Rydberg. Sabendo com precisão o tempo de vida é possível testarmos teorias existentes feitas baseadas em cálculos com muitos corpos, que prevêem os valores para determinados estados. O conhecimento com precisão dos tempos de vida também permite o entendimento da influência de agentes externos, como é o caso a radiação de corpo negro, de campos espúrios, de colisões etc. Finalmente, esse conhecimento também é importante para a programação de outros experimentos envolvendo átomos de Rydberg. No nosso grupo de pesquisa uma nova linha que estuda colisões com átomos de Rydberg está nascendo. Assim, para podermos investigar passos intermediários numa colisão é necessário e importante o conhecimento do tempo de vida para saber se haverá decaimento espontâneo dos estados envolvidos durante o encontro atômico.

Esse trabalho foi dividido em três partes. Na primeira, nos familiarizamos com a produção e observação de átomos frios numa armadilha magneto-óptica. Isso foi feito usando uma armadilha em célula com átomos de ^{85}Rb. Numa segunda etapa montamos o instrumental necessário para produção de fótons com energia adequada para produção

dos estados de Rydberg. Para isso, projetamos e montamos um laser pulsado sintonizável, com pulsos cuja duração está em torno de 4ns, e que é capaz de levar ao sistema atômico uma alta energia para excitações multi-fotônicas que levam à produção de estados de Rydberg. E a última parte do trabalho consistiu em desenvolver uma técnica utilizando pulsos de alta tensão e ionização por campo que permitiram assistir ao decaimento dos átomos produzidos como função do tempo e por meio desses dados extrair o tempo de vida. Visto que esse trabalho trata-se do primeiro experimento em átomos de Rydberg em nosso grupo, o escopo dessa dissertação está relacionado à produção, detecção e medida de tempo de vida de átomos de Rydberg frios. Informações mais detalhadas a respeito de aprisionamento e resfriamento de átomos podem ser obtidos na literatura e outras teses do grupo.

Essa dissertação foi dividida da seguinte forma. No capítulo 2, iniciamos com um histórico breve a respeito da produção de átomos frios, princípios de armadilhas magnetó-ópticas, em especial de armadilhas magneto-ópticas em célula de vapor. Em seguida, no capítulo 3, abordamos a instrumentação envolvida para: produzir amostras de átomos frios; a preparação por fotoexcitação de átomos de Rydberg, utilizando um *laser* de corante pulsado; e detecção de átomos de Rydberg por ionização por campo. No capítulo 4 fizemos uma abordagem com relação a medida de tempo de vida de estados de Rydberg, em átomos frios, e a descrição da técnica envolvida para medir esses tempos de vida, assim como a comparação dos nossos resultados feita com trabalhos teóricos. E, finalizaremos com conclusões e discussões desse trabalho.

Referências

[1] – L. G. Marcassa S. R. Muniz, G. D. Telles, S. C. Zílio e V. S. Bagnato, *Opt.. Comm.* **155,** 38 (1998).

[2] – J. W. R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R. B. Lee, H. J. Kimble, *Phys.Rev. Lett.* **66**, 3245 (1991).

[3] – A. Clairon et al, *IEEE Trans. Instrum. Meas.***44**, 128 (1995).

[4] – K. B. Davis et al, *Phys. Rev. Lett.* **75**, (22) 3969 (1995). C. C. Bradley et al, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).

[5] – W. R. Anderson, J. R. Veale, T. F. Gallagher, *Phys. Rev.Lett.* **80**, 249 (1998). J. Mourach et al, *Phys. Rev.Lett.* **80**, 253 (1998).

[6] – C. E. Theodosiou, *Phys. Rev. A* **30,** 2881 (1984).

[7] – H. Xinghong, B. Lee, A. Chen, C. Zhang, *J. Phys. B.* **23**, 661 (1990).

Capítulo 2 - Produção de Átomos Frios

2.1 - Introdução

De extrema importância para a ciência, em especial para a física atômica, têm sido os trabalhos de pesquisa para a compreensão do átomo. Na maioria das vezes, tal estudo poderia ser simplificado na medida que fosse possível controlar o movimento atômico, removendo sua velocidade. A transferência de *momentum* luz-átomo foi um enorme passo nesta direção.

No começo desse século, foram feitas interessantes previsões sobre a força que a luz pode exercer sobre átomos e moléculas por Lebedev e Einstein . Em 1933, Frisch [1] fez um experimento onde observou-se pela primeira vez a deflexão de um feixe atômico devido incidência da luz de uma lâmpada de sódio. Entretanto, esses estudos ficaram restritos pela escassez de fontes de luz apropriadamente intensas e estreitas espectralmente.

Com o surgimento de um tipo de luz "sui generis" como a do *laser*, abriram-se portas para utilizar a pressão de radiação sobre átomos para controlar seu movimento de modo efetivo, dadas as características especiais da luz *laser*. Hansch e Schawlow [2] e Wineland e Dehmelt [3] propuseram independentemente, em 1975, a idéia de

resfriamento com a utilização de luz *laser* contrapropagante ao movimento de átomos a fim de os desacelerar. Em 1982, foi realizada experimentalmente por W. Philips e colaboradores [4], a desaceleração de um feixe de átomos neutros usando um feixe de luz contrapropagante ao seu movimento.

Logo em 1985, Chu e colaboradores [5] produziram um meio cuja viscosidade se mostrou eficiente para resfriar átomos neutros tridimensionalmente usando três pares de feixes ortogonais e contrapropagantes, o qual foi denominado como melaço óptico (*optical molasses)*. Com esse meio alcançou-se temperaturas muito mais baixas que as previstas pela teoria Doppler, acarretando um estudo mais aprofundado desse resfriamento que deu origem à teoria sub-Doppler, onde átomos com velocidades muito baixas são previstos.

A primeira armadilha de átomos neutros foi uma armadilha magnética que usava a força que um gradiente de campo magnético faz sobre o momento de dipolo magnético do átomo, fazendo com que os átomos sejam aprisionados num mínimo de campo magnético. Essa armadilha foi demonstrada em 1985 por Migdall e colaboradores [6] e mais tarde inovada por Bagnato e colaboradores [7]. Várias outras configurações de armadilhas magnéticas foram surgindo para tentar melhorar a técnica, entretanto essas armadilhas não foram capazes de resfriar átomos, somente os confinar.

As primeiras armadilhas ópticas sugiram em paralelo ao desenvolvimento das magnéticas e utilizavam a força de pressão de radiação para chegar ao aprisionamento. Essas armadilhas poderiam ser armadilha de dipolo , ou armadilha espontânea. As primeiras armadilhas ópticas pesquisadas eram inicialmente de dipolo. Eram baseadas na força de dipolo elétrico, ou seja, a força de aprisionamento vem da interação entre

um dipolo e um campo externo. Esse tipo de armadilha tinha a limitação de pequeno volume e pequena profundidade de seu potencial de confinamento.

Em 1986, Pritchard e colaboradores [8] propuseram pela primeira vez uma armadilha para átomos neutros com base na emissão espontânea, não na força de dipolo. A força espontânea utiliza a transferência de *momentum* do fóton para o átomo durante a absorção. Nesse tipo de armadilha combinou-se feixes *laser* e campos magnéticos com o intuito de contornar o teorema óptico de Earnshaw, concebido por Ashkin e Gordon [9]. Estes últimos afirmaram que não seria possível estabelecer uma armadilha simplesmente baseada na força advinda da força de radiação. Constituída de três pares de feixes *laser* contrapropagantes mutuamente ortogonais que se encontram no centro de um campo magnético quadripolar, a nova proposta de armadilhamento atômico sobrepunha as maneiras previamente estabelecidas. Ajustando apropriadamente a sintonia do laser e gradiente de campo magnético produz-se um potencial harmônico amortecido o qual resfria e aprisiona átomos neutros. Tal armadilha ficou então conhecida como armadilha magneto-óptica A.M.O. ou *MOT Magneto-Optical Trap.* Em 1987, essa armadilha foi demonstrada experimentalmente por Raab e colaboradores [10], utilizando um feixe atômico, e tornou viável toda uma nova física atômica baseada em átomos a ultra baixas temperaturas.

Em 1990, Monroe e colaboradores [11] estabeleceram um tipo de armadilha para átomos capaz de capturá-los diretamente a partir do vapor de uma célula. A principal contribuição desse tipo de armadilha foi a simplificação do aparato experimental para o aprisionamento de átomos neutros, com obtenção de amostras frias e densas diretamente de seu vapor quente. Entretanto, há limitação com relação ao número de átomos devido

ao fato de as colisões com os átomos do vapor de fundo, que são térmicos, fornecerem energia cinética o bastante para que átomos da armadilha superem o potencial de aprisionamento e escapem. Contudo tal limitação não restringiu o uso desse tipo de A.M.O. desde sua criação até os dias de hoje, inclusive no nosso trabalho.

2.2 – O Aprisionamento Magneto-Óptico de Átomos Neutros

O trabalho experimental do qual essa dissertação se refere utilizou-se de uma amostra de átomos frios conseguida por meio de uma A.M.O. em célula de vapor de ^{85}Rb. Nossa amostra será detalhada no próximo capítulo. Nessa seção faremos uma breve discussão de como funciona e quais os elementos que compõem uma A.M.O., em especial uma operando em célula de vapor.

2.2.1 – Princípios Básicos sobre Armadilhas Magneto-Ópticas

No trabalho de Raab [10], o princípio da armadilha magneto-óptica inicialmente é considerado em uma dimensão para um átomo hipotético de dois níveis. Tal átomo tem para o estado fundamental spin S=0 (m_s=0) e para o estado excitado S'=1 (m_s=-1,0 ou 1). O campo magnético o qual o átomo está sujeito é inomogêneo e fraco, de forma que a separação Zeeman tenha relação linear com a campo. É aplicado um laser com uma polarização σ^+ na direção +z e outro laser com polarização σ^- na direção –z. Se sintonizarmos ambos os *laser*s abaixo da frequência natural de ressonância do átomo, ou seja com detunning negativo, para o vermelho e para um B>0, se o átomo estiver em z>0 absorverá mais fótons σ^-, pois sua frequência está mais próxima da transição S=0 (m_s=0) $\Rightarrow$ S=1 (m_s=-1) e sofrerá uma força para a origem. E para z<0 ocorre o inverso, no entanto com o mesmo efeito restaurador que força o átomo ficar na origem z = 0.

Como a frequência dos *lasers* está para o vermelho surge uma força de caráter dissipativo capaz de remover energia do átomo[5]. Representamos na figura 2.1 o esquema de operação de sistema que é capaz de resfriar e aprisionar átomos.

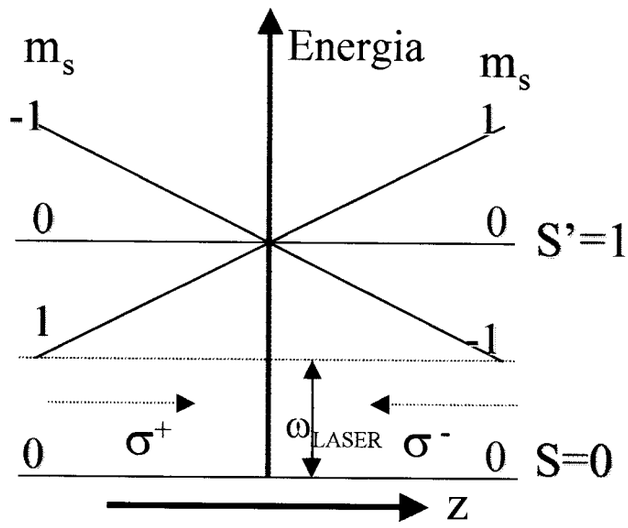


Figura 2.1- Esquema de Funcionamento de uma armadilha magneto-óptica para um átomo hipotético de dois níveis.

