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

"Construção de um detector tipo catodo quente para detecção
de átomos neutros e aplicação no estudo de deflexão
de feixes atômicos por luz"

Henrique Barcellos de Oliveira

Dissertação apresentada ao Instituto
de Física e Química de São Carlos-USP
para obtenção do Título de Mestre em
Física, área de concentração Física
Básica.

Orientador:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos-S.P.

1991

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE HENRIQUE BARCELLOS DE OLIVEIRA
APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM
25/01/91

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Prof. Dr. Sergio Carlos Zilio

Prof. Dr. Paulo Cesar de Camargo

A Deus...

...e a minha mãe
que com ele está.

*Aquilo que procuramos
não é para ser achado!
É para ser feito...*

G. Moretto

TODA EXPERIENCIA...

...É VÁLIDA.

ÍNDICE

Resumo	i
Abstract	ii
Lista de figuras	iii
 I-INTRODUÇÃO	 1
I.1 Motivação	3
I.2 O experimento e o laboratório	3
I.3 Estudos que o aparato possibilita	4
 II-DETECTORES DE ÁTOMOS NEUTROS	 6
II.1 Introdução	6
II.2 Tipos de detectores	6
II.2.1 Ionizador por eletrobombardamento	6
II.2.2 Detector de Stern-Pirani	7
II.2.3 Detector de ionização em superfície ou detector de catodo quente	8
II.3 Fatores limitantes e ruído em detectores de catodo quente	12
 III-CONSTRUÇÃO E TESTE DO DETECTOR DE CATODO QUENTE	 15
III.1 Introdução	15
III.2 Características técnicas do detector de catodo quente	15
III.3 O aparato experimental	16

III.3.1 Sistema para produção de alto vácuo.....	21
III.4 Limpeza e preparação do sistema experimental.....	25
III.4.1 Limpeza e carregamento da fonte.....	28
III.4.2 Limpeza do detector de catodo quente.....	29
III.5 Produção de feixes atômicos e moleculares.....	30
III.5.1 Efusão de moléculas por uma fenda.....	33
III.5.2 Efusão por um canal longo e estreito.....	34
III.5.3 Intensidades e formas de feixes moleculares..	36
III.5.4 Distribuição de velocidades no feixe.....	40
III.6 Produção do feixe atômico.....	41
III.7 Caracterização do sistema experimental.....	43
III.7.1 Caracterização do detector de catodo quente..	43
III.7.2 Caracterização do feixe atômico.....	46
III.8 Resultados.....	48
III.8.1 Características do detector de catodo quente..	48
III.8.2 Ruído.....	50
III.8.3 Características do feixe atômico.....	50
a) do feixe não colimado.....	51
b) do feixe colimado.....	52

IV-APLICAÇÕES DO DETECTOR DE CATODO QUENTE EM EXPERIMENTOS DE DEFLEXÃO DE FEIXES ATÔMICOS POR LUZ.....	54
IV.1 Introdução.....	54
IV.2 Teoria.....	55
IV.2.1 Recuo de sistemas atômicos devido a absorção de fótons.....	56
IV.2.2 Força de pressão de radiação.....	56
IV.2.3 Força induzida ou de dipolo.....	60

IV.3 O experimento.....	68
IV.3.1 Deflexão do feixe por onda caminhante.....	69
IV.3.2 Deflexão do feixe por onda estacionária.....	70
IV.3.3 Deflexão do feixe por onda estacionária com sintonia Zeeman dos níveis eletrônicos.....	71
IV.4 Resultados.....	73
IV.4.1 Deflexão do feixe por onda caminhante.....	73
IV.4.2 Deflexão do feixe por onda estacionária.....	77
IV.4.3 Deflexão do feixe por onda estacionária com sintonia Zeeman dos níveis eletrônicos.....	82
V-DISCUSSÃO A CERCA DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES.....	88
V.1 Introdução.....	88
V.2 Sobre o detector de catodo quente.....	88
V.3 Sobre os experimentos de deflexão do feixe atômico....	90
V.4 Conclusões.....	91
APÊNDICE A Determinação da corrente termoiônica para um diodo a vácuo.....	A-1
APÊNDICE B Auto-energias de um sistema atômico interagindo com o campo eletromagnético.....	B-1
APÊNDICE C Máximo momentum clássico transferido aos átomos pelos fótons do campo.....	C-1
REFERÊNCIAS.....	106
AGRADECIMENTOS.....	110
MENSAGEM.....	114

RESUMO

Um detector de catodo quente é construído. As características de operação foram medidas e estabelecido o ponto ótimo de operação na detecção de átomos de sódio. Uma aplicação do detector desenvolvido foi feita com experimentos de deflexão de feixe atômico por luz. Os casos para deflexão por onda caminhante e onda estacionária foram investigados. A dependência com a dessintonia entre a frequência do laser ω_l e a frequência da transição $3S_{1/2}(F=2, m=2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F=3, m=3)$ do átomo de sódio foi analisada para todos os casos.

ABSTRACT

A hot wire detector has been constructed. The operational characteristics was measured and the optimum operational point was stabilised in sodium atoms detection experiment. An application of the developed detector was made with atomic beams deflections by light. The cases for running wave and standing wave was also investigated. The detuning dependence between the laser frequency ω_l and the transition frequency $3S_{1/2}(F=2,m=2) \longrightarrow 3P_{3/2}(F=3,m=3)$ of the sodium atom was analysed for all cases.

LISTA DE FIGURAS

Figura III.1 O detetor de catodo quente.....	18
Figura III.2 Fonte do tipo efusiva para produção do feixe de átomos de sódio.....	19
Figura III.3 Câmara alojamento da fonte efusiva de átomos de sódio.....	20
Figura III.4 Corte longitudinal da câmara de interação.....	22
Figura III.5 Corte longitudinal do suporte mecânico do detetor de catodo quente.....	24
Figura III.6 Sistema para produção de alto vácuo.....	25
Figura III.7 Montagem do aparato experimental.....	26
Figura III.8 Esquema do aparato experimental empregado por Dunoyer em seu experimento pioneiro com feixes atômicos.....	32
Figura III.9 Relações entre as larguras da fonte e da fenda colimadora.....	39
Figura III.10 Forma do feixe para detetor de largura despresível.....	40
Figura III.11 Eletrônica empregada para medição dos sinais enviados pelo detetor de catodo quente.....	46
Figura III.12 Curva de caracterização do detetor de catodo quente, I_a vs I_c para $V_a = -8.87$ Volt.....	50
Figura III.13 Curva de efeito válvula para o detetor de catodo quente.....	50

Figura III.14 Curva da intensidade do feixe nas vizinhanças do detetor como função da temperatura da fonte.....	52
Figura III.15 Perfil transversal do feixe atômico não colimado.....	53
Figura III.16 Perfil do feixe colimado.....	54
Figura IV.1 Estrutura fina do átomo de sódio com separações em frequência e porcentagem de população do nível fundamental.....	75
Figura IV.2 Perfil transversal do feixe atômico não defletido e defletido para o caso de onda caminhante e dessintonia $\Delta=0$ MHz.....	77
Figura IV.3 Perfil transversal do feixe atômico não defletido e defletido para o caso de onda caminhante e dessintonia $\Delta=+20$ MHz.....	77
Figura IV.4 Perfil transversal do feixe atômico não defletido e defletido para o caso de onda caminhante e dessintonia $\Delta=-20$ MHz.....	78
Figura IV.5 Perfil transversal do feixe atômico não defletido e defletido para o caso de onda estacionária e dessintonia $\Delta=0$ MHz.....	80
Figura IV.6 Perfil transversal do feixe atômico não defletido e defletido para o caso de onda estacionária e dessintonia $\Delta=+20$ MHz.....	81
Figura IV.7 Perfil transversal do feixe atômico não defletido e defletido para o caso de onda estacionária e dessintonia $\Delta=-20$ MHz.....	82

Figura IV.8	Perfil do campo magnético criado na região de interação. O gradiente de campo é medido pelo coeficiente angular da reta tangente à curva, passando pela origem.....	83
Figura IV.9	Perfil transversal do feixe atômico defletido e não defletido para o caso de onda estacionária, dessintonia $\Delta = -30$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.....	84
Figura IV.10	Perfil transversal do feixe atômico defletido e não defletido para o caso de onda estacionária, dessintonia $\Delta = -20$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.....	85
Figura IV.11	Perfil transversal do feixe atômico defletido e não defletido para o caso de onda estacionária, dessintonia $\Delta = 0$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.....	85
Figura IV.12	Perfil transversal do feixe atômico defletido e não defletido para o caso de onda estacionária, dessintonia $\Delta = +20$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.....	86
Figura IV.13	Perfil transversal do feixe atômico defletido e não defletido para o caso de onda estacionária, dessintonia $\Delta = +30$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.....	87

I-INTRODUÇÃO

Experimentos com feixes atômicos e moleculares tem sido objeto de estudos desde os meados deste século, com os trabalhos pioneiros realizados por Dunoyer, Ramsey e outros.

Usualmente, este tipo de experimento visa, de alguma forma, obter informações quantitativas a respeito dos elementos constituintes do feixe, ou seja, dos átomos ou moléculas que o compoem.

Para esta finalidade, muitas são as técnicas empregadas, tais como espectroscopia de alta resolução, ressonância de feixe molecular, espectroscopia por rádio frequência e outras; entretanto, o método de detecção espacial direto, por meio de um detector de átomos ou moléculas, é o mais antigo que se tem noticia e é largamente empregado até os nossos dias, com poucas modificações relativas ao original, desenvolvido primeiramente por Langmuir e posteriormente aprimorado por Taylor. Trata-se do detector de catodo quente ou de fio quente como também é conhecido.

Dependendo da aplicação, da geometria empregada, dos parâmetros envolvidos e do tipo de medida que se pretende realizar, este detector é de alta eficiência e ótima qualidade, fornecendo resultados de grande confiabilidade.

No presente trabalho serão apresentados os métodos de construção, caracterização e testes de um detector de catodo quente.

Em primeira abordagem, serão apresentados os tipos de detectores desenvolvidos para a finalidade supra mencionada, qual seja, detecção quantitativa de um feixe de átomos neutros ou moléculas.