Para estender essa configuração em três dimensões é preciso adicionar dois pares de feixes ortogonais contrapropagantes ao longo de x e y, e o campo magnético tridimensional é conseguido com um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz como está mostrado na figura 2.2.

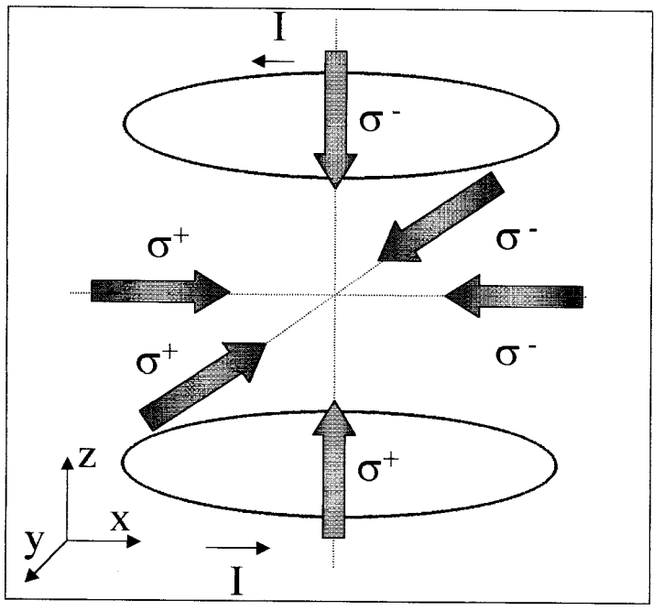


Figura 2.2 – Esquema de aprisionamento em três dimensões.

A força a qual a luz exerce sobre o átomo pode ser de dois tipos: uma força de dipolo ou induzida, de caráter conservativo, e uma força espontânea, dissipativa. A força de dipolo é a força média no tempo advinda da interação do dipolo de transição, induzido pelo campo elétrico oscilante da luz, com o gradiente da amplitude do próprio campo da radiação. Proveniente do recuo experimentado por um átomo quando esse absorve ou emite um quantum de momentum de fóton é a força espontânea.

A força de pressão de radiação teve seu formalismo teórico desenvolvido por vários autores, sendo Cook [12] em 1979, um dos pioneiros. Foi feita uma aproximação semi-clássica que consistiu em tratar o átomo como um sistema quântico de dois níveis, e a radiação como um campo eletromagnético clássico.

A força média no tempo [12] consiste de dois termos: o primeiro termo proporcional ao gradiente da amplitude do campo elétrico; o segundo proporcional ao gradiente da fase. O primeiro termo é a força de dipolo, algumas vezes chamada de força de "trapping", pois é conservativa e pode ser integrada para definir um potencial de aprisionamento para o átomo. O segundo termo é a força espontânea, algumas vezes chamada de força de "cooling", pois é dissipativa e pode ser usada para resfriar átomos. Tratando-se de armadilhas magneto-ópticas a força é basicamente espontânea[10].

A força que o átomo "sente" quando capturado por uma A.M.O. pode ser deduzida, em princípio, considerando apenas um feixe laser incidindo sobre um átomo, com velocidade v_z, e imerso num campo magnético inomogêneo e fraco, sendo a separação Zeeman de seus subníveis linear com o campo. Utilizando a teoria de Cook [12], é possível supor esse *laser* interagindo com dois níveis apenas do átomo. O momentum carregado por um fóton é $h/\lambda = \hbar k$, tendo a luz comprimento de onda λ e vetor de onda k. O átomo, ao absorver os fótons, sofre uma força média devido à transferência desse *momentum*. Essa força pode ser expressa como o *momentum* transferido por cada fóton vezes a taxa média de absorção de fótons:

$$F_{\pm} = \mp \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{(I/I_0)}{I + I/I_0 + \left(\frac{2[\delta \pm \xi]^2}{\Gamma} \right)} \qquad (2.1)$$

onde Γ é a largura natural de linha da transição atômica; I é a intensidade do laser; I_0 é intensidade de saturação da transição; $\delta = (\omega_L - \omega_0)$ é a diferença entre a frequência do *laser* (ω_L) e a frequência de ressonância atômica (ω_0) , e é chamada de dessintonia; e $\xi = kv_z + (\partial\omega / \partial z)z$ onde $\partial\omega / \partial z = (\partial\omega / \partial B)(\partial B / \partial z)$ é a variação espacial da frequência de ressonância atômica devido ao campo. Na expressão para a força, o sinal mais(menos) refere-se à propagação positiva (negativa) da do feixe de luz.

Considerando dois feixes contrapropagantes, para obter a expressão para a força sentida pelo átomo, com a suposição de que as duas ondas tem atuações independentes sobre o átomo, a força total média pode ser dada por $F_T = F_+ + F_-$.

$$F_T = \hbar k \Gamma \Omega^2 \left[\frac{1}{4(\delta - \xi)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} - \frac{1}{4(\delta + \xi)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \right] \tag{2.2}$$

onde $\Omega = \mu E_0 / 2\hbar$ é a frequência de Rabi, e $\Omega^2 = (I/I_0)(\Gamma^2/2)$.

Essa força de pressão de radiação total atuando no átomo a baixas velocidades e baixos campos pode ser expressa da forma:

$$F_T = \frac{16\Gamma\hbar k \Omega^2 \delta}{\left(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2\right)^2} \left(kv_z + \frac{\partial\omega}{\partial z} z \right) \tag{2.3}$$

De acordo com a expressão anterior, se a dessintonia dos dois feixes estiver para o vermelho ($\delta<0$), então essa expressão será a equação de movimento de um oscilador harmônico amortecido, ou seja $F_T = -\alpha v_z - Kz$. No nosso caso, o oscilador é tipicamente

superamortecido. O primeiro termo dessa força é oposto à velocidade, e é chamado de força de fricção a qual é responsável pelo resfriamento. O segundo termo é a chamada força de restauração a qual é responsável pelo confinamento dos átomos.

Como foi utilizada uma teoria semi-clássica para se calcular a força e não foram considerados efeitos advindos da emissão espontânea, a qual gera uma taxa de aquecimento, átomos confinados por esse processo possuem temperatura não nula e volume definido.

2.2.2 – O Aprisionamento de Átomos de Rubídio

O átomo com o qual estamos tratando nesse trabalho é um dos isótopos do metal alcalino rubídio, cujo símbolo do elemento químico é ^{85}Rb. Na figura 2.3, temos o diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb relevantes para o aprisionamento na armadilha. Para resfriar e capturar os átomos de rubídio usamos a transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Estes níveis quando o campo magnético é aplicado separam-se num conjunto de subníveis Zeeman, pois a degenerescência dos níveis é quebrada.

Estando nossos feixes *lasers* sintonizados na transição $5S_{1/2}$ (F=3) $\rightarrow 5P_{3/2}$ (F'=4), as regras de seleção de dipolo permitem $\Delta F=0, \pm 1$ e $\Delta m_F=0, \pm 1$. Sendo o feixe *laser* circularmente polarizado e como o campo magnético paralelo à direção de propagação *laser* define um eixo de quantização, serão permitidas apenas as transições $\Delta m_F= +1$ para polarização σ^+ e $\Delta m_F= -1$ para polarização σ^-. Dessa forma, um átomo que se encontrar onde $z>0$, está mais próximo da transição $\Delta m_F= -1$ e absorve um fóton do feixe σ^- e sofre uma força na direção à origem $z = 0$. De forma análoga, um átomo em $z<0$ também é forçado para a origem. Assim as regras de seleção para transição

dipolar elétrica fazem desse arranjo um sistema próximo a um átomo de dois de níveis, necessário para ser aprisionado, pois nesse caso há um processo de interação da luz com o átomo de modo contínuo.

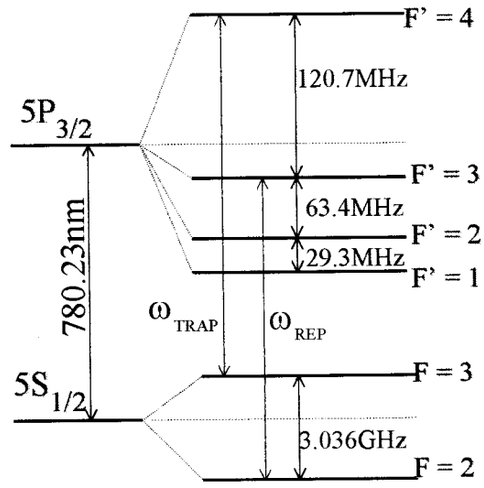


Figura 2.3 – Diagrama dos níveis de energia do Rubídio.

Mesmo estando na transição $5S_{1/2}$ (F=3) $\rightarrow$ $5P_{3/2}$ (F'=4), há probabilidade de transições indesejáveis no sistema as quais atrapalham o processo de resfriamento de átomos. O nível $5P_{3/2}$ (F'=3) pode ser populado por excitação fora de ressonância e durante o decaimento tem a probabilidade de 7/12 de decair para $5S_{1/2}$ (F=3) e 5/12 para $5S_{1/2}$ (F=2). Após vários ciclos de excitação $5S_{1/2}$ (F=2) é populado e os átomos nesse estado deixam de interagir com o laser de aprisionamento. Essas excitações fora de ressonância são muito menos severas para rubídio do que são para sódio, por causa do espaçamento hiperfino ser muito maior(121MHz para *Rb*(F'= 3-4) e 60MHz para *Na*(F=2-3)).

Dessa forma, para manter o processo de aprisionamento é necessário colocar um *laser*, chamado de rebombeio, o qual será responsável pela transição $5S_{1/2}$ (F=2)→ $5P_{3/2}$ (F'=3) a qual possibilita que átomos inicialmente em $5S_{1/2}$ (F=2) possam transicionar para $5P_{3/2}$ (F'=3). Eventualmente esses átomos poderão estar em $5S_{1/2}$ (F=3) e assim participar do aprisionamento, conseguindo tornar eficiente o processo.

2.3 – Armadilha Magneto-Óptica em Célula de Vapor

O trabalho de Monroe [10] desenvolveu uma A.M.O. que usa os átomos de baixa velocidade de uma célula de vapor de metais alcalinos, sem a necessidade de prévia desaceleração. Essa armadilha captura átomos diretamente da distribuição de Maxwell-Boltzman presente no vapor de fundo da célula. Os átomos mais lentos da distribuição serão aqueles que contribuirão para o aprisionamento.

Em nosso grupo, foram realizados vários trabalhos construindo e utilizando armadilhas semelhantes a de Monroe com o intuito de fazer pesquisas em espectroscopia atômica e colisões de baixa energia. Foram construídas armadilhas em sódio [13], em césio [14] , em rubídio[15], e armadilhas mistas [16].

Parâmetros da armadilha como: gradiente de campo magnético, intensidade e dessintonia dos feixes *laser* e temperatura da célula; são importantes para o número e a densidade de átomos aprisionados, o tamanho da nuvem, e os processos de carga e descarga dessa armadilha[13]. O número de átomos que estão numa armadilha a qual está num vapor é determinado pelo balanço entre a taxa de captura, número de átomos aprisionados por segundo, e a taxa de perda dentro dessa armadilha. A densidade nessa

armadilha é limitada por causa da força repulsiva entre os átomos aprisionados que aparece significativamente no regime de altas densidades.

Há a competição de dois processos durante o aprisionamento de átomos numa A.M.O., quais sejam: captura e perdas. A evolução do número de átomos aprisionados pode ser convenientemente expressa por

$$dN/dt = L - N\gamma - \beta\int_{V_t} n^2 d^3r \rightarrow L - N\gamma - \beta N^2/V_t \qquad (2.4)$$

onde N é número de átomos, n é a densidade, L é a taxa de carga, γ é a taxa de perdas devido a colisões com átomos térmicos do vapor, β é a taxa de perdas por colisões entre átomos aprisionados, e V_t é o volume ocupado por esses átomos. Como no regime de altas densidades o aprisionamento ocorre a densidade constante, podemos integrar e obter a expressão final em (2.4). A taxa de carga L pode ser estimada [13] considerando uma distribuição de Maxwell-Boltzmann para o vapor, e a taxa γ pode ser obtida pela expressão $\gamma = n_V \sigma v$, da teoria cinética dos gases, onde n_V é a densidade atômica no vapor, σ é a seção de choque e v é a velocidade média relativa entre os átomos que irão çolidir. Para N pequeno, o último termo da expressão de (2.4) é considerado desprezível devido à baixa taxa de colisões binárias dentro da armadilha. Além de que, estamos interessados no regime de baixas densidades no nosso trabalho.

Segundo o trabalho de Milori[13], a taxa de carga é otimizada variando-se parâmetros da armadilha. A taxa de carga da armadilha é igual à inclinação da curva de carga durante os primeiros instantes do processo, pois os efeitos de perda ainda não

IFSC-USP BIBLIOTECA

estão presentes. Para medir essa taxa, foi registrada a intensidade da nuvem de átomos aprisionados como função do tempo, durante os primeiros milissengundos do processo. Nesse trabalho, com os dados numéricos foram construídas expressões para o tempo de carga, para a taxa de carga e para o número de átomos aprisionados dependentes da temperatura. E também foi observado o comportamento dos tempos de carga e descarga como função do gradiente de campo magnético e da intensidade do *laser*.

Referências

[1] – O. R Frisch; Z. Phys. **86,** 42 (1933).

[2] – T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).

[3] – D. Wineland, H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).

[4] – W. D. Phillips, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48,** 596 (1982); J. Prodan, W. Phillips e H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **49**, 1149 (1982).

[5] – S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkman, A. Cable, A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).

[6] – A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).

[7] – V. Bagnato et al, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987).

[8] – D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. S. Bagnato, C. E. Wieman, R. N. Watts, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).

[9] – A. Ashkin, J. P. Gordon, Opt. Lett. **8**, 511 (1983).

[10] – E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

[11] – C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

[12] – R. J. Cook, Phys. Rev. A **20**, 224 (1979).

[13] - D. M. B. P. Milori, *Tese de Doutorado* ,IFSC-USP (1994).

[14] - A. M. Tuboy, *Tese de Doutorado,* IFSC-USP (1996).

[15] – L. G. Marcassa et al, Trabalho aceito para publicação em Europ. J. of Phys. D.

[16]- M. S. Santos et al, Phys. Rev. A **52**,R4340 (1995).

Capítulo 3 - Instrumentação para Produção de Átomos Frios, e Excitação e Detecção de Estados de Rydberg

3.1 – Introdução

A proposta de produzir átomos de Rydberg a partir de amostras de átomos frios vem despertando especial interesse da comunidade de Física Atômica. Uma vez que técnicas convencionais para estudar estados de Rydberg usam átomos térmicos, elas têm limitações impostas pela dependência com a velocidade e com efeitos colisionais. Em 1993, M. Weidmüller e colaboradores [1] foi o primeiro grupo a enxergar a relevância do resfriamento de átomos como meio para estudos em átomos de Rydberg. Nesse artigo, usando a técnica de frequência de "chirping", foi produzido um feixe de átomos de Rydberg frios em lítio para estudo em espectroscopia de alta resolução. Uma característica importante de átomos de Rydberg frios é a sua baixa taxa de dexcitação por colisão.

Com o surgimento de armadilhas magneto-ópticas (AMO) amostras de átomos frios, naturalmente livres de efeito Doppler, podem ser produzidos com considerável simplicidade. Recentemente, alguns grupos produziram amostras de átomos de Rydberg

frios em uma AMO de Césio[2] e de Rubídio [3]. Assim, abre-se um novo campo onde vários experimentos diferentes podem ser implementados, tais como: colisões, espectroscopia de microondas de alta resolução, medidas de tempo de vida, plasma e outros.

Nesse momento, iremos introduzir a idéia de átomos de Rydberg e mencionar alguns dos aspectos mais importantes para o nosso trabalho. Um átomo ou uma molécula em um estado altamente excitado possui um elétron num estado de alto número quântico principal e é denominado átomo ou molécula de Rydberg. O interesse em átomos de Rydberg apoia-se no fato desses possuírem parâmetros com valores altos se comparados aqueles de átomos ordinários. Dentre esses parâmetros podemos citar: grande raio orbital, tempo de vida longo, e pequena energia de ligação. Dessa forma possuem propriedades bastante incomuns podendo ser usados para testar teorias relacionadas à estrutura atômica e física de colisões.

Sendo sensíveis a campos externos, átomos de Rydberg são bases de testes para efeitos que envolvam campos externos de magnitude comparável ao campo de ligação coulombiano do elétron de Rydberg.

Uma vez que a espectroscopia é, em muitas ocasiões, o passo inicial como meio de investigação de novos efeitos físicos, permitindo medir constantes físicas e analisar processos diversos, em átomos de Rydberg esses processos parecem ser muito simples pelos altos números quânticos envolvidos. Espectroscopia de estados de Rydberg [4] é realizada em longas séries de estados, o que possibilita estudo de propriedades atômicas sobre um longo intervalo de valores de n. O espaçamento de energia de acordo com essas séries pode ser representado por fórmulas análiticas expressas como funções de n

(ou ℓ). Fazendo considerações das regularidades no espectro próximo ao limite de ionização levaram Rydberg a propor sua fórmula pioneira, a qual dá nome a esses átomos de caráter tão particular. Essa fórmula tem a seguinte forma

$$k_n = k_0 - \frac{R_\infty}{(n-\delta)^2} \tag{3.1}$$

para um determinado número de onda k_n das linhas, onde R_∞ é a constante universal de Rydberg, n é um número inteiro, e k_0 e δ são constantes características do átomo e das séries. Como veremos adiante, δ é o chamado defeito quântico.

Os átomos de Rydberg são importantes em Física, assim como nesse trabalho em especial. Por isso, vamos tecer alguns comentários a seu respeito.

É importante ter informações precisas sobre séries longas de estados, uma vez que é possível conseguir percepção mais aprofundada dos vários tipos de aproximação as quais têm sido feitas para calcular espectro atômico e entender melhor os processos físicos presentes na interação do elétron de valência com o caroço atômico.

Considerando o caroço atômico contendo N elétrons, o problema de encontrar os níveis de energia de N+1 elétrons (incluindo o elétron de valência altamente excitado), interagindo com o núcleo e cada um com o outro, é simplificado por dois motivos. Por causa da grande diferença de energias de ligação entre o caroço com N elétrons e o elétron de valência é natural pensar numa considerável separação entre eles. Outro motivo é que, como a função de onda do caroço é limitada a uma pequena região do espaço ao redor do núcleo (de raio r_0), o potencial efetivo sentido pelo elétron de

valência é principalmente um potencial coulombiano $V(r) \cong -e^2 / r$ para $r \geq r_0$. Assim, para uma primeira aproximação, os estados de Rydberg são vistos como simples estados excitados hidrogenóides.

Com estados altamente excitados, aproxima-se o comportamento do regime quântico para o clássico e, dessa forma, podemos usar modelos semi-clássicos para descrição desses estados em termos da órbita do elétron para entender sua dinâmica. Dessa forma, classicamente, pela teoria de Bohr-Sommerfeld para baixos momentos angulares ℓ, o elétron de Rydberg se move numa órbita elíptica de grande excentricidade [4], onde uma parte depende de ℓ e outra depende de n.

Entretanto, essa primeira aproximação trata o caroço como puntual e há algumas restrições quanto a isso. De acordo com essa aproximação[4], para baixos ℓ o elétron de valência penetra no caroço a cada revolução, independente do valor de n e isso afetará as propriedades atômicas. Dessa forma, é necessário distinguir-se órbitas penetrantes (valores baixos de ℓ) e órbitas não penetrantes (valores maiores de ℓ) para as quais é válido o modelo de caroço puntual.

Para o caso específico de órbitas penetrantes, no qual o modelo de caroço puntual não é válido, foi desenvolvido o método de *defeito quântico,* o qual se adapta à série de Rydberg [4]. Essa teoria se apoia no fato da interação entre o elétron de valência e o caroço ser limitada a uma pequena região do espaço em volta do núcleo com raio r_0. Uma vez que o elétron esteja numa região cujo r seja maior que r_0, o potencial nessa região é coulombiano e consequentemente a função de onda é conhecida, ou seja é a função de onda de Coulomb que satisfaz as condições de

contorno para $r=r_0$ e $r \rightarrow \infty$. Tratando-se de interação de curto alcance, Ham [5] mostrou que a função de onda precisa ser uma função analítica da energia em todo espaço. Foi proposto um conjunto de duas funções f e g correspondendo a mesma energia $E=-R_\infty/\nu^2$.

Em se tratando de modelo de um átomo com um elétron de valência[4], assume-se que o caroço é simplesmente descrito por uma função de onda Φ. A função de onda dos N+1 elétrons é dada por $\psi = \Phi R_{nl}(r)$, onde a função de onda R_{nl} do elétron externo é dado como

$$R_{nl}(r) = \cos \pi\mu \, f(\nu,l;\rho) - \operatorname{sen}\pi\mu \, g(\nu,l;\rho), \quad r>r_0 \tag{3.2}$$

onde μ é o chamado defeito quântico, o qual depende de ℓ e de n e precisa ser uma função analítica da energia. A quantização de energia dada pelas condições de contorno, e ν e μ são relacionadas por $\operatorname{sen}\pi(\nu+\mu) = 0$, sendo $\nu+\mu$ um inteiro n e daí $\nu= n - \mu$. Os níveis de energia são dados então por

$$E_n = - \frac{R_\infty}{(n-\mu)^2} \tag{3.3}$$

que é a fórmula de Rydberg o qual introduziu μ como um parâmetro fenomenológico.

O significado físico do defeito quântico μ é o de um deslocamento de fase da função de onda atômica. Esse deslocamento é causado pela perturbação do caroço

(core) próximo ao núcleo induzida no potencial coulombiano. Assim, defeito quântico representa a influência do caroço atômico sobre o movimento do elétron externo, o elétron de valência.

Como vimos anteriormente a representação em termos de átomos hidrogenóides não é sempre válida e algumas propriedades dos átomos de Rydberg são completamente diferentes daquelas do hidrogênio, mesmo quando n tende a infinito. Assim, para o caso específico de átomo de Rydberg alcalinos, por exemplo o rubídio, dependendo de ℓ temos situações diferentes. Pala ℓ grandes o elétron de valência praticamente se comporta como se comportaria no hidrogênio. Entretanto, para ℓ pequenos, no caso do rubidio até l=3, a órbita do elétron permite este polarizar e penetrar no caroço Rb^+ e isso modifica as funções de onda e energias. Portanto, a figura do defeito quântico é aplicada a essa situação, dependendo assim do valor do momento angular orbital ℓ.

As propriedades de átomos de Rydberg obedecem a uma determinada lei de escala com respeito ao número quântico efetivo $\nu = n - \mu$. Por simplificação vamos chamar esse número quântico efetivo de n^*.

Na tabela abaixo temos um bom exemplo de como se comportam algumas propriedades de átomos de Rydberg com respeito a n^* [6].

Tabela 3.1 – Leis de escala para propriedades de átomos de Rydberg.