Posteriormente a esta pequena introdução sobre os tipos de detectores, são apresentados com um pouco mais de detalhes, mas sem contudo se ater nos rigores teóricos, as previsões matemáticas para um detector de catodo quente, empregando argumentos da teoria clássica e da teoria quântica usual, quando isto se faz necessário.

As características técnicas do detector desenvolvido, sua construção e caracterização, são apresentados a seguir, juntamente com os resultados obtidos bem como uma breve discussão a cerca dos mesmos.

Os experimentos de espalhamento de feixes de átomos de sódio foram por fim realizados com o intuito de testar praticamente o detector construído, verificando o grau de confiabilidade e resolução desenvolvidos pelo aparato como um todo e do detector em particular. Os resultados pertinentes a esta etapa do trabalho experimental são apresentados no final, juntamente com algumas considerações gerais sobre a validade ou não dos experimentos realizados, bem como comentários sobre o que deve ser mudado e o que se mostrou satisfatório dentro do conjunto sistema para produção de feixes atômicos+detector de átomos neutros.

I.1 MOTIVAÇÃO

A grosso modo, a principal motivação para o desenvolvimento de um detector de átomos neutros está no estudo direto de muitas propriedades físicas ligadas à estrutura interna dos átomos. Por exemplo, a interação de átomos com luz pode ser quantitativamente estudada, através de medidas do momentum linear médio transferido dos fótons que compoem o campo eletromagnético, para os átomos em questão, compreender com segurança algumas das propriedades intrínsecas à interação de luz com a matéria é, portanto, motivação mais do que suficiente para a construção de um aparato experimental para esta finalidade.

No tocante à instrumentação envolvida, outra motivação de relevante peso é o desenvolvimento de eletrônica de precisão para medidas de baixos sinais, ricas em ruídos e de difícil manipulação.

Também a construção do aparato experimental como um todo e em particular, o sistema para produção de alto vácuo é motivação para o desenvolvimento de novas tecnologias, talvez mais simples e baratas do que aquelas empregadas atualmente.

I.2 O EXPERIMENTO E O LABORATÓRIO

O aparato experimental está montado nas dependências do Laboratório de Física Atômica e Molecular, pertencente ao Grupo de Ótica do DFCM/IFQSC/USP-Campi de São Carlos, S.P..

No mesmo laboratório, são realizados experimentos

de resfriamento de feixes de átomos neutros por luz, empregando a técnica de sintonia Zeeman dos níveis eletrônicos dos átomos.

Medidas experimentais do Efeito Ramam Estimulado são também realizadas com o feixe atômico.

Juntamente com os experimentos com feixes atômicos, são realizados experimentos de espectroscopia de saturação, livre de Efeito Doppler de primeira ordem em átomos de Césio e Rubídio, via laser de diodo, cujo aparato de estabilização foi inteiramente desenvolvido e construído pelos pesquisadores do DFCM, envolvidos neste projeto.

1.3 ESTUDOS QUE O APARATO POSSIBILITA

Além dos experimentos de espalhamento de feixes atômicos por luz, mencionados anteriormente, no mesmo aparato é possível também a realização de experimentos com feixes supersônicos, com o objetivo de estudar espectroscopicamente a formação de aglomerados ou "clusters" de Sódio, ou seja, a formação de moléculas de Na_2 , na saída da fonte efusiva de átomos.

Com a aplicação conveniente de um campo magnético na região do feixe atômico, é possível o resfriamento do feixe via pressão de radiação e posterior estudo de uma propriedade quântica fundamental, o comportamento ondulatório da matéria, pois estando os átomos com sua velocidade reduzida, aumenta o seu comprimento de onda de deBroglie, inversamente proporcional à velocidade das partículas e consequentemente espera-se que estas sofram reflexão total em uma superfície sólida, colocada

imediatamente à frente do feixe. O detector de catodo quente seria empregado para a detecção quantitativa do número de átomos refletidos pelo obstáculo.

Com o mesmo feixe resfriado pode ser realizado experimento de deflexão por pressão de radiação, pois nesta condição, o tempo de interação torna-se extremamente longo, possibilitando um número muito grande de processos de absorção e emissão de fótons pelos átomos. Por outro lado, com o feixe supersônico mencionado anteriormente, pode ser realizado experimento de deflexão do feixe por força de dipolo, garantida agora pelo curto tempo de interação.

Experimentos de interação do feixe atômico com gases de fundo ou "buffer" podem também ser efetuados, juntamente com outros que não serão mencionados aqui, mas todos empregando, de alguma forma, o detector de catodo quente desenvolvido neste trabalho.

II-DETECTORES DE ÁTOMOS NEUTROS

II.1 INTRODUÇÃO

Em experimentos com feixes atômicos e moleculares, um problema fundamental a ser resolvido é a detecção quantitativa do feixe em uma dada região do espaço¹.

Para tanto, muitos foram os detectores desenvolvidos, possuindo diversas características dependendo do tipo de feixe a ser estudado, ganho, resolução, otimização do ruído, etc.

Neste capítulo, serão descritos com brevidade os tipos mais comuns de detectores já empregados com sucesso em experimentos com feixes atômicos e moleculares e de forma mais detalhada, o detector de catodo quente ou de fio quente como também é conhecido.

II.2 TIPOS DE DETECTORES E APLICAÇÕES

II.2.1 IONIZADOR POR ELETROBOMBARDEAMENTO

O ionizador por eletrobombardeamento²⁻⁵, aplicável a uma gama muito grande de feixes atômicos e moleculares, opera ionizando o feixe através da oscilação de elétrons para frente e para trás dentro do feixe em questão.

Para guiar os elétrons neste movimento de

oscilação, existe um campo magnético AC de algumas centenas de Gauss aplicado convenientemente.

Uma vez formados os íons com a técnica descrita acima, estes podem ser detectados de várias maneiras diferentes, dependendo da qualidade do resultado que se quer obter.

Quando se trata de íons positivos é freqüente medir a corrente iônica diretamente por meio de um eletrômetro sensível a baixas correntes ou um amplificador DC de alto ganho, baixo "drift" de temperatura e baixo ruído.

Um eletrômetro com uma resistência de entrada de 10^{10} Ohm pode ser empregado juntamente com um circuito balanceado e um galvanômetro sensível⁶⁻⁸.

Também um espectrômetro de massa^{9,10} pode ser empregado para a detecção do feixe ionizado, com a vantagem de eliminar a detecção de possíveis isótopos presentes no feixe ou no interior do sistema de vácuo, o que são causas de ruídos indesejáveis.

Juntamente com o espectrômetro de massa, pode ser empregado um tubo multiplicador de elétrons^{9,11}, o qual permite a contagem individual de íons através de um convencional contador nuclear.

II.2.2 DETECTOR DE STERN-PIRANI

Feixes de substâncias não condensáveis tais como hidrogênio, hélio, etc, atômicos ou moleculares, são detetados por meio de um manômetro sensível do tipo Pirani^{12,13}, colocado no interior de uma câmara de reduzido volume, para onde flui o

feixe de átomos ou moléculas, passando antes por um longo e estreito canal, que serve para aumentar a velocidade do fluxo na região de detecção.

II.2.3 DETECTOR DE IONIZAÇÃO EM SUPERFÍCIE OU DETECTOR DE CATODO QUENTE

O detector de ionização em superfície ou, daqui para frente, detector de catodo quente, é o mais efetivo detector já empregado em experimentos com feixes atômicos e moleculares¹.

Desenvolvido por Taylor^{14,15} em 1930, tomando por base o detector empregado por Langmuir e Kingdon¹⁶ em seus experimentos com ionização de átomos de Césio por filamentos aquecidos. Apartir daí os íons produzidos podem ser facilmente detectados por qualquer um dos métodos descritos anteriormente.

Se V é o potencial de ionização dos átomos incidentes e W a função trabalho do metal do qual é feito o catodo quente, a razão N^+/N^0 de íons positivos para átomos neutros é dada no equilíbrio por¹:

$$\frac{N^+}{N^0} = e^{-e(V-W)/KT} \quad (II.1)$$

onde e é a carga do elétron, K a constante de Boltzmann e T a temperatura do catodo em Kelvin.

Portanto, se W excede V de 0.5 Volt, todos os átomos emergirão do catodo quente na forma de íons¹⁷⁻²⁰.

Visto que a função trabalho de um filamento puro de Tungstênio é 4.5 Volt, este pode ser empregado para detetar

átomos de Cs(V=3.87 Volt), Rb(V=4.16 Volt) e K(V=4.3 Volt)²¹.

Em adição, uma molécula que contenha em sua estrutura qualquer um destes átomos, pode também ser detetada da mesma forma²².

Para elementos de mais alto potencial de ionização V, a detecção pode ser efetuada desde que o filamento de tungstênio empregado seja oxidado²¹, o que aumenta a função trabalho W para um valor em torno de 6 Volt.

Átomos de Na(V=5.12 Volt), Li(V=5.36 Volt), In(V=5.76 Volt) e Ga(V=5.97 Volt) devem ser detetados por catodos de tungstênio oxidados como mencionado acima.

O processo de oxidação do filamento pode ser feito de várias maneiras, sendo a mais comum manter o filamento aquecido por uma corrente de 150 mA aproximadamente, no interior de uma câmara com uma pressão de 10^{-3} mbar de Oxigênio puro, ou Óxido de Tório vaporizado¹.

Em geral são empregados filamentos de Tungstênio puro de 0.03 mm de diâmetro, operando a 1.260 K com uma corrente entre 43 e 50 mA, a 1.800 K com 100 mA e 2.600 K com 200 mA. Para Cs, Rb e K, 50 mA é suficiente¹.

Básicamente, o detector de catodo quente opera como um diodo a vácuo polarizado reversamente, isto é, o potencial de anodo é mantido mais negativo em relação ao catodo.

Muitas são as geometrias empregadas, sendo a mais comum a cilíndrico-coaxial, com o anodo envolvendo o catodo a menos de uma pequena abertura de 2 a 5 mm, por onde penetra o feixe no interior do detector.

O fenômeno pelo qual se dá a ionização dos átomos

nas vizinhanças do catodo quente ocorre devido à "Emissão Termoiônica"²⁴⁻²⁶.