Propriedade	**Dependência com n^***
Energia de ligação	n^{*-2}
Energia entre estados adjacentes	n^{*-3}
Raio orbital	n^{*2}
Tempo de vida	n^{*3} (ℓ pequeno) n^{*5} (ℓ grande)

Estas leis de escala fornecem uma boa idéia de como variam as propriedades de um sistema constituído de átomos de Rydberg.

No presente capítulo, apresentaremos o sistema experimental responsável pela obtenção de nossa amostra de estudo, átomos frios de rubídio, e os elementos envolvidos na excitação óptica e detecção de átomos de Rydberg.

A seção seguinte tratará de todo aparato utilizado para preparação da armadilha de átomos frios. Em seguida, mostraremos como foi feita a excitação de átomos de Rydberg utilizando fotoexcitação por meio de um laser de corante pulsado de construção própria. O sistema de detecção também será descrito a fim de que nossos resultados sejam entendidos.

3.2 – Sistema Experimental para Produção de Átomos Frios em célula de vapor ^{85}Rb

Nossa armadilha magneto-óptica em célula de vapor é carregada por vapor de rubídio, cujo reservatório é mantido a –20 °C. O vapor sai desse reservatório, atravessa uma válvula e chega à câmara principal, mantida a uma pressão de fundo de 10^{-10} Torr. Essa câmara é feita de aço inoxidável e possui várias janelas que possibilitam o acesso dos feixes *laser*, e sistemas de imagem e detecção. Na figura 3.1, temos uma foto da câmara e alguns componentes da parte óptica, assim como a indicação da entrada do feixe do *laser* pulsado e uma imagem de uma armadilha atômica.

Nesse sistema, três pares de feixes de *laser* de diodo (trabalhando na região de comprimento de onda de 780 nm) interceptam-se no centro da câmara, mutualmente ortogonais. Esses têm sua freqüência travada ("locada") e são sintonizados, por meio de moduladores, 5 MHz para o vermelho da transição atômica; $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ para o *laser* de bombeio; e $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ para o de *rebombeio* (veja Figura 3.2). A intensidade total da armadilha foi de $50mW/cm^2$.

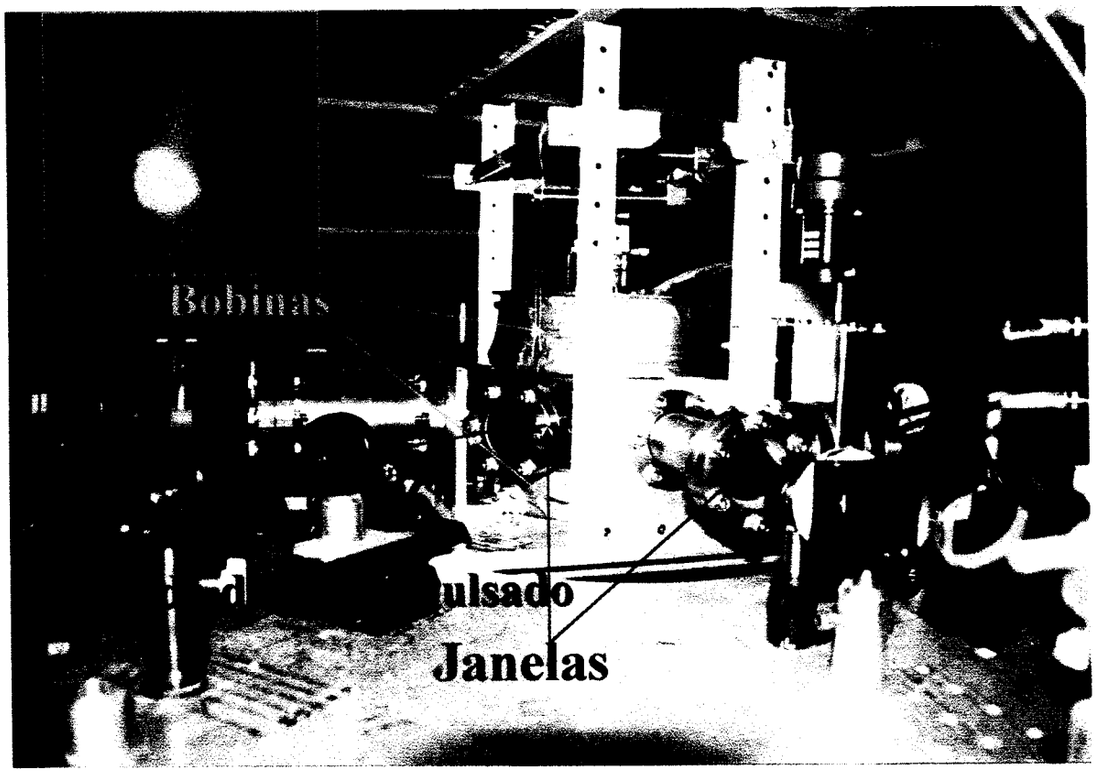


Figura 3.1- Foto da câmara de aprisionamento e alguns componentes ópticos.

O centro da câmara coincide com o centro do quadrupolo de campo magnético gerado por duas bobinas em configuração anti-Helmholtz. Essas bobinas encontram-se fora da câmara e, uma vez que uma corrente elétrica de 10 A circula através dessas, é produzido um gradiente de campo, próximo ao centro, no eixo z de 10 Gauss/cm e a metade em x e em y.

Uma vez estabelecido o conjunto campo de luz, com polarização apropriada do *laser*, e campo magnético estático, é criada a condição propícia para aprisionar e resfriar os átomos a temperatura de aproximadamente 100μK.

O número de átomos aprisionados foi obtido por meio da imagem da fluorescência colhida por um tubo fotomultiplicador (PMT) calibrada e o volume da

nuvem foi estimado utilizando-se das imagens numa câmera (CCD) também devidamente calibrada cujo sinal é ligado a um monitor para visualização. O sinal da CCD também é ligado a um *linegrabber*, o qual sincroniza varredura de uma linha de vídeo horizontal individualmente a um gatilho, *trigger*, interno possibilitando a análise no osciloscópio do sinal de deflexão vertical. Esse sinal é proporcional a intensidade de luz do objeto, e uma vez que a CCD esteja calibrada podemos estimar o tamanho do *trap*. De posse dos valores de número de átomos e tamanho da nuvem é possível calcular a densidade dessa amostra de átomos aprisionados.

As condições nas quais foram realizados nossos experimentos tiveram um número total de $N \sim 5 \times 10^7$ átomos e uma densidade por volta de 2×10^{10} átomos/cm^3.

Na figura 3.2, temos um esquema de como são distribuídos os componentes usados para a produção de átomos aprisionados.

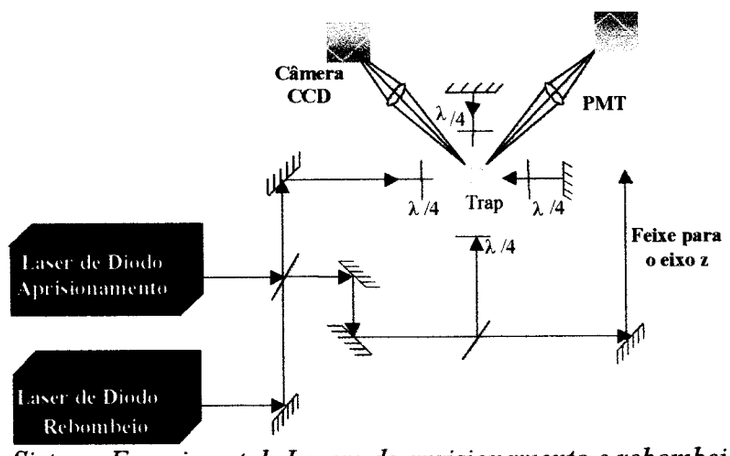


Figura 3.2 – Sistema Experimental: Lasers de aprisionamento e rebombeio e sistema de imagem.

Vale ressaltar que o feixe de aprisionamento é implementado por um sistema de dois *lasers* conjugados. Esse sistema utiliza a chamada injeção óptica [7] e [8] que

possibilita obter mais potência com menor largura de linha. Um *laser*, chamado mestre, cuja largura de linha é estreita, cerca de 1MHz, mas não possui potência considerável é injetado em um *laser* mais potente, o chamado escravo. O propósito dessa injeção é extinguir os modos livres do laser escravo utilizando este como meio de ganho, e amplificar o modo do laser mestre. Assim, é possível trabalharmos com considerável potência e sobretudo com largura de linha reduzida.

3.3 – Preparação de Átomos de Rydberg

Convencionalmente, a preparação de estados de Rydberg pode ser feita através de várias técnicas que resumidamente podem ser dividas em categorias: troca de carga, impacto eletrônico direto e fotoexcitação. De forma representativa estas técnicas poderiam ser descritas como[9]:

$$A^{+} + B \rightarrow A\,nl + B^{+}$$

$$e^{-} + A \rightarrow A\,nl + e^{-}$$

$$h\nu + A \rightarrow A\,nl$$

É possível produzir uma intertroca energética ("energy pulling") [3] entre átomos excitados através de colisões atômicas, e gerar átomos altamente excitados.

As técnicas envolvendo troca de carga convertem feixes iônicos em feixes rápidos de átomos de Rydberg. Feixes térmicos de átomos de Rydberg térmicos podem ser produzidos por impacto eletrônico direto ou excitação óptica de feixes de átomos no

estado fundamental. É possível, também, produzir átomos de Rydberg térmicos em células de quartzo ou vidro contendo gases de átomos alcalinos.

Troca de carga de H^+ e He^+ com vários gases como alvo foi usada para produzir feixes rápidos de átomos de Rydberg. Também é possível produzir estados de Rydberg por troca de carga em uma célula, onde eles podem ser depopulados por colisões com o gás.

No caso da excitação feita por impacto eletrônico direto, os elétrons desempenham dois papeis: excitam átomos do estado fundamental para estados de Rydberg; e redistribuem colisionalmente os átomos inicialmente excitados para estados com baixo ℓ sobre todos estados ℓ. A produção de estados com alto ℓ, possibilita a detecção de estados n que normalmente não sobreviveriam tempo suficiente para alcançar o detector.

Para fotoexcitação, ou excitação óptica, especificando a energia do fóton absorvido especifica-se o estado de Rydberg a ser produzido. Excitação óptica é uma técnica versátil para preparar átomos de Rydberg. Começando de um estado fundamental (ou de nível metaestável preparado eletronicamente), os átomos são excitados por um ou mais feixes *lasers* .

Na figura 3.3 temos uma representação de algumas formas de excitação óptica[4]. No caso a) é requerida em geral luz no UV, no caso de rubídio 297.2 nm. Os processos multipassos podem ser ressonantes: excitação sequenciada por dois lasers de comprimentos de onda λ_1 e λ_2, b); ou não ressonantes: excitação com dois fótons e estado intermediário virtual c). Finalmente no caso d) o primeiro fóton pode ser usado para levar o átomo a um nível excitado. Em seguida o sistema decai para um estado

metaestável mais baixo por emissão espontânea e um segundo laser fica responsável pela excitação para o estado de Rydberg.

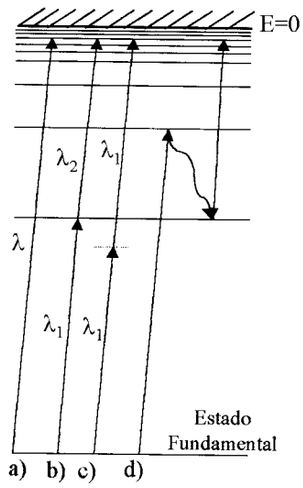


Figura 3.3 – Processos de excitação óptica para estado de Rydberg: a) bombeio direto de um fóton, b) excitação sequenciada de dois fótons, c) dupla excitação quântica com um estado virtual intermediário, d) combinação de excitação óptica sequenciada e decaimento espontâneo.