Este fenômeno aparece quando da emissão de portadores negativos de carga (elétrons) da superfície de um metal (catodo) quando suficientemente aquecido. A quantidade de elétrons emitidos depende de vários fatores, tais como material de que é feito o catodo, temperatura, potencial eletrostático entre anodo e catodo, etc.

Com a polarização de anodo negativa, o campo elétrico criado por este na região intereletródica força o acúmulo de cargas negativas em torno do catodo até que, no equilíbrio, existam tantos elétrons saindo do catodo quanto elétrons voltando para este. Nesta situação, diz-se que o detector está na condição de "Carga Espacial Limitada", onde somente a presença dos íons desequilibra o estado do detector, provocando o aparecimento de uma pequena corrente líquida entre o anodo e o catodo. A magnitude desta corrente é diretamente proporcional à intensidade do feixe atômico nas vizinhanças do detector.

O processo de emissão termoiônica ocorre quando, devido ao aumento da temperatura do catodo, aumenta a energia cinética dos elétrons de condução, e conforme esta energia seja maior ou igual a energia de Fermi (E_f) do metal mais a função trabalho W , existe sempre a probabilidade de um ou mais elétrons saírem do metal.

Um cálculo grosseiro, revela que a menor componente perpendicular (à superfície do metal) de velocidade que deve possuir um elétron para ser emitido termiônicamente pelo

catodo deve ser:

$$V_{min} \geq \left[\frac{2(E_f + W)}{m_e} \right]^{1/2} \quad (II.2)$$

onde m_e é a massa do elétron.

Empregando a teoria de Fermi-Dirac para elétrons em um metal, é possível determinar a corrente de elétrons emitidos por unidade de área por unidade de tempo, dada por²⁷:

$$J = A_0 T^2 e^{-W/KT} \quad (II.3)$$

onde,

$$A_0 = \frac{4\pi m_e K^2}{h^3} \quad (II.4)$$

é uma constante universal, h é a constante de Planck dividida por 2π e K é a constante de Boltzman.

No apêndice A, o leitor encontrará uma dedução mais formal e detalhada da expressão (II.3).

Da expressão (II.3), pode ser imediatamente tirada a seguinte conclusão: os melhores materiais para serem empregados em detectores de catodo quente, devem possuir alto ponto de fusão para poderem trabalhar em altas temperaturas, e baixa função trabalho, que aliada à primeira, maximiza o valor da densidade de corrente J .

Usualmente os catodos são aquecidos diretamente, por meio de correntes elétricas que os atravessam, e neste caso são ditos "filamentos". O catodo pode também ser aquecido

indiretamente²⁵, mas por processos que não serão descritos aqui.

Não necessariamente o catodo precisa ser aquecido por uma fonte de corrente DC, podendo também ser aquecido por uma fonte de corrente AC, sem mudança significativa no resultado esperado, qual seja, o aquecimento e consequente emissão termoiônica de elétrons pelo catodo.

II.3 FATORES LIMITANTES E RUÍDO EM DETECTORES DE CATODO QUENTE

Um fator limitante na operação de detectores de catodo quente está no ruído, principalmente aquele causado por gases residuais, ruído térmico e outros.

Thompson e Stoicheff²⁹ realizaram um estudo detalhado das condições de ganho e ruído para um detector de catodo quente similar ao empregado neste trabalho, e verificaram três fontes principais de ruído:

Ruído "SHOT"; dado pela expressão:

$$\langle \Delta I^2(f) \rangle = 2\Gamma^2 e I \Delta f \quad (II.5)$$

(II.5) é o desvio quadrático médio de I na largura de banda Δf , na frequência f e Γ^2 é o fator de redução da carga espacial, ≤ 1 .

Ruído Térmico; em geral, o sinal proveniente do detector na forma da corrente elétrica I, passa através de um resistor R, em cujos terminais é feita a leitura da tensão

correspondente. O movimento térmico (randômico) dos portadores de carga criam um ruído nas extremidades do resistor R, dado pela seguinte expressão:

$$\langle \Delta V^2(f) \rangle = 4KTR\Delta f \quad (II.6)$$

(II.6) é o desvio quadrático médio da tensão na largura de banda Δf , à frequência f . K é a constante de Boltzmann, T a temperatura do resistor em graus Kelvin, e R é o valor da resistência.

Ruído "FLICKER"; muitas vezes superior ao ruído "SHOT" e ao ruído Térmico, este ruído tem como principal característica a baixa frequência e o espectro não constante, daí o nome "FLICKER", que quer dizer "PIPOCADOR".

De difícil explicação, este tipo de ruído tem sido objeto de vários estudos teóricos e experimentais, sem que contudo se descubra com exatidão o que o causa.

Para catodos revestidos de uma camada de óxido, este ruído é relacionado às flutuações nas propriedades de emissão do catodo.

Além do ruído, existe ainda a mudança de temperatura do filamento, causada pelo aumento da resistência do catodo, devido à sua evaporação, o que acarreta uma substancial deformação nas medidas que por ventura estejam sendo efetuadas.

Em 1971, Ouwens e Koken²⁸ apresentaram um método experimental muito simples de controle da temperatura de um filamento aquecido, sem que seja preciso o uso de termopares ou pirômetros óticos. O método proposto visa controlar a corrente

fornecida pela fonte de alimentação do catodo, via um amplificador diferencial, realimentado, tendo como referência o sinal fornecido por outra fonte estável de corrente.

Em 1980 Harvey³⁰ já havia empregado com sucesso este tipo de detector para observação da absorção de dois fótons, livre de efeito Doppler, por átomos de Rubídio.

Os primeiros experimentos, feitos com sucesso, de espalhamento de feixes atômicos por luz, empregando detector de catodo quente para medidas do perfil do feixe, foram feitos em 1972 por Schieder, Walther e Wöste³¹ e por Picqué e Vialle³².

A partir desta data, inúmeros foram os experimentos reportados de deflexão de feixes atômicos por luz, onde foram empregados detectores de catodo quente como ferramenta para medida do perfil transversal do feixe espalhado.

Atualmente, entretanto, detectores de catodo quente estão sendo substituídos com melhor sucesso por espectrômetros de massa e tubos eletromultiplicadores, que possuem maior poder de resolução e maior ganho.

Um estudo teórico do perfil de um feixe atômico em forma de faixa, simulando um detector de catodo quente, foi realizado em 1982 por Perram e Dorko³⁴, no qual os autores empregam argumentos probabilísticos para determinar as densidades de átomos como função das coordenadas espaciais, na região do detector.

III-CONSTRUÇÃO E TESTE DO DETECTOR DE CATODO QUENTE

III.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentadas as características técnicas do detector de catodo quente construído e empregado nos experimentos aqui reportados.

Além do aparato mecânico, é apresentado também o aparato eletrônico para medição dos sinais enviados pelo detector.

No final do capítulo são apresentados os testes realizados com o detector e medidas das características do perfil do feixe atômico.

III.2 CARACTERÍSTICAS TÉCNICAS DO DETECTOR DE CATODO QUENTE

O detector de catodo quente é um diodo a vácuo polarizado reversamente, operando em regime de carga espacial limitada³⁵⁻³⁷.

O catodo é feito de um fino fio de tungstênio puro de 0.096 mm de diâmetro por 20 mm de comprimento, mantido permanentemente retesado por uma mola e preso nas extremidades de um suporte de acrílico em forma de "U".

O catodo é diretamente aquecido por uma fonte regulável de corrente DC (0 - 3 Ampere) "home built", conectada

entre seus terminais.

O anodo, de simetria cilíndrica, envolve coaxialmente o catodo, a menos de uma pequena abertura de 5 mm por onde penetra o feixe atômico. É feito de uma delgada lâmina de cobre de 20 mm de altura por 10 mm de diâmetro recoberta por uma fina camada de níquel.

A polarização reversa é garantida pela conexão direta do anodo ao terminal negativo de uma bateria comercial de 9 Volt.

O anodo é montado no mesmo suporte em "U" onde já se encontra o catodo e o conjunto é conectado a um translador, o qual, por meio de um micrômetro, pode ser movimentado para frente ou para trás, na região do feixe atômico.

A figura III.1 ilustra uma visão explodida do detector construído, ressaltando seus componentes mais fundamentais.

III.3 O APARATO EXPERIMENTAL

Para realizar os testes pertinentes ao detector de catodo quente e experimentos com feixes atômicos, necessário se faz construir um aparato constituído basicamente por câmaras ocas onde é produzido alto vácuo.

Para os experimentos aqui reportados, foram construídas três câmaras. A primeira é empregada como alojamento da fonte de átomos para o feixe; a segunda, intermediária, é usada para testes preliminares do detector de catodo quente, e finalmente, a terceira, é empregada para os experimentos com o

feixe atômico propriamente dito.

A fonte aqui empregada é do tipo efusiva, manufaturada em aço inox, dentro da qual é vaporizado sódio metálico. Nesta fonte existe um estreito canal, dito bocal ou "nozzle", por onde flui os átomos de sódio em forma de vapor, para o meio externo à fonte.

Tanto a fonte quanto o bocal são aquecidos por resistências blindadas de 30 W cada, e alimentadas por reguladores de tensão manuais (AUJE 2405, 1200 W, 0 - 100 Volt), e as temperaturas são medidas por termopares do tipo

Cromel-Alumel e monitoradas por um medidor de temperatura (OMEGA ENGINEERING, Inc 0 - 2000° F).

A figura III.2 mostra uma ilustração da fonte empregada, e a figura III.3 uma ilustração da câmara que aloja a fonte.

A câmara intermediária é apenas um tubo em aço inox que serve como adaptador para o detector de catodo quente quando de seus testes preliminares, e fica conectada diretamente à saída da câmara da fonte.

A câmara de interação é composta de uma cavidade cilíndrica de 1000 mm de comprimento por 200 mm de diâmetro interno, em aço inox, disposta longitudinalmente sobre um rígido suporte de cantoneiras de alumínio que também suporta o restante do aparato experimental.

É fechada em ambas as extremidades por flanges para alto vácuo com adaptações centrais para flanges comerciais do tipo MDC CF 35, as quais servem tanto para conexão com o restante do sistema quanto para observação.

- A-câmara da fonte
- B-flange móvel para posicionamento horizontal da fonte
- C-saída para câmara de interação
- D-saída para sistema de vácuo
- E-janela de vidro para observação visual da fonte
- F-posicionadores da flange móvel
- G-flange NW 16 para adaptação do medidor de baixo vácuo
- H-"feed through" para passagem do posicionador vertical da fonte
- I-"feed through" para passagem dos terminais elétricos das resistências de aquecimento e dos termopares
- J-flange MDC CF 35 para adaptação com a câmara de interação
- K-serpentina de cobre para resfriamento externo com água

Figura III.3 Câmara alojamento da fonte efusiva de átomos de sódio

Em ambas as laterais desta câmara, existem três

janelas de vidro, de 6 mm de espessura, sendo as janelas centrais adaptadas para flanges MDC CF 35 e as duas laterais de 150 mm de diâmetro, são empregadas também para adaptação do suporte mecânico do detector de catodo quente, que será descrito posteriormente. A figura III.4 mostra um corte longitudinal da câmara de interação, vista de sua parte superior.

O suporte mecânico do detector de catodo quente, são duas peças tubulares em aço inox, uma interna à outra, sendo a externa presa à câmara de interação em uma das flanges de 150 mm, e a interna, móvel, pode deslizar livremente sobre dois "o-ring" de borracha dispostos lado a lado afastados de 20 mm, nas paredes internas da parte fixa. Fechando a parte móvel, existe uma flange dotada de três "feedthrough", sendo um central por onde atravessa o eixo móvel de um micrômetro e dois laterais ao primeiro, por onde passam os terminais elétricos de alimentação do catodo e do anodo. Nas paredes internas ao suporte móvel, são afixadas duas guias como trilhos sobre os quais desliza o suporte do braço do detector, quando empurrado pelo eixo do micrômetro, que foi alongado em 50 mm pela adaptação de uma pequena haste que gira sobre uma esfera de aço presa ao suporte do braço. Duas molas rígidas são empregadas para retroceder o detector à sua posição original, isto é, quando do avanço do detector, estas molas são tencionadas, tanto mais quando maior for a distância percorrida pelo detector, assim, quando o micrômetro é colocado de volta à sua posição inicial, as molas perderão toda a tensão acumulada, terminando por trazer junto consigo, o detector. A figura III.5 ilustra um corte do suporte mecânico do detector empregado neste experimento. A

figura mostra além das características acima mencionadas, o translador de ajuste grosso das partes mecânicas do detector, que é composto de uma roda de latão, rosqueada internamente que desliza sobre os fios de outra rosca, desta vez feita sobre a superfície externa do suporte móvel, tendo duas travas, uma na frente outra atrás da roda, as quais, estando fixas uma à outra, impedem a translação da roda; desta forma, quando a roda é movimentada para a esquerda ou para a direita, o suporte móvel é obrigado a se deslocar para frente ou para trás.

III.3.1 SISTEMA PARA PRODUÇÃO DE ALTO VÁCUO

O sistema para produção de alto vácuo no interior

das câmaras da fonte e de interação, foi projetado e construído

de forma a permitir a evacuação de uma ou de outra, independentemente, isto é, pode-se evacuar a câmara da fonte, independente das condições da câmara de interação e vice versa. Basicamente o sistema é constituído de bombas mecânicas para produção de baixo vácuo (até 10^{-3} mbar) e bombas difusoras para obtenção de alto vácuo (até 10^{-6} mbar), e está assim dividido:

Para a câmara da fonte, empregou-se uma bomba mecânica VARIAN SD-700 com vazão de $35 \text{ m}^3/\text{h}$, conectada a uma bomba difusora "home built" com vazão de 800 l/s , sendo que, para vácuo até 10^{-4} mbar, apenas o aquecimento do óleo difusor é necessário e, para vácuo acima de 10^{-4} mbar até 10^{-6} mbar, a armadilha ou "trap" de Nitrogênio líquido ($\text{N}_2\ell$), com capacidade para dois litros, deve estar cheio.

Para a câmara de interação foi empregada uma bomba mecânica SELOVAC-2B22 com vazão de $22,5 \text{ m}^3/\text{h}$, também conectada a uma bomba difusora de iguais características a anteriormente mencionada. A figura III.6 mostra um esquema simplificado do sistema para produção de alto vácuo aqui empregado.

Para aquecimento do óleo difusor, são empregadas resistências blindadas de 750 W de potência, as quais estão fixas junto à extremidade inferior externa de cada bomba difusora. Estas resistências, por sua vez tem seus terminais elétricos conectados à rede elétrica por meio de chaves contadoras magnéticas, tendo ainda a fase da alimentação, conectada a um relê térmico o qual é colocado em contato direto com a serpentina d'água de resfriamento das bombas, desta forma, caso haja interrupção no fluxo de água, o aquecimento da serpentina provoca a abertura dos contatos do relê térmico evitando com isto, a

danificação do óleo difusor.

- A-suporte fixo à câmara de interação
- B-suporte móvel
- C-flange para adaptação à câmara de interação
- D-roda de latão rosqueada internamente para translação do suporte móvel
- E-travas da roda
- F-rosca externa ao suporte móvel para adaptação da roda
- G-eixo para translação do detetor no interior da câmara de interação
- H-flange com "feed through" para passagem do eixo do micrômetro e dos terminais elétricos do anodo e do catodo
- I-micrômetro
- J-trilho guia do suporte do braço do detetor

Figura III.5 Corte longitudinal do suporte mecânico do detetor de catodo quente

Como mencionado anteriormente, é possível realizar a operação de evacuação das câmaras de maneira independente. Isto é feito, inserindo entre a câmara da fonte e a câmara de interação, uma válvula de gaveta MDC GV-1500 V, o que é feito da seguinte forma: Em ambas as flanges MDC CF 35 da válvula, conectamos um "bellow" ou fole MDC de 90 mm de comprimento com flanges CF 35 em ambas as extremidades, sendo uma rotativa e a outra fixa, estando as flanges fixas conectadas à válvula, com "o-ring" de Cobre entre elas, e as extremidades soltas são

conectadas, uma à flange CF 35 da saída da câmara da fonte e a outra à flange CF 35 da entrada da câmara de interação, também com "o-ring" de Cobre. Assim sendo, com a válvula em sua posição fechada, pode-se evacuar tanto a câmara da fonte quanto a de interação independentemente uma da outra.

É indispensável que as condições de baixa pressão em ambas as câmaras devem ser as mesmas para que a válvula possa ser posicionada em "aberta". A figura III.7 traz uma ilustração do aparato experimental montado.

- A-bomba mecânica para produção de baixo vácuo
- B-conexão de borracha com a bomba difusora
- C-bomba difusora
- D-armadilha ou "trap" de nitrogênio líquido
- E-flange para alto vácuo para adaptação com o sistema a ser evacuado
- F-resistência de aquecimento do óleo difusor
- G-serpentina de cobre para resfriamento externo com água

Figura III.6 Sistema para produção de baixo e alto vácuo.

O uso de "bellow" é necessário para evitar danos nas soldas metal-metal das flanges CF 35, que poderiam ser causados por choques mecânicos no sistema quando de sua montagem e alinhamento, e para possibilitar uma maior flexibilidade quando do alinhamento mecânico do sistema.

III.4 LIMPEZA E PREPARAÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL

No processo de produção de baixas pressões, é indispensável a completa descontaminação das partes que estarão em contato direto com a região em alto vácuo.

Gases como Nitrogênio, Oxigênio, Hélio, vapor d'água, gás carbônico e outros, competem de maneira decisiva para

a redução do livre caminho médio do feixe de átomos ou moléculas que se quer estudar.

Sendo assim, todas as partes do sistema experimental devem ser primeiramente lavadas com sabão neutro e água em abundância e secas posteriormente com ar quente. Então, o sistema deve ser desengordurado pela ação de um banho com Tricloroetileno, feito passando-se papel absorvente embebido nesta substância, por todo o lado interno do sistema, inclusive flanges, janelas de vidro, fonte e detector. A seguir, um rápido banho com metanol, também feito com papel absorvente embebido.

Terminada esta etapa, as partes que compoem o sistema são montadas, respeitando os critérios estabelecidos anteriormente.

A fonte carregada de sódio metálico é alojada no interior de sua câmara, e o detector de catodo quente é adaptado à flange que lhe é reservada junto à câmara de interação.

Antes de proceder a evacuação do sistema, é conveniente efetuar um alinhamento grosso da posição do bocal da fonte, que deve estar alinhada ao longo do eixo longitudinal da câmara de interação.

Com a válvula de gaveta aberta, olha-se pela janela mais extrema da câmara de interação, em direção ao bocal da fonte, divisando o centro do mesmo. Caso este não esteja em uma posição satisfatória, deve-se ajustar os posicionadores vertical e/ou horizontal até que o centro do bocal coincida com eixo longitudinal do sistema.

Feito isto, a válvula é fechada e a produção de baixo vácuo é iniciada, o que é feito colocando as bombas

mecânicas em funcionamento.

Em geral, quando se efetua vácuo pela primeira vez em um sistema, algumas horas, muitas vezes dias são necessários para uma completa descontaminação interna, eliminando gases e vapor d'água indesejáveis que permanecem adsorvidos nas paredes do sistema e não são removidos pela ação de limpeza anteriormente mencionada.

Nesta fase de evacuação, a pressão interna do sistema deve estar em torno de 10^{-3} mbar.

Com esta pressão, as bombas difusoras podem ser acionadas, ligando as chaves contadoras magnéticas correspondentes, ligando também o fluxo de refrigeração de cada uma das bombas.

Após um intervalo de tempo que pode oscilar entre 30 e 60 min, dependendo do estado de pureza do sistema, as bombas difusoras entram em regime de funcionamento, tendo então o vácuo atingido um nível entre 10^{-4} e 10^{-5} mbar.

Nestas condições, o sistema pode ser deixado evacuando por longo período de tempo, noite e dia, sem que se precise estar permanentemente atento ao seu estado.

Quando da realização de experimentos com feixe atômico entretanto, a pressão no interior do sistema deve ser igual ou inferior a 10^{-6} mbar, e para isto, as armadilhas de N_2 das bombas difusoras devem estar cheias, e esta condição deve ser mantida após o experimento ter sido efetuado, enquanto a temperatura da fonte ainda não atingiu a temperatura ambiente interna à câmara, isto para que o óleo difusor não venha a ser contaminado por sódio metálico.