Um ponto comum a todos esses processos de excitação é a sua necessidade de luz muito intensa pelo menos para o último passo. Isso deve-se ao fato de a transição que conecta um estado fortemente ligado a um nível de Rydberg tem uma força de oscilador muito pequena, uma probabilidade muito pequena [4]. Assim explica-se porque muitos experimentos somente foram possíveis com o advento de poderosos e sintonizáveis *lasers* de corante.

Para o caso particular de excitação pulsada, esta é bastante vantajosa para experimentos, como é o nosso caso, que envolvam técnicas resolvidas no tempo.

Utilizamos para produzir átomos de Rydberg a excitação por dois fótons com um estado virtual intermediário [10] como podemos observar na figura 3.4.

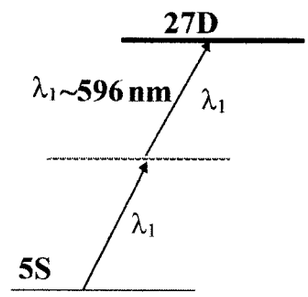


Figura 3.4 – Esquema do processo de fotoexcitação para o estado de Rydberg 27D em rubídio

Processo semelhante é aplicado para obtenção de átomos de Rydberg no estado 38S, sendo que $\lambda \approx 595$ nm. Estimamos uma densidade de átomos de Rydberg por volta de 5×10^7 átomos/cm^3. Essa estimativa foi possível pelo conhecimento da relação entre a população do estado 27D e a população do estado 6P. Ela foi feita com base em dados a respeito da população em 6P, e com base na fluorescência, devido ao decaimento do estado excitado, respectiva ao estado 6P medida no laboratório.

No nosso experimento, essa excitação óptica para estados de Rydberg foi implementada por um *laser* de corante pulsado bombeado por um *laser* de Nd:Yag. Parte do nosso trabalho se deteve na montagem e caracterização desse *laser* das quais falaremos em seguida.

3.3.1 - Laser de Corante Pulsado Montado para este Experimento

Os *lasers* de corante, os "dye lasers", são *lasers* que têm destaque na história da espectroscopia óptica. Seu amplo intervalo de sintonia de comprimento de onda o torna uma óbvia escolha entre os espectroscopistas, pois fornece maior brilho espectral do que com fontes convencionais.

Embora *lasers* de corante contínuos forneçam extremamente alta resolução (<1MHz), muitas aplicações requerem mais altas potências de pico para induzir transições entre estados acoplados fracamente.

No passado, *lasers* de corante pulsados foram principalmente caracterizados por suas larguras de linha. Tal caracterização era feita de acordo com o trabalho para o qual esses *lasers* seriam utilizados, ou seja, excitar um determinado nível quântico dentre os demais e, dado o espaçamento de níveis local do átomo alvo, pôde-se localizar um limite superior na largura de linha necessária para excitação seletiva. A outra questão principal é a potência total requerida para assegurar transferência eficiente de população para o nível alvo. *Laser* de corante pulsado é uma ferramenta bastante útil em experimentos que necessitem de comprimento de onda sintonizável e alta potência.

Parte do nosso trabalho foi o de implementar um *laser* dessa natureza para aplicação em física básica, no caso medida do tempo de vida de estados de Rydberg em ^{85}Rb.

Basicamente, podemos dizer que os *lasers* em geral são constituídos por três partes fundamentais: o sistema de bombeio (excitação), o material "lasing" (o meio ativo) e a cavidade óptica. No caso do *laser* que utilizamos, o bombeio é dado por um *laser* de Nd:Yag, o meio ativo é corante orgânico em solução, e a cavidade ótica é

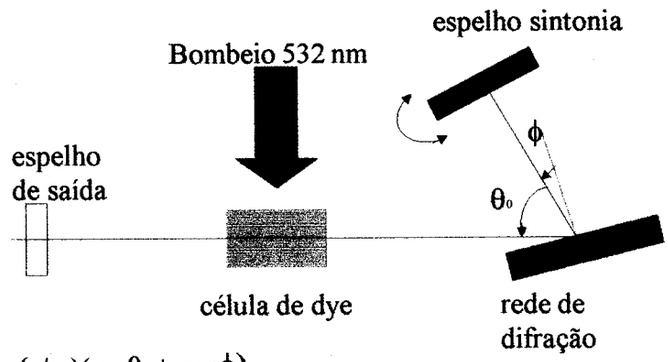
constituída por dois espelhos e um elemento dipersivo. Sendo possível sintonizar o *laser* ou manualmente ou por comando automático de um motor de passo.

O bombeio para nosso laser foi suprido por um laser de Nd:Yag, modelo Surelite I 20Hz, do qual utilizamos o segundo harmônico (532 nm) e cuja largura do pulso é de 7ns com taxa de repetição variando de 10 a 20Hz.

O laser pulsado o qual montamos consiste de uma cubeta para o oscilador e duas como amplificadores. Por meio dessas cubetas circula a solução de corante com o auxílio de bombas, sendo uma bomba para a cubeta do oscildor e uma outra para as cubetas dos amplificadores, uma vez que a concentração do corante do oscilador é diferente da concentração para os amplificadores. Os corantes utilizados foram Rhodamina 590, a 610 e a 640, no intuito de acessar transições atômicas de extrema importância no nosso laboratório, tanto para este trabalho como em outros experimentos.

A configuração utilizada para construir a cavidade de nosso *laser* foi baseada no trabalho de M. G. Littman[11]. Esse trabalho trata da operação *single-mode* de *laser* de corante pulsado com grade em incidência rasante[12]. Esse tipo de configuração se comparada à utilizada por Hänsch[13] oferece consideráveis vantagens. É uma forma simplificada de se obter um *laser* de banda estreita, pois não são necessários elementos intracavidade, e o alinhamento é em geral simples. Embora a sua largura de linha seja limitada, essa foi bastante satisfatória para o nosso trabalho. Além disso, lidamos com um sistema bastante funcional e prático.

Mostramos na figura 3.5 uma representação da cavidade implementada. Nosso oscilador é constituído por uma lâmina de saída, uma cubeta cujo corpo é constituído de um tubo de quartzo, uma rede de difração com 2400 linhas/mm e um espelho no final da cavidade. A luz do *laser* de bombeio é aplicada transversalmente na cubeta. Como essa tem forma alongada, é necessária uma lente cilíndrica para focalizar o *laser* de bombeio e excitar, de forma eficiente, o corante circulando nessa região.



$\lambda = (x/m)(\text{sen}\theta_0 + \text{sen}\phi)$

Figura 3.5 – Esquema da cavidade do laser de corante pulsado utilizando grade em incidência rasante.

A sintonia de comprimento de onda é feita pela rotação do espelho. E a expressão que fornece a relação entre o comprimento de onda de operação λ e os parâmetros do *laser* é da forma [14]

$$\lambda = \frac{x}{m}(\text{sen}\,\theta_0 + \text{sen}\,\phi) \tag{3.4}$$

onde x é o período da grade, m é a ordem de difração, θ_0 o ângulo de incidência (o qual deve estar bem próximo de 90°, por causa da configuração de incidência rasante na grade), e ϕ é o ângulo entre as linhas normais à grade e ao espelho de sintonização. Essa expressão nos dá uma idéia de como implementar a configuração adequada às necessidades de um determinado intervalo de comprimento de onda dependendo, evidentemente do corante, da grade utilizada, e do ângulo entre as normais.

De acordo com a figura 3.5, a sintonia é implementada pela rotação do espelho, a qual possibilita a variação do ângulo ϕ, uma vez que os demais parâmetros estejam fixos. Na prática, nosso sistema se utiliza dessa variação, no entanto de forma indireta. O suporte do espelho de sintonia foi montado sobre uma haste móvel de metal. Essa haste está com uma das suas extremidades apoiadas em posição relativa ao centro da grade, e a outra é movimentada. Assim, qualquer incremento angular aplicado a essa haste é transmitido ao ângulo entre as normais da grade e do espelho, ângulo esse relacionado diretamente ao ajuste de comprimento de onda λ de acordo com a expressão (3.4). O responsável pela movimentação dessa haste foi um micrômetro fixado na mesa e atrelado, por meio de um cabo de aço, a um motor de passo. Esse motor pôde ser acionado por comandos de um microcomputador intermediados por um circuito *driver* de potência, o qual projetamos e montamos. Dessa forma, foi possível fazer a calibração de λ com relação a posição (deslocamento) do micrômetro.

Na região de operação com λ = 596nm utilizamos o corante Rhodamina 610 na concentração de $1{,}97 \times 10^{-4}$ M para o oscilador, e $6{,}89 \times 10^{-5}$ M para os amplificadores dissolvidos em soluções de metanol. Essas soluções eram mantidas em circulação entre a cubeta e a bomba. A temperatura do corante foi mantida em torno de 18^0C.

Na figura 3.6 temos uma representação geral de como montamos o *laser*. Podemos destacar o sistema de bombeio transversal e a utilização de dois estágios de amplificação necessários para obtenção de alta potência.

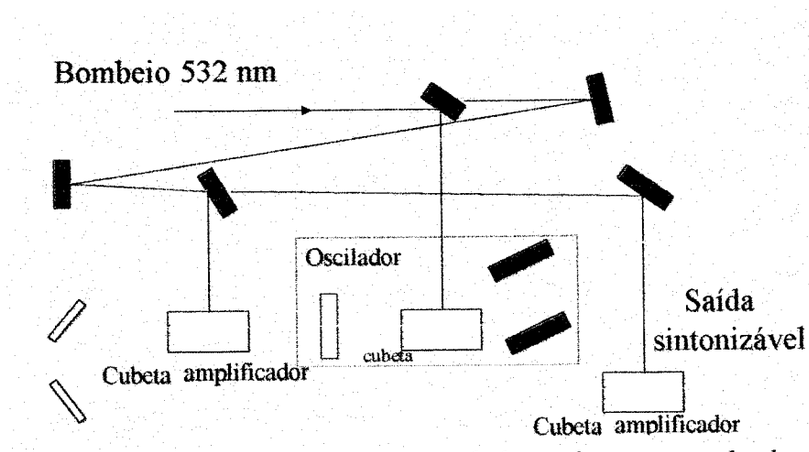


Figura 3.6 – Esquema geral de operação do laser de corante pulsado.

Inicialmente, utilizamos um monocromador de baixa resolução que nos orientava, quando do alinhamento, quanto à região de comprimento de onda que estávamos trabalhando. Assim foi possível, para uma determinada posição do micrômetro "varrer" o monocromador e observar o máximo de λ de operação.

Com o auxílio de um monocromador comercial, com precição de 0,03 nm, pudemos relacionar a sintonia de comprimento de onda à posição do micrômetro responsável pela variação do ângulo entre um dos espelhos da cavidade e a grade de difração. Essa relação está representada na figura 3.7 pelo gráfico obtido por essa calibração.

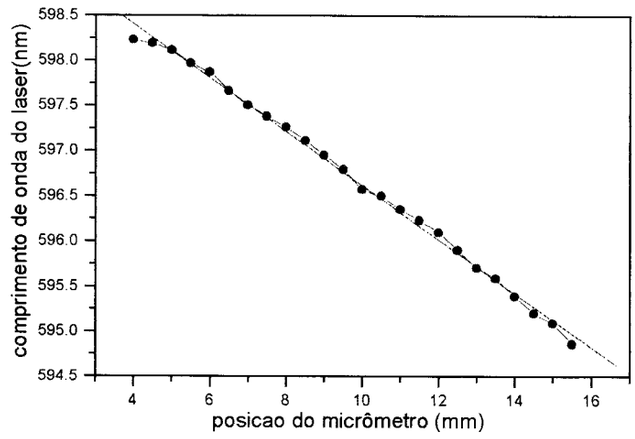


Figura 3.7 – Gráfico de calibração de λ por posição do micrômetro

Quanto à potência desse *laser* observamos que em torno de 10% da potência injetada pelo *laser* de Nd:Yag esteve na saída do *laser* de corante. Pudemos operar nosso *laser* para trabalhar com cerca de 1 a 2mJ/pulso, energia que observamos ser suficiente para nosso experimento.