III.4.1 LIMPEZA E CARREGAMENTO DA FONTE

A operação de limpeza da fonte e seu carregamento com sódio metálico, não apresenta maiores dificuldades, a menos dos cuidados a serem observados, inerentes à manipulação de sódio metálico, que reage fortemente com água.

Por este motivo, todo o procedimento de abertura, limpeza, carregamento e montagem da fonte, é efetuado no interior de uma capela fechada, pelo interior da qual flui continuamente, Nitrogênio seco, o que leva a umidade relativa do ar no interior da capela a níveis inferiores a 5%.

Caso a fonte já tenha sido carregada anteriormente e empregada em experimentos com feixes atômicos, esta deve ser desmontada no interior da capela e imediatamente submersa em um recipiente adequado contendo metanol P.A., até que não haja mais reação sódio-metanol, caracterizada por uma leve efervescência junto aos pontos de reação. Em seguida, as partes que compoem a fonte são lavadas em metanol limpo e secas com ar quente.

Para evitar riscos de acidentes com sódio, este encontra-se embebido em óleo NUJOL no interior de um recipiente fechado.

Para proceder a operação de carregamento da fonte, pequenos pedaços de sódio devem ser separados e lavados por diversas vezes em éter de petróleo, secos e inseridos no interior do reservatório da fonte imediatamente após a limpeza.

Aproximadamente 50 g de sódio metálico é suficiente para preencher toda a cavidade do reservatório, e segundo cálculos feitos a partir das características de operação

da fonte tais como temperatura, pressão, volume e diâmetro do bocal estima-se que esta quantidade permita a realização de experimentos com o feixe de átomos por um período de 40 horas ininterruptas.

Carregada a fonte, esta deve então ser novamente montada verificando o seu isolamento do meio externo, a menos do bocal que deve estar tapado por um pedaço de papel alumínio enrolado ao seu redor, para que a fonte possa ser retirada para fora da capela.

O próximo passo é montar a fonte em seu suporte sob a flange móvel da câmara da fonte, não descuidando de posicionar as resistências de aquecimento do bocal e do reservatório em seus respectivos lugares, juntamente com as junções dos termopares.

Neste ponto, a fonte está em condições de ser inserida em sua câmara.

III.4.2 LIMPEZA DO DETECTOR DE CATODO QUENTE

Essencialmente, todas as partes que formam o conjunto do detector de catodo quente e seus suportes, são limpos seguindo as prescrições feitas anteriormente para o restante do sistema experimental apresentadas no item III.4, exceto o catodo de Tungstênio puro, o anodo e os contatos elétricos. Estes devem ser evitados de ser tocados com as mãos ou qualquer tipo de ferramenta que porventura venha contamina-las de maneira irreversível, pois as correntes elétricas transportadas por estas são da ordem de 10^{-13} Ampere, o que facilita e muito o

aparecimento de correntes de fuga, prejudiciais às medidas que se pretende efetuar.

Com base nestes fatos, é recomendável o uso de luvas cirúrgicas esterilizadas para a manipulação do detector, principalmente o anodo e o catodo no instante de sua montagem no braço.

III.5 PRODUÇÃO DE FEIXES ATÔMICOS E MOLECULARES

O estudo de feixes moleculares neutros a baixas pressões tem como característica primeira a ausência de colisões, ou seja, para todas as finalidades práticas estas podem ser desprezadas.

O primeiro experimento realizado com feixes atômicos foi feito por Dunoyer³⁵, que empregou um arranjo como ilustrado na figura III.8.

O arranjo consistia basicamente de três câmaras de vidro, interligadas entre si por estreitos canais colimadores, dentro das quais se produzia vácuo. O aparato todo media 20 cm de comprimento. No primeiro bulbo da esquerda era depositado sódio metálico o qual era feito evaporar por meio de aquecimento direto, sendo a pressão interna do vapor de sódio dependente da temperatura, do volume do bulbo e da massa de sódio presente.

A e B são canais colimadores

C é um anteparo onde eram recolhidos os átomos provenientes do feixe para posterior estudo de sua intensidade e distribuição de velocidades.

Figura III.8 Esquema do aparato experimental empregado por Dunoyer em seu experimento pioneiro com feixes atômicos.

O experimento consistia em medir a intensidade do feixe após passar pelos canais colimadores, e isto era feito, recolhendo-se os átomos de sódio provenientes do feixe em um anteparo convenientemente colocado frontalmente ao feixe.

Após este experimento pioneiro, muitos outros diferentes tipos de experimentos com feixes atômicos ou moleculares foram propostos e realizados, desenvolvendo e aprimorando desta forma, técnicas e métodos para o controle e estudo destes feixes.

Stern e colaboradores³⁶ foram decisivos no estabelecimento e aprimoramento das técnicas para produção de

feixes atômicos e moleculares, técnicas estas mantidas e empregadas até os nossos dias.

Medidas precisas de propriedades nucleares, moleculares e atômicas tiveram início em 1938 com a introdução por Rabi³⁷ do método da ressonância do feixe molecular. Em primeira instância o método foi empregado para o estudo e medidas do momentum nuclear magnético. Posteriormente, o método foi estendido com a aplicação da técnica de espectroscopia por radiofrequência feita por Kellog e colaboradores³⁸ em moléculas e por Kusch e Millman³⁹ para o estudo dos estados atômicos.

Atualmente, experimentos com feixes atômicos e moleculares tem sido realizados com sucesso em muitos laboratórios do mundo todo, destacando-se entre estes experimentos, os recentes trabalhos de deflexão de feixes atômicos por luz e resfriamento e aprisionamento de átomos neutros por pressão de radiação.

Para a realização de experimentos com feixes atômicos ou moleculares, é fundamental a existência de fontes, dentro das quais é produzido o vapor da substância da qual se quer produzir o feixe.

Em geral as fontes variam em forma e tamanho, dependendo das características da substância e do tipo de feixe a ser estudado, podendo depender também do tipo de medida a ser efetuada. Contudo, basicamente dois tipos de fontes são atualmente as mais empregadas. A primeira, usada para a produção de feixes de átomos e moléculas não condensáveis, isto é, gases em seu estado normal de temperatura e pressão, são feitas de reservatórios fechados, usualmente resfriados à temperatura de

nitrogênio líquido, dentro das quais se submete o gás a ser estudado a altas pressões, podendo este escapar para o meio externo à fonte por um estreito e longo canal ou fenda.

A segunda, empregada em maior escala na produção de feixes de átomos e moléculas cujo estado normal de temperatura e pressão é líquido ou sólido, é composta também por uma cavidade fechada, dentro da qual é depositada a substância a ser analisada e feita evaporar por aquecimento direto ou indireto, à temperaturas que variam de uma substância para outra. Também aqui o gás produzido pode escapar por um longo e estreito canal ou por uma fenda. Neste caso a fonte é dita ser do tipo efusiva.

A seguir é descrito com maior detalhe a produção de feixes atômicos e moleculares por efusão.

III.5.1 EFUSÃO DE MOLÉCULAS POR UMA FENDA

Seja dN o número de moléculas que emergem da fenda por unidade de tempo, dentro do ângulo sólido $d\Omega$, numa direção que faz um ângulo θ com a normal ao plano da fenda. Por argumentos da teoria cinética elementar^{40,41}, tem-se que,

$$dN = \frac{A}{4\pi} n \langle v \rangle \cos\theta d\Omega \quad (\text{III.1})$$

onde n é o número de moléculas por unidade de volume, $\langle v \rangle$ é a velocidade média das moléculas no interior da fonte e A é a área da fenda. Para um gás ideal à temperatura T e pressão p , pode ser escrito,

$$p=nKT \quad (\text{III.2})$$

onde K é a constante de Boltzman e o número total N de moléculas que emergem da fenda em todas as direções é calculado integrando a equação (III.2), com $d\Omega=2\pi\sin\theta d\theta$ e a integração em θ feita de $\theta=0$ até $\theta=\pi/2$. O resultado é:

$$N=\frac{A}{4} n\langle v \rangle \quad (\text{III.3})$$

Dois comentários a respeito destes resultados devem ser formulados aqui. O primeiro diz respeito ao choque das moléculas com as paredes da fenda, o que ocorre quando a abertura da fenda é muito estreita, mas no entanto, as moléculas emergem da mesma forma, sem mudança de direção. A outra, diz respeito à distribuição espacial de velocidades das moléculas que emergem da fenda, que possui a mesma velocidade média das moléculas no interior da fonte qual seja, $\langle v \rangle$. Em ambos os casos, a condição de $w \ll l$ deve ser satisfeita, onde w é a abertura da fenda e l o livre caminho médio das moléculas, onde l é dado por¹,

$$l=7.3 \times 10^{-20} \frac{T}{p\sigma} \quad (\text{III.4})$$

onde p é a pressão, T a temperatura em Kelvin e σ é a seção de choque colisional das moléculas.

III.5.2 EFUSÃO POR UM CANAL LONGO E ESTREITO

A lei do co-seno para efusão molecular que aparece na equação (III.2) foi estabelecida primeiramente por Knudsen⁴² e

verificada experimentalmente por Mayer⁴³ e outros. Por outro lado, se a fenda anteriormente mencionada for substituída por um canal longo e estreito, as moléculas que entram pelo canal em um ângulo grande, colidirão com as paredes internas do canal, tendo uma chance muito pequena de escapar, e desta forma a distribuição angular do feixe emergente será consideravelmente modificada quando comparada à distribuição angular do feixe que emerge pela fenda.

Para um canal cujo comprimento é igual ao diâmetro da abertura, Claussing⁴⁴ calculou a distribuição angular, verificando que esta é muito mais fechada do que no caso da fenda.

Uma consequência da distribuição angular modificada devido a abertura em forma de canal é que a quantidade total de gás que emerge da fonte é diminuída enquanto que aquela que emerge na direção do canal não é afetada, desde que a pressão seja suficientemente baixa dentro do canal para que possam ser desprezados todos os tipos de colisão nesta região, isto é, desde que $\ell \gg t$, onde ℓ é o livre caminho médio das moléculas e t o comprimento do canal.