Em termos de largura de linha na região de λ=596nm, obtivemos o valor de 0,2 cm^{-1} de acordo com estimativa feita com base nas marcas eletrônicas, fixadas, em um outro monocromador, com *array* CCD de alta resolução, utilizado no laboratório. A largura de linha obtida também se mostrou satisfatória para acessar de modo seletivo os estados de interesse no nosso trabalho.

3.4 – Detecção de Átomos de Rydberg

Uma vez que tenhamos produzido estados altamente excitados, de Rydberg, é possível detectá-los de várias formas: por métodos ópticos, ionização por campo, por diodo termo-iônico e método optogalvânico [4].

O método mais sensível e mais utilizado é o método de ionização por campo [9]. Esse método permite seletividade nos resultados da detecção porque o limiar de ionização depende da energia de ligação. Em particular, ionização por campo pulsado consiste em aplicar um pulso com um determinado tempo de subida.

A aplicação de um campo elétrico da ordem do campo interno ao átomo de Rydberg, devido a superposição do potencial de Coulomb atômico e do potencial de rampa linear do campo aplicado resulta numa estrutura de potencial com um ponto de sela por meio do qual o elétron de Rydberg pode escapar do caroço iônico, e ocorrer ionização. A mais simples aproximação para ionização por campo é estabelecer que os estados acima do ponto de sela serão ionizados e que os estados abaixo serão estáveis. Na figura 3.8, mostramos como o potencial pode ser deformado e criado o ponto de sela. O campo clássico para ionização de um estado de número quântico n é dado usualmente em unidades atômicas como $E_C = 1/16n^4$, no caso específico de estados altamente excitados devemos considerar o defeito quântico e reescrever essa expressão da forma $E_C = 1/16n^{*4}$, onde n^* é o número quântico efetivo.

Uma consideração importante que devemos ressaltar diz respeito ao problema de detecção de átomos de Rydberg por ionização por campo pulsado. Ou seja, entender como os estados evoluem à medida em que o campo é aplicado. Uma vez que o campo aumenta lentamente, o estado segue um caminho adiabático [9], significando que

nenhum dos níveis é cruzado. Por outro lado, se o campo aumenta rapidamente, o átomo pode atravessar diabaticamente os cruzamentos evitados. Assim, o limiar de campo para ionização pode diferir para os dois casos. No entanto, no nosso trabalho lidamos apenas com campos baixos e ionização em regime adiabático.

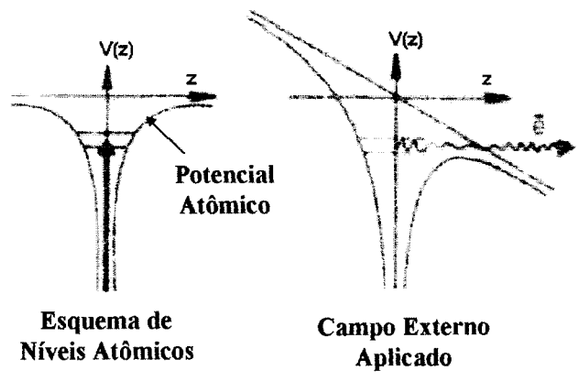


Figura 3.8 – Potencial atômico e sua deformação pelo campo aplicado.

A detecção do átomo de Rydberg então excitado, procede da seguinte forma. No nosso sistema, veja figura 3.9, a nuvem de átomos frios é formada entre duas grades de metal, separadas por cerca de 2 cm, uma região de campo zero, o qual é importante para evitar efeito Stark. Em seguida, um pulso de alta tensão para ionizar os átomos de Rydberg é aplicado na grade esquerda. Esse pulso tem um tempo de subida, "rise time", de 1 μs e sua tensão de pico de 1,6 kV. Tal pulso não só ioniza o átomo como o acelera na direção da grade aterrada. Os íons então formados que passarem pela grade serão atraídos pela fonte do CPM (Channeltron), veja figura 3.10, a qual se encontra a –3 kV. A colisão do íon com sua superfície arrancará vários elétrons dessa. Esses elétrons sofrerão nova aceleração e posterior colisão. Isso se repete várias vezes, e o processo termina com um número elevado de elétrons produzidos a partir de um único íon. Esses

mesmos elétrons serão coletados no final do processos de forma que teremos o sinal relativo á essa detecção. Dessa forma, esse processo se caracteriza pelo fato ser bastante eficiente na medida em que pode fornecer sinal para o contador com baixa contagem de íons.

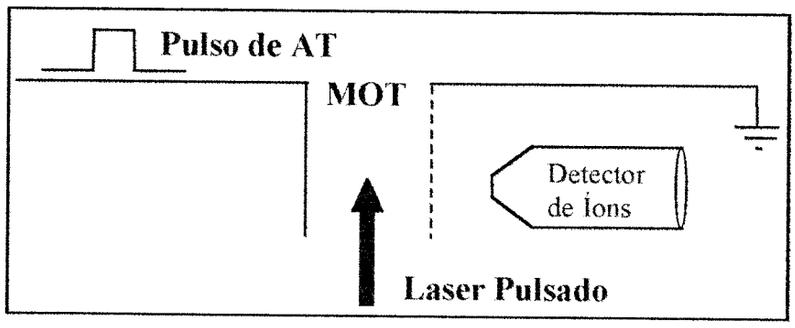


Figura 3.9 – Esquema de Detecção por meio de ionização por campo pulsado.

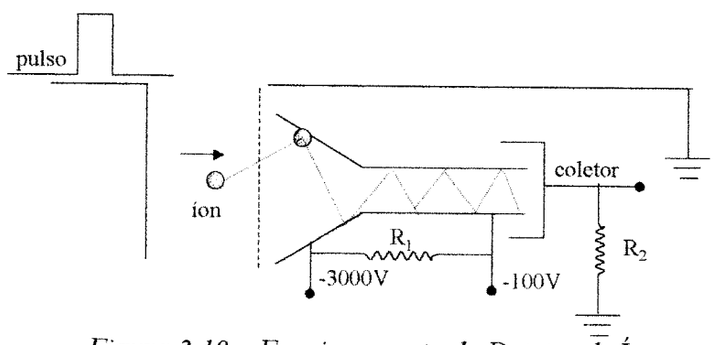


Figura 3.10 – Funcionamento do Detetor de Íons

Um contador de íons recebe o sinal do detetor e seleciona os íons referentes ao estado que foi excitado, uma vez que estiver ajustado para isso. Esse contador está conectado a um computador, cujo programa possibilidade armazenar dados referentes ao íons contados. Inclusive, esse programa de computador também é responsável por

todo processo de controle e aquisição de dados relativos ao experimento de medida de tempo de vida que será relatado no capítulo seguinte.

O caráter de estados excitados depende das condições de campo elétrico na região de excitação. Na presença de campo elétrico estático e num regime de alta densidade é possível que colisões entre átomos de Rydberg envolvendo transferência de excitação tornem-se ressonantes e esse é o caso de outro trabalho de nosso grupo.

Referências

[1] - M. Weidmüller, C. Gabbanini, J. Hare, M. Gross, S. Haroche, *Opt. Comm.* **101**, 342 (1993).

[2] -I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioretti, P. Nosbaum, V. M. Akulin, e P. Pilleti, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 253 (1998).

[3] - W. R. Anderson, J. L. Veale, e T. F. Gallagher, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 249 (1998).

[4] - C. Fabre e S. Haroche, *Rydberg states of atoms and molecules,* R. F. Stebbings e F. B. Dunning, Cambridge University Press (1983).

[5] - F. Ham, *Solid State Phys.* 1, 127 (1955).

[6] - J. A. C. Gallas, G. Leuchs, H. Walther e H. Figger, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Academics Press (1985).

[7] - A. M. Tuboy, *Tese de Doutorado,* IFSC-USP (1996).

[8] - C. E. Wieman, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991).

[9] - T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press (1994).

[10] - C. Harper, S. Wheatley, e M. Levenson, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 579 (1977).

[11] - M. G. Littman, *Optics Letter* **3**, 138 (1978).

[12] - I. Shoshan e U. P. Oppenheim, *Optics Communications* **25**, 375 (1978).

[13] - T. Hänsch, *Appl. Opt.* **11**, 895 (1972).

[14] - M. Littman e H. Metcalf, *Appl. Opt.* **17**, 2224 (1978).

Capítulo 4 – Medindo o Tempo de Vida em Estados de Rydberg

4.1 – Introdução

Um dos objetivos da espectroscopia é determinar características importantes do átomo e, com isso, compará-las com teorias existentes, investigando dessa forma a validade dessas teorias. Assim, por várias décadas desse século a física e a química vem fazendo a chamada espectroscopia atômica, na qual ela procura determinar os estados de energia do átomo. Através da determinação precisa desses estados de energia é possível se saber se a mecânica quântica está de acordo, ou não, com a realidade do átomo. É através da medida precisa do intervalo de energia entre níveis que pudemos introduzir novas correções. Então, o conhecimento dos níveis atômicos têm sido extremamente importante para o próprio estabelecimento da mecânica quântica.

A mecânica quântica estabelecida por Schroedinger não consegue dizer muito sobre a estabilidade dos níveis. Para ela todos os níveis, que são possíveis, são igualmente estáveis. De modo que, se um sistema atômico é colocado num dos níveis ele deveria permanecer. Na realidade, sabemos que não é assim, que os níveis atômicos,

exceto o fundamental, não são estáveis e vivem durante um determinado tempo, que é o chamado tempo de vida do estado.

Para explicar a instabilidade dos estados, a eletrodinâmica quântica veio muito posteriormente à chamada mecânica quântica de Schroedinger. E quando estudou-se a maneira como o átomo interage com sua redondeza é que foi possível determinar que o nível não é estável. A figura de um átomo isolado não é verdadeira, ele está acoplado ao vácuo, está acoplado ao vazio. E a eletrodinâmica quântica estabeleceu que mesmo no vácuo há oscilações, flutuações de campo eletromagnético. E são essas flutuações que agem sobre o estado atômico promovendo seu decaimento para o estado fundamental, ou para outros estados.

Evidentemente, da mesma forma que medidas dos estados de energia são extremamente importantes para constatar e se estabelecer os conceitos básicos da mecânica quântica tradicional, as medidas de tempo de vida são importantes para estabelecer o domínio de validade e os fundamentos da eletrodinâmica quântica. Assim, muitas medidas têm sido feitas com relação ao tempo de vida procurando, dessa forma, constatar aquilo que é previsto pela eletrodinâmica quântica e através disso é possível se descobrir onde ela deve ser corrigida, se for o caso.

Para se medir tempo de vida tem-se usado uma variedade de métodos, dentre os quais esta o método do feixe atômico. Num determinado local desse feixe excita-se, promove-se uma excitação, para um dos estados que se deseja medir esse tempo de vida e o átomo é acompanhado ao longo do seu caminho, obtendo assim através da luz que ele emite no decaimento o seu tempo de vida. Então, é medido o quanto que a fluorescência do feixe decai e converte-se tempo em espaço, considerando todos os

átomos com mesma velocidade. E assim, por meio da medida de espaço temos, na verdade, uma medida do tempo. No entanto, quando é produzido um feixe atômico nem todos os átomos se deslocam com a mesma velocidade. Portanto, essa conversão de espaço em tempo fica limitada devido à não monovelocidade do feixe.