O poder de reduzir a quantidade de partículas que emergem da fonte pode ser expresso em termos de um fator $1/k$, de modo que a equação (III.4), levando em conta a abertura tipo canal, se transforma em¹,

$$N = \langle 1/k \rangle \frac{A}{4} n \langle v \rangle \quad (\text{III.5})$$

Muitos autores calcularam^{45,46} o valor do fator

$1/k$ para várias formas de aberturas, sendo que para o caso de abertura retangular, $1/k=1$, como já era de se esperar.

III.5.3 INTENSIDADES E FORMAS DE FEIXES MOLECULARES

Se a pressão interna ao aparato experimental onde é produzido o feixe atômico ou molecular for suficientemente baixa de modo que a quantidade de partículas espalhadas dentro do feixe pode ser desprezada e se não existe nenhum tipo de colimador ou obstáculo que intercepte o feixe em alguma região do espaço, a intensidade do feixe nas vizinhanças de um suposto detector de átomos ou moléculas pode ser calculada a partir de primeiros princípios, empregando os resultados obtidos nas seções precedentes.

Se A_d é a área do detector, A_s a área da fonte e ℓ_o a distância que separa esta da fonte, a intensidade I de partículas que colidem com o detector, por unidade de tempo é¹,

$$I = \frac{1}{4\pi} \frac{A_d A_s}{\ell_o^2} n \langle v \rangle \quad \text{(III.6)}$$

ainda, se p é a pressão no interior da fonte (em mm de Hg), M o peso molecular (não o peso da molécula), T a temperatura em Kelvin, A_s e A_d em cm^2 e ℓ_o em cm, a equação (III.5) pode ser assim reescrita,

$$I = 1.12 \times 10^{22} \frac{p A_s A_d}{\ell_o^2 (MT)^{1/2}} \text{ (moléculas/sec) } \quad \text{(III.7)}$$

Se agora, uma fenda colimadora é posicionada entre

a fonte e o detector, a intensidade medida do feixe em uma dada posição, não é muito diferente daquela dada pela equação (III.6), dependendo apenas da porção do feixe que é interceptada pelo colimador. Em geral, a medida da intensidade do feixe depende da largura do canal da fonte, da largura da fenda colimadora e do tamanho do detector, ou mais especificamente, da área do detector, e de suas posições relativas.

De qualquer maneira, a forma do feixe pode muito facilmente ser calculada primeiro considerando a dependência da intensidade do feixe com a posição do detector no limite em que o tamanho do detector é infinitamente pequeno, de forma que o resultado não precisa também ser integrado sobre a área do detector.

A forma do feixe pode facilmente ser determinada com o auxílio da figura III.9 e figura III.10, onde,

$$p = \frac{1}{2} [\omega_c + (\omega_c - \omega_s)a] \quad \text{(III.8)}$$

$$d = \frac{1}{2} [\omega_c + (\omega_c + \omega_s)a] \quad \text{(III.9)}$$

$$a \equiv \ell_{cd}/\ell_{sc} = \ell_{sd}/\ell_{sc} - 1 = r - 1 \quad \text{(III.10)}$$

$$r = \ell_{sd}/\ell_{sc} \quad \text{(III.11)}$$

e onde ℓ_{cd} é a distância do colimador ao detector, ℓ_{sc} a distância da fonte ao colimador, ℓ_{sd} a distância da fonte ao detector, ω_s a largura do canal da fonte, ω_c a largura da fenda colimadora, p a largura do topo do trapézio (figura III.10) e d é

a meia largura da base do mesmo trapézio.

O caso de interesse prático é para $\omega_s = \omega_c = \omega$ e $a=1$, o que acarreta,

$$p = \frac{1}{2} \omega \quad (III.12a)$$

$$d = \frac{3}{2} \omega \quad (III.12b)$$

Desta forma, três são as regiões onde se pode determinar a intensidade do feixe $I(x)$ dependente da posição x do detector:

Região a: $-d \leq x \leq -p$

$$I(x) = I_0 \frac{d+x}{d-p} \quad (\text{III.13})$$

Região b: $-p \leq x \leq p$

$$I(x) = I_0 \quad (\text{III.14})$$

Região c: $p \leq x \leq d$

$$I(x) = I_0 \frac{d-x}{d-p} \quad (\text{III.15})$$

III.5.4 DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NO FEIXE

De acordo com a teoria cinética dos gases estabelecida por Maxwell^{40,41}, a distribuição de velocidades das moléculas no interior da fonte é,

$$dN = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\alpha^3} v^2 e^{-v^2/\alpha^2} \quad (\text{III.16})$$

onde dN é o número de moléculas com velocidade no intervalo v e $v+dv$ e N é o número total de moléculas, com

$$\alpha = \left[\frac{2KT}{m} \right]^{1/2} \quad (\text{III.17})$$

onde m é a massa de uma molécula, K a constante de Boltzman e T a temperatura em graus Kelvin. α pode ser interpretada como a velocidade mais provável das moléculas no interior da fonte, pois $d^2N/dv^2=0$ quando $v=\alpha$.

Se $I(v)dv$ é o número de moléculas do feixe com velocidade entre v e $v+dv$, então, integrando $I(v)dv$ para todos os valores possíveis da velocidade, deve-se encontrar a intensidade do feixe na região do detector, ou seja, o número total de moléculas que colidem com o detector por unidade de área por unidade de tempo, onde⁴⁷,

$$I(v)dv = \frac{2I_0}{\alpha^4} v^3 e^{-v^2/\alpha^2} \quad (\text{III.18})$$

e I_0 depende apenas da temperatura da fonte e da massa da molécula que se está tratando.

III.6 PRODUÇÃO DO FEIXE ATÔMICO

Após todo o sistema experimental ter sido evacuado seguindo os passos descritos no item III.4, o procedimento de aquecimento da fonte pode ser inicializado, começando sempre pelo bocal até aproximadamente 100° C, e depois o reservatório. Este procedimento é necessário para evitar a condensação de sódio no interior do bocal, causando seu entupimento.

Em geral não mais do que 30 Watt são necessários para um aquecimento do bocal até 400° C aproximadamente, e até 380° C para o reservatório, o que leva a aplicação de correntes elétricas nas resistências de aquecimento entre 1 e 1.5 Ampere, corrente esta controlada manualmente pelos VARIVOLT, e medidas por amperímetros colocados em série com cada uma das resistências.

É importante salientar que, tanto no aquecimento da fonte quanto no resfriamento, a temperatura do bocal deve permanecer sempre superior à temperatura do restante da fonte, no mínimo 20° C.

Nestas condições, o sódio metálico que entra em ebulição próximo a 220° C, está completamente no estado gasoso sob pressão no interior da fonte, o que acarreta a sua saída para

o meio externo à fonte pelo bocal na forma de feixe, com uma velocidade média em torno de 800 m/s, em direção à câmara de interação.

Nesta configuração, o feixe gerado não apresenta qualquer tipo de colimação, e uma primeira caracterização de seu perfil transversal mostra quão divergente é o feixe que emerge do bocal.

Posteriormente, é acrescentado ao aparato experimental, um colimador, em formato de fenda, de 10 mm de altura por 0.5 mm de abertura, colocada numa posição intermediária entre a fonte e o detector de catodo quente, encaixada no interior da flange MDC CF 35 da entrada da câmara de interação. É formada por duas lâminas de barbear comerciais, fixas com EPOX para alto vácuo em um disco de alumínio de 34.8 mm de diâmetro por 10 mm de altura, no centro do qual é feito um orifício passante de 10 mm de diâmetro por onde atravessa o feixe colimado em direção ao detector.

Com esta geometria, o feixe atômico emergente da fenda possui um formato de faixa, que caminha paralelamente ao catodo do detector.

Desta forma, consegue-se uma maior resolução espacial do detector, pois esta é inversamente proporcional a área do catodo e a área da fenda de colimação, e toda área do catodo é utilizada.

Além disto, a distribuição transversal de velocidades torna-se bastante reduzida, o que é essencial em experimentos de deflexão de feixes atômicos, onde o que se quer medir é exatamente o ganho transversal de momentum linear

transferido para os átomos devido à absorção de fótons, cujas medidas dependem fortemente da colimação alcançada pelo aparato experimental em questão.

No experimento aqui reportado, apenas uma fenda é empregada para colimação do feixe atômico, embora não seja raro o caso onde duas ou mais fendas de aberturas decrescentes são empregadas, na tentativa de melhorar ainda mais a resolução espacial do experimento, sacrificando, contudo, a eficiência do detector que depende do número de átomos que o alcançam o detector e são ionizados na superfície do catodo quente.

III.7 CARACTERIZAÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL

III.7.1 CARACTERIZAÇÃO DO DETECTOR DE CATODO QUENTE

No capítulo anterior, descrevemos a geometria do detector aqui empregado, bem como suas características mais fundamentais para a detecção de feixes atômicos na forma de estreitas faixas.

Como diodo, duas são as principais características fundamentais. A primeira diz respeito à corrente de anodo (I_a) como função da corrente de aquecimento do catodo (I_c), para um dado potencial fixo do anodo (V_a), a segunda, está relacionada com a corrente I_a como função de V_a , para um dado valor de I_c .

Para as finalidades experimentais aqui relatadas, apenas a primeira destas duas características tem significado relevante, pois está estritamente ligada ao ponto de operação do detector, onde o ganho é máximo, e também porque, estando o

potencial V_a de anodo fixo em -9 Volt, a segunda característica deixa de ter validade para todas as finalidades práticas.

A figura III.11 ilustra um esquema simplificado da eletrônica de medição empregada, enfatizando as conexões elétricas para alimentação do catodo pela fonte de corrente DC, e a alimentação do anodo pela bateria e saída do sinal para o amplificador de corrente.

O processo experimental para a caracterização do detector de catodo quente segue basicamente os passos relatados a seguir:

Com a válvula fechada e a fonte aquecida na temperatura de operação, o detector é posicionado no centro da câmara de intermediária.

Fixo nesta posição, a fonte de corrente DC que alimenta o catodo é ligada, inicialmente fornecendo 0 mA de corrente, e neste instante, o valor da corrente de efeito válvula I_n , medido pelo eletrômetro é anotado. Em seguida, a válvula é aberta e o valor da corrente total I_t , que é a corrente de efeito válvula somada à corrente devido aos átomos que colidem com o catodo, fornecida pelo eletrômetro é anotado. Feito isto, a válvula é novamente fechada, a corrente de alimentação do catodo I_c é aumentada em 10 mA e o novo valor da corrente I_n é anotado, depois do que novamente a válvula é aberta e o valor da corrente I_t é anotado.

A-catodo do detector

B-anodo do detector

C-bateria comercial de 9 Volt

D-eletrômetro KEITLEY 610C (10^{-16} A de fundo de escala)

E-multímetro digital com precisão na quarta casa decimal

F-fonte de corrente DC para alimentação do catodo (0-3 A)

Figura III.11 Eletrônica empregada para medição dos sinais enviados pelo detector de catodo quente.

Os passos acima são repetidos de 10 em 10 mA até 900 mA para a corrente I_c .

Desta forma o resultado obtido, é representado por duas curvas. A primeira mostra a relação existente entre a corrente I_c de alimentação do catodo como função da corrente de efeito válvula I_n , devido a alta temperatura do catodo; a segunda, mostra a relação entre a mesma corrente de catodo I_c como função da corrente I_a devida apenas aos átomos que colidiram com o catodo quente do detector, dada pela relação:

$$I_a = I_t - I_n \quad (\text{III.19})$$

Onde I_a é a corrente líquida, I_t é a corrente de

efeito válvula mais a corrente líquida e I_n é a corrente de efeito válvula.

A segunda curva obtida deve fornecer as informações necessárias do melhor ponto de operação do detector, onde o ganho é máximo, para um dado valor de I_n , isto é, qual a melhor corrente de catodo I_c fornece o maior ganho possível para o detector.

III.7.2 CARACTERIZAÇÃO DO FEIXE ATÔMICO

A próxima etapa a ser cumprida antes da realização de experimentos de espalhamento de átomos por luz, é a caracterização do perfil transversal do feixe de átomos, primeiro sem qualquer tipo de colimação, depois com a colimação feita pela fenda retangular, mencionada anteriormente.

Para a realização desta caracterização, o detector deve ser colocado em uma posição extrema, o que é feito movendo o micrômetro até o final de seu curso, o que garante que o detector está afastado do centro da câmara de intermediária.

A partir dos resultados obtidos com as medidas de caracterização do detector de catodo quente feitas anteriormente, é escolhida a melhor corrente de catodo I_c , aquela que fornece o máximo ganho ao detector, e o catodo é alimentado com esta corrente, que agora permanecerá fixa neste valor. Com a válvula fechada, interrompendo o feixe atômico, é medido o valor da corrente I_n e então a válvula é aberta deixando passar o feixe de átomos, e o valor da corrente total I_t é medido.

Deslocando pelo micrômetro o detector de uma

distância de 0.5 mm, um novo valor da corrente total I_t é fornecido pelo detector devido ao maior número de átomos que o atingem, pois o detector está sendo movimentado em direção ao centro do feixe.

Repetindo estes passos até que todo percurso do micrômetro tenha sido varrido, com variações na posição de 0.5 em 0.5 mm, a curva levantada da corrente de anodo I_a , dada pela relação (III.19) versus a posição do detector fornece uma visão do perfil transversal de velocidades do feixe atômico em questão, lembrando que este está desprovido de qualquer tipo de colimação.

Outra característica a ser levantada, é a relação existente entre a intensidade do feixe nas vizinhanças do detector, dada pela corrente de anodo I_a , versus a temperatura da fonte. Para realizar esta caracterização, é interrompido o processo de aquecimento da fonte e, na medida em que esta for esfriando, os valores da corrente de anodo são anotados. Para estas medidas, as características do detector são as mesmas aplicadas no experimento anterior, e o intervalo mínimo de temperatura medido é de 10°C .

Com a fonte fria e a válvula fechada, interrompe-se o processo de evacuação da câmara de interação, primeiro desligando a resistência de aquecimento do óleo difusor. Até que a bomba tenha atingido a temperatura ambiente, então são desligadas as bombas mecânicas.

Feito isto, insere-se na entrada da câmara de interação a fenda de colimação, o detector é posicionado junto à câmara de interação e o processo de evacuação é retomado.

Agora com a fenda, o passo seguinte é a

caracterização do feixe colimado, o que é feito seguindo-se exatamente todas as etapas descritas para a caracterização do feixe não colimado.

A seguir são apresentados os resultados obtidos para a caracterização do detector de catodo quente, bem como aqueles pertinentes à caracterização do perfil transversal do feixe atômico produzido.

III.8 RESULTADOS

III.8.1 CARACTERÍSTICAS DO DETECTOR DE CATODO QUENTE

Como mencionado no item III.6.1, a característica mais fundamental do detector de catodo quente, diz respeito ao seu ponto de operação ótimo, isto é, a intensidade do feixe medida pela corrente de anodo I_a como função da corrente da catodo I_c , para um dado valor do potencial de anodo V_a .

A figura III.12 trás o resultado de I_a vs I_c para $V_a = -8.87$ Volt. Da figura obtém-se imediatamente que o máximo ganho do detector nesta configuração está em torno de $I_c = 790$ mA, sendo que para valores maiores ou menores do que este, o ganho torna-se expressivamente menor.

A figura III.13 ilustra a curva de efeito válvula do detector, mostrando que, para o intervalo de corrente I_c analisado, a corrente de válvula cresce exponencialmente com I_c .

III.8.2 RUÍDO

Como mencionado no item III.6.1, não foram realizadas medidas quantitativas do ruído contido nas resultados experimentais, apenas de forma qualitativa, o ruído observado é devido às flutuações na emissão dos portadores pelo catodo aquecido, e devido ao ruído térmico nos terminais do resistor de entrada do eletrômetro. Observações visuais diretas, levam à conclusão de que basicamente todo o ruído contido nas medidas é do tipo térmico de largo espectro em frequência, situado em região de altas frequências, o que torna o ruído observado um sinal praticamente DC.

III.8.3 CARACTERÍSTICAS DO FEIXE ATÔMICO

A primeira das características do feixe atômico medida foi a dependência da intensidade do feixe nas vizinhanças do detector como função da temperatura da fonte. O resultado obtido está ilustrado na figura III.14 com um gráfico de I_a vs T . Do gráfico fica evidente a dependência da intensidade com $T^{1/2}$ como já havia sido previsto pela expressão (III.17), que integrada para todos os valores possíveis da velocidade, isto é, no intervalo $[0, +\infty)$, resulta em I_o , onde,

$$I_o = \frac{N}{V} \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{2KT}{m} \right)^{1/2} \quad \text{(III.19)}$$

é a intensidade no centro do feixe.

III.8.3a CARACTERÍSTICAS DO FEIXE NÃO COLIMADO

Preliminarmente às medidas do perfil transversal do feixe atômico e aos experimentos de espalhamento do feixe por luz, foram realizadas medidas do perfil do feixe sem qualquer tipo de agente colimador, com o detector posicionado a 50 cm da fonte junto à câmara intermediária, construída para este propósito.

O resultado obtido encontra-se na figura III.15.

Para a tomada destas medidas, os parâmetros da fonte, do detector e do sistema experimental foram os seguintes: temperatura da fonte $T_s=653$ K, temperatura do bocal $T_n=673$ K, corrente de catodo $I_c=790$ mA, tensão de anodo $V_a=-8.87$ V e

pressão interna ao sistema $p=1.6 \times 10^{-6}$ mbar, o que corresponde a um livre caminho médio dos átomos de sódio de aproximadamente 8.5 m.

III.8.3b CARACTERÍSTICAS DO FEIXE COLIMADO

Básicamente a caracterização do feixe colimado é feita como para o feixe não colimado, exceto pelo fato de que agora o detector é posicionado afastado da fonte, junto à câmara de interação, e entre este e a fonte é colocada a fenda colimadora retangular de 10 mm de altura por 0.5 mm de abertura, como já mencionado anteriormente.

Os parâmetros da fonte e do detector, bem como do sistema experimental, são análogos àqueles mencionados no item

anterior, e as distâncias fonte-colimador e colimador-detector são 50 cm e 70 cm respectivamente.

O resultado obtido para o perfil transversal do feixe colimado se encontra na figura III.16, onde são apresentadas também as dimensões da fenda e do detector, comparativamente à largura da meia altura do perfil do feixe.

No capítulo seguinte são apresentados os testes realizados com o detector de catodo quente em experimentos de deflexão do feixe atômico por luz.

IV-APLICAÇÕES DO DETECTOR DE CATODO QUENTE EM EXPERIMENTOS DE DEFLEXÃO DE FEIXES ATÔMICOS POR LUZ

IV.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão apresentados os testes realizados com o detector de catodo quente construído.

Apenas para uma melhor organização, o capítulo está dividido em três partes distintas, onde a primeira delas, trata especificamente da teoria da interação da radiação com a matéria, considerando a matéria como um sistema quântico de dois níveis, fundamental $|g\rangle$ e excitado $|e\rangle$, enquanto o campo eletromagnético é tratado em sua forma clássica, com os operadores posição e momento de dipolo elétrico tomados como os valores médios destes operadores.

A segunda parte trás de forma sucinta porém clara, todo o procedimento experimental adotado na tomada das medidas ora em questão, bem como apresenta todas as características técnicas do sistema ótico empregado e da fonte de luz para a realização dos experimentos de espalhamento.

Finalmente, o terceiro e último item trás os resultados obtidos, principalmente na forma de gráficos e juntamente com estes, algumas considerações preliminares a cerca dos mesmos, deixando para o último capítulo, uma discussão do trabalho como um todo e também algumas conclusões e sugestões

para futuros trabalhos.

IV.2 TEORIA

De forma geral, os efeitos mecânicos da radiação sobre a matéria já foi e ainda é objeto de intensos estudos teóricos e mais recentemente, com o advento do LASER, experimentais.

É comum dividir o tratamento teórico da interação da luz com a matéria em duas categorias, uma que trata o sistema de maneira semi-clássica, ou seja, trata a matéria como um sistema quântico, muitas vezes como um simples sistema de dois níveis, e o campo eletromagnético na sua forma clássica; a outra, trata o sistema matéria+campo como um todo, e de forma totalmente quântica, levando em conta todos os efeitos de flutuações na intensidade, emissão espontânea e estimulada de luz pela matéria, e outros efeitos.