O tempo de vida depende de inúmeros fatores. Depende, por exemplo, da redondeza, da radiação de corpo negro que está incidindo sobre o átomo devido a temperatura finita da redondeza do sistema. Ele depende de campos externos estáticos e depende também das colisões. O fato de que o átomo colide com outro perturba o sistema suficientemente para alterar de forma considerável seu tempo de vida. Assim, não podemos eliminar por completo todos os fatores externos, é impossível eliminar a radiação de corpo negro, porque seria necessário produzir paredes ao zero absoluto. Também é difícil evitar completamente as colisões atômicas. Então, normalmente quando se faz uma medida de tempo de vida carrega-se nela uma série de efeitos, não só o tempo de vida intrínseco do átomo que ele teria como se fosse isolado como, em adição, mede-se o tempo de vida causado pela radiação de corpo negro, o tempo de vida causado por colisões e inúmeros outros, por exemplo efeitos coletivos como superradiância, que causam perturbação no sistema, suficiente para alterar o tempo de vida dos estados. É claro que se estamos tentando testar e ver detalhes muito íntimos da eletrodinâmica quântica, se não tivermos precisão para ver esses detalhes não conseguiremos, evidentemente, dar o suporte necessário para testar a validade da teoria. Assim, técnicas que não tenham essa limitação são importantes. Então, procura-se determinar técnicas que possibilitem minimizar os efeitos de colisões, os efeitos de

corpo negro, ou pelo menos procura-se desenvolver técnicas onde esses efeitos são controlados e bem conhecidos.

A idéia de se ter uma amostra localizada de átomos excitados no espaço é extremamente atrativa desse ponto de vista porque não é necessário converter tempo em espaço. É possível medir diretamente o decaimento da fluorescência dos átomos sem que eles mudem de lugar, como é feito em sólidos, porém sem o inconveniente de ser um sistema fortemente interagente. Então, desse ponto de vista as armadilhas de átomos são interessantes. O que elas fazem é permitir localizar uma amostra de átomos frios no espaço. Remove-se velocidade, localiza-se os átomos tornando assim possível medidas de tempo de vida simplesmente observando aqueles átomos ao longo do tempo.

A medida do tempo de vida também tem outro aspecto importante. Da mesma forma que a determinação dos estados de energia permite um conhecimento íntimo do sistema, a medida do tempo de vida também permite. Porque quando um átomo decai de um nível para o outro ele o faz através de um acoplamento, de uma interação entre esses níveis. E a interação entre esses níveis depende das características básicas de cada um desses estados (completo conhecimento da função de onda de cada estado) . A medida do tempo de vida então permite conhecer as funções de onda de cada estado e através desse conhecimento podemos entender efeitos importantes, como é caso da interação entre átomos e outros muitos.

No caso dos átomos de Rydberg, são átomos extremamente interessantes que vem apresentando efeitos inéditos desde a sua proposta inicial. Então, os átomos de Rydberg constituem um sistema especial que permite estudos interessantes. A produção de átomos de Rydberg congelados é algo extremamente novo com somente alguns anos

de vida e esse sistema tem permitido a realização e a observação de alguns efeitos inéditos como é o caso da difusão de excitações realizado pelo grupo francês [1] e medida de colisões como é o caso realizado pelo nosso grupo. Mesmo sendo um sistema novo já tem mostrado efeitos interessantes e portanto se conhecer o tempo de vida desses estados é um ponto inicial importante.

A própria produção desses átomos de Rydberg nessas armadilhas já é por si só uma fonte de estudo valiosa. A determinação e a medida do tempo de vida é um passo importante na realização de outros experimentos. Um dos experimentos que se pretende realizar é a chamada autoexcitação de uma amostra de átomos de Rydberg.

Imagine uma amostra atômica localizada numa armadilha e que se consiga promover para estados de Rydberg um grande número deles. As nuvens eletrônicas dos átomos de Rydberg são muitos mais estendidas espacialmente do que nos átomos em estados mais baixos de energia. Ocorre que nessa amostra de átomos inicialmente parados repentinamente passa-se de um estado onde os átomos quase não se enxergam , quase não interagem para um estado onde as nuvens eletrônicas começam a se tocar. É um estado onde eles começam a interagir fortemente. Nesse ponto, é possível que uma série de efeitos inéditos aconteça, um deles é que os elétrons se delocalizem , os átomos se ionizem de uma forma coletiva e os elétrons passam a pertencer a todo um grupo de átomos e não a um átomo específico produzindo uma espécie de plasma neutro que deve ter propriedades extremamente interessantes. A delocalização dos elétrons vai promover um macro *cluster* (conglomerado) com milhões de átomos ligados coletivamente por esses elétrons compartilhados. Isso tudo, evidentemente, para ser observado depende do conhecimento de tempo de vida desses estados. E o trabalho que

aqui estamos realizando é um trabalho seminal na direção de se fazer estudos inéditos com átomos de Rydberg aprisionados. Nosso grupo de pesquisa vem realizando estudos nessa direção e a proposta, e a idealização de uma técnica para medir tempos de vida de estados de átomos de Rydberg utilizando átomos aprisionados é um experimento inédito cujo mérito pertence totalmente aos laboratórios aqui de São Carlos e que deverão dar subsídios para futuros experimentos que deverão ser realizados.

4.2 – Técnica para Medidas de Tempo de Vida Resolvida no Tempo

Há na literatura vários estudos teóricos que tratam especificamente desses estados altamente excitados em átomos alcalinos, entre eles podemos destacar Theodosiou em 1984 [2] e Xinghong e colaboradores em 1990 [3].

A contribuição de medidas de tempo de vida de estados de Rydberg mais precisas é a de colaborar para o melhoramento das teorias envolvidas nesse assunto. A proposta de se medir esses tempos de vida em átomos aprisionados é muito atrativa na medida em que técnicas convencionais tem limitações impostas por temperatura ou por colisões [4-6] como foi mencionado anteriormente.

No nosso experimento utilizamos uma técnica resolvida no tempo para investigar tempo de vida em estados de Rydberg em átomos frios de rubídio. Outro ponto de nossa preocupação foi o de manter a amostra em baixa densidade, diminuindo drasticamente efeitos colisionais que pudessem tomar lugar no experimento. A densidade de átomos aprisionados com a qual trabalhamos foi de 2×10^{10} átomos/cm^3, como foi mencionado no capítulo 3.

A técnica resolvida no tempo consiste basicamente em observar o decaimento da população do estado de Rydberg excitado por fotoexcitação com relação ao tempo de atraso (*delay*) entre a excitação e a ionização. Uma vez que o pulso de *laser* é aplicado aos átomos, um segundo pulso de alta tensão, responsável pela ionização, é acionado, e o intervalo de tempo Δt entre esses dois pulsos pode ser variado, como veremos posteriormente. Depois de um determinado tempo da aplicação do pulso ionizante é feita a detecção desse íon, sendo que essa contagem de íons está diretamente relacionada à população que estivera excitada. Ou seja, os átomos de Rydberg são produzidos, depois de um intervalo de tempo são ionizados para possibilitar sua detecção e, em seguida, são contados de forma seletiva os íons advidos desse processo.

A figura 4.1 é uma representação da seqüência temporal comentada anteriormente.

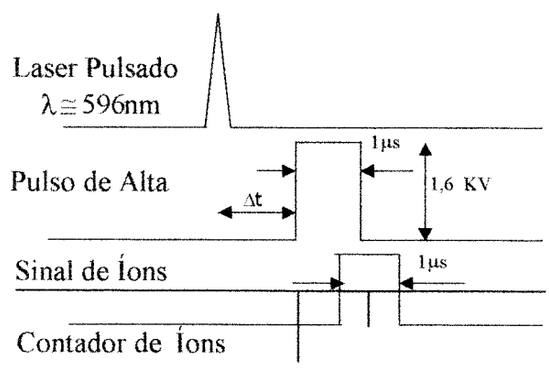


Figura 4.1 – Seqüência temporal de pulsos de: excitação; ionização; e detecção do estado de Rydberg em Rubídio por contagem de íons..

A sequência apresentada é implementada por meio de um programa de computador em linguagem *LabView*® conjugado com todo um aparato de equipamentos.

Esse programa também controla esses equipamentos e participa da aquisição de dados; é uma produção de um dos membros do nosso grupo, D. V. Magalhães.

O sinal de pulso do *laser* de corante é uma espécie de sinal mestre que comanda toda sequência. A cada pulso uma nova sequência é ativada. O programa gerencia todo esse trabalho de acordo com as necessidades do experimento e a disponibilidade dos equipamentos.

Em seguida, apresentamos um esquema na figura 4.2 representando as ligações entre o programa e os equipamentos utilizados. Há um destaque para o sistema de excitação, ionização e detecção dos estados altamente excitados.

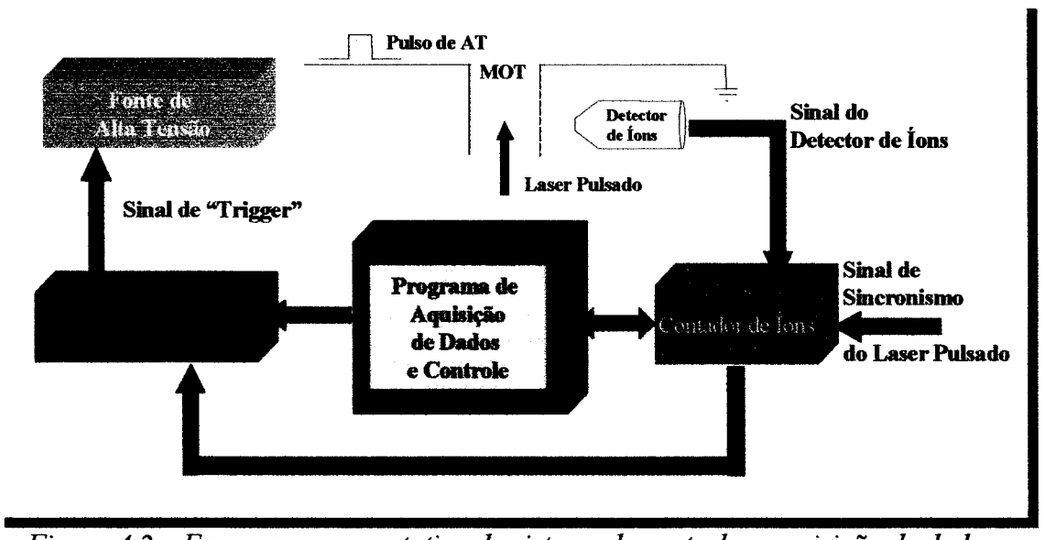


Figura 4.2 – Esquema representativo do sistema de controle e aquisição de dados.

A medida de tempo de vida pode ser monitorada observando-se o decaimento populacional num gráfico gerado pelo programa na tela do microcomputador. A cada incremento de Δt é aquisicionado um valor médio de número de íons, após efetuadas várias aquisições, o qual representa um ponto no nosso gráfico. Uma vez completada

essa sistemática, os pontos podem ser salvos em arquivo de dados para posterior tratamento.

4.3 – Resultados

Uma vez estando a densidade alta, observamos um comportamento anômalo na curva de decaimento exponencial indicando um determinado aumento de população, e isso representa que outros estados estariam sendo populados por efeito colisional. Assim, para evitar esse efeito diminuímos a densidade atômica de Rydberg, diminuindo a potência do *laser* pulsado, ou diminuímos a densidade de átomos na armadilha variando a intensidade do laser de rebombeio.

Na figura 4.3 temos uma representação de típico gráfico obtido para o comportamento da população do estado 27D com relação ao *delay* Δt. Podemos observar que para $\Delta t = 0$, temos o máximo de população que vem diminuindo à medida que o pulso de ionização demora mais a ser acionado. Desse decaimento exponencial temos a informação de tempo de vida desse estado.

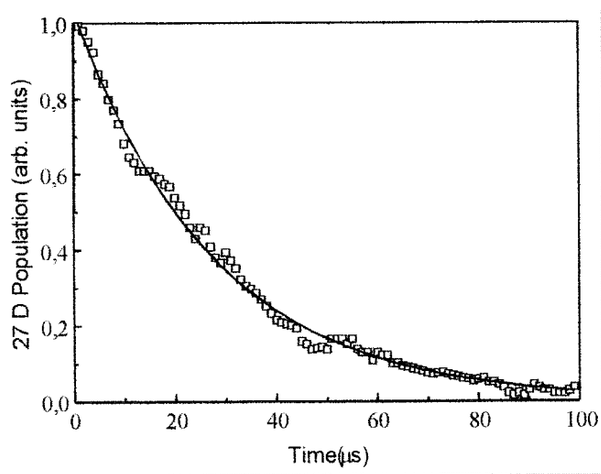


Figura 4.3 – Decaimento para a população de 27D como função do delay *Δt. Os [□] são pontos experimentais e a linha representa um ajuste exponencial.*

Com o auxílio de toda sistemática discutida pudemos medir tempos de vida do estado 27 D e 38S de rubídio da seguinte maneira. Em primeiro lugar, asseguramo-nos do valor da densidade atômica estar e permanecer baixa, em caso de variações, por problemas de instabilidade nos *lasers* de diodo ou algum agente externo, a medida uma vez iniciada seria prontamente descartada. Isso pôde ser conseguido monitorando-se os sinais relativos aos valores de número e volume da amostra.

Em seguida, iniciamos a execução do programa. Esse faz uma varredura em Δt. Um intervalo o qual se adequou às nossas necessidades foi de 0 a 100μs para o estado 27D, e de 0 a 300μs para 38S com um incremento de 1μs para cada ponto, e isso foi utilizado quando da aquisição dos resultados que obtivemos. Cada ponto adquirido, ou seja, cada valor de número de íons relativo a um determinado Δt é o resultado de uma média de vários valores. Após isso, o ponto é aquisicionado e no final da medida é possível salvar esses pontos dentro de um arquivo de dados.

Para o experimento foram feitas várias medidas. Separamos um conjunto de cinco gráficos sendo que para cada um foi feito um ajuste *(fitting)* exponencial e foram obtidos valores de tempo de vida. A média obtida entre esses cinco valores resultou no valor de $27 \pm 0{,}8$μs para 27D e 59 ± 5 μs para 38S.

Podemos concluir que medidas de tempo de vida de estados de Rydberg, que são consideravelmente longos, em amostra frias são bem mais precisas devidos aos átomos estarem praticamente parados; e na medida que a densidade atômica esteja baixa efeitos colisionais são prontamente suprimidos.

Consideramos comparar esses resultados com a teoria. Utilizamos dois trabalhos de caráter significativo na área de cálculos de tempos de vida de estados de Rydberg em átomos alcalinos. Esses trabalhos são o de Theodosiou [2] e o de Xinghong [3].

Inicialmente, gostaríamos de comentar o trabalho de Theodosiou. Seus cálculos baseiam-se na formulação de um potencial realístico. O potencial atômico foi aproximado visado três aspectos: utilizar o fato do elétron externo estar experimentando, a maior parte do tempo, um campo coulombiano; considerar de uma forma realista o potencial dentro do caroço; e considerar interações elétron-caroço adicionais, como a polarizabilidade do caroço e efeitos da interação spin-órbita. Dessa forma, o potencial atômico usado no presente tratamento consistia de três termos: o campo central do elétron devido ao núcleo e aos elétrons do caroço; o potencial de polarização que representa o efeito dos momentos dos elétrons do caroço induzidos no elétron ativo; e o potencial de interação spin-órbita tomado em termos da equação de Pauli. Nesse trabalho foram incluídos efeitos devido à polarizabilidade do caroço, interação spin-órbita, e radiação de corpo negro. Os tempos de vida de átomos alcalinos com $n < 21$ foram calculados por funções de onda numéricas, e foram apresentados em forma de tabela, onde alguns resultados experimentais foram comparados.

Considerando, agora, o trabalho de Xinghong, este propôs um modelo de potencial atômico simples com solução analítica, como um melhoramento de uma teoria anterior de sua autoria. Nesse trabalho, além de apresentar o modelo para o potencial, calcular as probabilidades de transição e os tempos de vida radiativos, é feita comparação com várias outras teorias e com valores medidos, e discutida a relação de escala dos tempos de vida para estados com alto n ($10 < n < 50$), baixo l ($0 < \ell < 2$) com

número quântico efetivo, a qual se aplica ao nosso caso. Para estados com grande valor de n, o tempo de vida de átomos de Rydberg com $\ell << n$ é aproximadamente proporcional a $(n^*)^3$. É proposta a relação seguinte

$$\tau = a_0 + a_1 (n^*) + a_2 (n^*)^2 + a_3 (n^*)^3 \qquad (4.1)$$

onde os parâmetros são listados.

Os valores das teorias foram tomados da seguinte maneira. No caso do trabalho de Theodosiou, os valores de tempo de vida que foram considerados foram listados com as seguintes características: colunas com intervalo de $11S \leq n\mathrm{S} \leq 18\mathrm{S}$ e $6D \leq nD \leq 17D$ ambos tendo uma coluna para 0K e para 350K. Como os resultados para vários n e ℓ são listados para temperaturas diferentes da que trabalhamos, 293K, fizemos um interpolação. Assim, obtivemos uma nova coluna de valores relativa à temperatura de 293K. Em seguida, foi feita uma extrapolação para os estados dos quais estamos tratando, ou seja, como esses cálculos não foram implementados, nesse caso, para n maior que 18 tivemos que extrapolar esses valores para n maiores, 27D e 38S. Para ambos os casos, fizemos uma extrapolação polinomial de terceiro grau utilizando os valores contidos em tabelas.

No caso de comparação com os valores do trabalho de Xinghong, os intervalos foram os seguintes: $6S \leq n\mathrm{S} \leq 18\mathrm{S}$ e $5D \leq nD \leq 18D$ ambos tendo uma coluna para 0K e para 300K. Da mesma forma, como para o tratamento dos valores de Theodosiou, foi feita uma interpolação para temperatura de 293K e uma extrapolação para 27D e 38S

com base numa expressão de terceiro grau ajustada aos valores da teoria, das tabelas. E, também para o caso do trabalho de Xinghong aplicamos a expressão (4.1) e fizemos a correção para radiação de corpo negro. A correção para radiação de corpo negro foi calculada com base na expressão dadas por Gallagher[7] da seguinte forma:

$$\frac{1}{\tau_T} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{nl}^{bb}} \quad \text{onde} \quad \frac{1}{\tau_{nl}^{bb}} = \frac{4\alpha^3 kT}{3n^2} \qquad (4.2)$$

onde τ_T é o tempo de vida a uma determinada temperatura T não nula, τ é o tempo de vida sem a influência da radiação de corpo negro, τ^{bb}_{nl} é referente ao efeito de radiação de corpo negro no átomo, α depende de ℓ e é tabelado, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura ambiente. Essa correção é necessária uma vez que os valores fornecidos pela expressão de Xinghong não levam em conta o efeito de radiação de corpo negro, o qual consideramos uma vez que estamos com temperatura não nula em nosso experimento.

Tomamos os resultados obtidos de ambas teorias e comparamos com os valores que medimos. Colocamos esses resultados na tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Comparação de Tempos de Vida Medidos e Teóricos (μs).

	Estado 27 D	Estado 38 S
Theodosiou	27 ± 4	52 ± 8
Xinghong (extrapolação)	16 ± 4	33 ± 7
Xinghong (expressão 4.1)	16 ± 3	46 ± 9
Nosso experimento	27 ± 0.8	59 ± 5

Podemos notar pela tabela 4.1 que os resultados obtidos por meio de nosso sistema experimental concordam bem com uma das teorias mencionadas (Theodosiou). No entanto, o fato de apresentar discrepâncias com a outra teoria considerada (Xinghong), revela a necessidade de obtenção de um conjunto mais abrangente de resultados experimentais. Esse conjunto é possibilitado agora pelo sistema desenvolvido e implementado no nosso trabalho.

Referências

[1] – I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioreti, P. Nosbaum, V. M. Akulin, P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 253 (1998).

[2] – C. E. Theodosiou, *Phys. Rev. A* **30,** 2881 (1984).

[3] – H. Xinghong et al, *J. Phys. B.* **23**, 661 (1990).

[4] – F. Gounand, M. Gugon, P. R. Fournier, *J. Physique* **41,** 119 (1980).

[5] – M. Hugon, F. Gounand, P. R. Fournier, *J. Phys. B* **11**, L605 (1978).

[6] – F. Gounand, M. Hugon, P. R. Fournier, J. Berland, *J. Phys. B* **12**, 547 (1979).

[7] – T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press (1994).

Capítulo 5: Conclusões

Esse trabalho traz contribuições as quais são relevantes na área de pesquisa em átomos altamente excitados, os átomos de Rydberg. Produzimos esses átomos especiais, sob condições também especiais, criando a oportunidade de realização de novos estudos. Vários aspectos desse trabalho precisam ser destacados no intuito de oferecer meios para o desenvolvimento da pesquisa de átomos de Rydberg.

A produção de átomos de Rydberg em si nos trouxe aprendizado e incentivou a implementação de novos experimentos. Do ponto de vista experimental, pudemos nos familiarizar com a instrumentação envolvida, a qual será prontamente utilizada para outros experimentos, com algumas adaptações eventualmente.

A técnica de se utilizar átomos frios para produção de estados altamente excitados deve ser destacada por dois motivos. Primeiro, pelo fato da densidade de átomos poder ser controlada. E segundo, pelo fato de possibilitar um tempo de observação desses átomos maior do que em técnicas convencionais, ou seja, a viabilidade de implementarmos medidas de longos tempos de vida. Isso é possível pelo fato de esses átomos estarem praticamente parados, isto é, uma vez parados não há necessidade de se usar mais de um detetor como seria o caso de experimentos utilizando feixe.

No experimento realizado, devemos também ressaltar a importância do regime de densidade empregado na amostra de estudo, átomos frios altamente excitados. Constatamos a necessidade de nossos experimentos, de medida de tempo de vida desses estados, serem realizados a baixas densidades. Essa constatação foi feita com a observação do comportamento do decaimento da população de átomos de Rydberg com relação ao tempo de atraso entre a excitação e a ionização por campo, a qual possibilita a detecção. O comportamento esperado, em princípio, seria o de um decaimento exponencial. Entretanto, observamos um comportamento anômalo à medida que a densidade aumentasse. Isso foi atribuído ao fato de ocorrerem efeitos colisionais, os quais podem popular outros estados. O estudo desses efeitos deu origem a outro trabalho do nosso grupo.

A excitação dos átomos de Rydberg foi realizada por fotoexcitação com a utilização de um laser de corante pulsado que montamos. A obtenção dessa luz foi possível num sistema relativamente simples e que foi bastante satisfatório para o nosso trabalho. Vale ressaltar a importância do aprendizado envolvido na realização desse sistema, e as contribuições que trouxe para outros estudos no nosso grupo.

Esperamos estimular a realização de novos trabalhos teóricos na área de tempo de vida de estados de Rydberg, os quais venham por ventura abranger estados excitados com valores de n mais elevados, na medida em que nossa técnica possibilita a obtenção de valores mais precisos na região de n mais altos. Em vista disso, estamos, no momento, trabalhando na implementação de medidas a fim de estabelecer uma gama maior de valores experimentais, possibilitando uma melhor discussão comparativa entre os resultados desse trabalho, obtidos experimentalmente, e os resultados da teoria.