Neste trabalho não se procurará estabelecer um novo tratamento ou obter algum novo resultado, apenas informar os resultados mais significativos no que tange à transferência de momentum do campo da onda eletromagnética para o sistema atômico, apresentar as teorias atualmente aceitas para as forças de pressão de radiação, espalhamento de átomos por luz e, de forma mais detalhada, os resultados mais recentes sobre força de dipolo ou força induzida⁴⁸.

IV.2.1 RECUO DE SISTEMAS ATÔMICOS DEVIDO A ABSORÇÃO DE FÓTONS

O primeiro trabalho reportado no qual aparece explicitamente o termo "RECUO POR ABSORÇÃO DE FÓTON", foi apresentado por Kyröla e Stenholm⁴⁹ em 1977. Neste trabalho é tratado o processo de multifóton para um sistema de dois níveis com alargamento Doppler, e os resultados são interpretados como um processo quântico de absorção (ou emissão) de fótons de momentum $\hbar k$, chamados Dopplerons.

Posteriormente, Cook e Bernhart⁵⁰ estabeleceram uma teoria, na qual o processo de transferência de momentum dos fótons para os átomos é tratado no limite de curto tempo de interação entre átomo e campo. Neste trabalho, os movimentos interno e translacional dos átomos são tratados quanticamente ao passo que o campo eletromagnético é tratado classicamente.

Os resultados obtidos revelam que a taxa de momentum transferido do campo para os átomos de forma induzida, é mais eficiente do que a taxa espontânea, característica de pressão de radiação; por isto é dita taxa induzida ou de Rabi.

Em 1979, Cook⁵¹ estabeleceu uma aplicação do teorema de Ehrenfest⁵² para estabelecer uma visão mais realista para o movimento atômico no interior do campo de uma onda eletromagnética ressonante, onde é apresentada uma teoria unificada da força de pressão de radiação, incluindo efeitos de emissão espontânea, e interações com força induzida, relacionada com a transferência líquida de momentum do campo para o átomo.

Um estudo detalhado da distribuição de momentum atômico no campo de uma onda eletromagnética ressonante foi feito

por Mandel⁵³ em 1979.

Em 1982, S. Stenholm⁵⁴ discute teóricamente a conexão entre a distribuição de momentum atômico devido ao recuo por absorção de fóton e a teoria estatística dos fótons.

O trabalho é baseado nas transformadas de Fourier com respeito ao momentum e uma aproximação assintótica revela uma equivalência com o tratamento feito a partir da equação de Fokker-Planck⁵⁵.

Finalmente, uma teoria totalmente quântica do recuo de átomos devido a absorção de fótons é apresentada em 1984 por Kazantsev e colaboradores⁵⁶. Neste trabalho é apresentado pela primeira vez um estudo com condições similares às aquelas encontradas experimentalmente.

IV.2.2 FORÇA DE PRESSÃO DE RADIAÇÃO

Há muito tempo conhecida e estudada, tendo todas as suas características bem compreendidas, a força de pressão de radiação só agora tem recebido atenção mais destacada dentro da comunidade científica em geral, primeiro devido ao advento do laser, depois com os recentes e pioneiros experimentos de resfriamento de amostras atômicas⁵⁷ e aprisionamento de átomos neutros⁵⁸⁻⁶⁰ por pressão de radiação.

Kazantsev⁶¹, em 1978 emprega a teoria da força de pressão de radiação para demonstrar que é possível a aceleração e resfriamento de átomos por luz.

Neste trabalho, o autor demonstra que, sendo a força de pressão de radiação do tipo ressonante, esta pode ser

empregada em experimentos de separação de isótopos e átomos excitados de um feixe de átomos neutros.

Posteriormente, em 1979, Minogin e Serimaa⁶² calculam o efeito da pressão de radiação do campo de uma intensa onda estacionária sobre átomos.

É demonstrado que, na saturação, a dependência desta força com a velocidade dos átomos na direção da onda, inclui variações devido à ressonância de multifóton, sendo que para baixas velocidades, o resultado é apenas um troca no sinal da força.

Um estudo mais completo do movimento atômico no interior de um campo eletromagnético ressonante é apresentado em 1981 por Kazantsev⁶³ onde é estudada a influência da força de pressão de radiação sobre o movimento de átomos e moléculas.

A equação de movimento é obtida descrevendo a ação sobre as partículas devido à pressão de radiação e suas flutuações.

O espalhamento de sistemas atômicos por pressão de radiação ressonante é tratado com detalhes por Grinchuk e colaboradores⁶⁴, que trata o efeito da pressão de radiação sob condições de forte saturação das transições ressonantes, quando o tempo de interação átomo-campo é curto (menor do que o tempo de vida radiativo).

A teoria de pressão de radiação ressonante, do movimento de sistemas atômicos de dois níveis no interior do campo de uma onda eletromagnética ressonante ou quasi-ressonante de amplitude e fase arbitrárias, incluindo efeitos de relaxação radiativa devido a interação com o vácuo do campo

eletromagnético, é apresentada formalmente por Cook⁶⁵, a partir de primeiros princípios.

Em particular, o efeito das flutuações da força de pressão de radiação sobre a difusão do momentum atômico é investigado.

No caso de um sistema atômico de dois níveis interagindo com o campo eletromagnético de uma onda caminhante do tipo $E_0 \exp[ik \cdot r - i(\omega_0 + \Delta)t] + c.c.$, a força que atua sobre o átomo é dada por⁶⁶:

$$F_{sp} = \hbar k \Gamma \mathcal{W} \quad (IV.1)$$

onde Γ é a largura de linha da transição e $\mathcal{W}$ a população do nível excitado, dada por:

$$\mathcal{W} = \frac{|\mu E_0|^2}{(\Delta^2 + \Gamma^2/4)\hbar^2 + 2|\mu E_0|^2} \quad (IV.2)$$

sendo μ o elemento de matriz de dipolo da transição e Δ a dessintonia entre a frequência do laser e a frequência da transição $3S_{1/2}(F=2, m=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3, m=3)$ do átomo de sódio.

A força (IV.1) aparece como consequência do seguinte processo: um átomo absorve um fóton de momentum $\hbar k$ da onda caminhante na direção do vetor de onda k , e emite espontaneamente uma onda esférica de momentum médio nulo.

Por outro lado, em regime de saturação, a força (IV.1) não mais depende da magnitude E_0 do campo elétrico, dependendo apenas da taxa de emissão espontânea, medida pela largura Γ , e é dada por⁶⁶:

$$F_{sp} \approx \frac{\hbar k \Gamma}{2} \quad (IV.3)$$

Experimentos de deflexão de átomos de sódio pela força (IV.3) foram realizados por Vialle⁶⁷ e Schieder³¹ e a separação de isótopos empregando esta técnica foi feita por Bernhart⁶⁸.

No campo de uma onda estacionária, com $E_0(r) = E_0 \cos k.r$, a força é mais efetiva do que (IV.1)⁶⁸, e usualmente os experimentos efetuados empregam onda estacionária.

IV.2.3 FORÇA INDUZIDA OU DE DIPOLO

Os efeitos da força induzida ou força de dipolo, como também é denotada, foram primeiramente estudados em um trabalho experimental reportado por J. E. Bjorkholm et al.⁶⁹, onde foi observada a focalização de um feixe de átomos de sódio pela ação de forças induzidas, exercidas pelo gradiente de intensidade de um feixe de laser cw ressonante e co-propagante com o feixe atômico.

O aprisionamento de átomos neutros empregando forças de dipolo foi considerado teóricamente pela primeira vez por Cook⁶⁹, baseado no trabalho "THE QUANTUM THEORY OF RADIATION" de 1917, publicado por A. Einstein, no qual é introduzido o conceito de emissão estimulada.

Entretanto, apenas em 1985 foi estabelecida uma teoria formal quântica do movimento atômico dentro do campo de uma onda eletromagnética e sua interação com esta, com especial

ênfase para as forças de dipolo, apartir do conceito fundamental de "Átomo-Vestido"⁷⁰ introduzido por C.C.-Tanoudji.

Do ponto de vista usual semi-clássico de Heisemberg, o ponto de partida para a determinação de uma expressão analítica para a força de dipolo, em termos dos "Estados-Vestidos" é resolver a equação de movimento para o operador momentum atômico $\mathcal{P}$. Por definição,

$$\mathcal{F} = \frac{d\mathcal{P}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \mathcal{P}] \quad (\text{IV.4})$$

e a aproximação semi-clássica é substituir o operador posição $\mathcal{R}$ pelo seu valor médio r , de modo que,

$$F(r) = \langle \mathcal{F}(\mathcal{R}) \rangle \quad (\text{IV.5})$$

e, como consequência, a contribuição dos modos vazios do campo desaparecem¹, e a força média (IV.5) é devida apenas ao gradiente do acoplamento átomo + modo do laser, dada por:

$$F(r) = \langle b^+ a_l \nabla [\vec{\mu} \cdot \vec{\varepsilon}(r)] + b a_l^+ \nabla [\vec{\mu} \cdot \vec{\varepsilon}^*(r)] \rangle \quad (\text{IV.6})$$

onde b e b^+ são os operadores de abaixamento e levatamento dos níveis atômicos, a_l e a_l^+ são os operadores de aniquilação e criação de um fóton no modo do laser, $\vec{\mu}$ é o operador momento de dipolo elétrico da transição, e $\vec{\varepsilon}$ e $\vec{\varepsilon}^*$ são as componentes de frequência negativa e positiva do campo eletromagnético avaliadas no ponto r .

O resultado da operação em (IV.6) é,

$$F(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\omega_1(\mathbf{r})}{2} i\nabla\varphi(\mathbf{r}) \left[\rho_{eg} e^{-i\varphi(\mathbf{r})} - \rho_{ge} e^{i\varphi(\mathbf{r})} \right] -$$

$$- \frac{\hbar\nabla\omega_1(\mathbf{r})}{2} \left[\rho_{eg} e^{-i\varphi(\mathbf{r})} - \rho_{ge} e^{i\varphi(\mathbf{r})} \right] \quad (\text{IV.7})$$

onde,

$$\rho_{i,j} = \sum_n \langle i, n | \rho | j, n \rangle, \quad i, j = e, g \quad (\text{IV.8})$$

são as coerências reduzidas da matriz densidade para os estados vestidos⁴⁸, $\omega_1(\mathbf{r})$ é a frequência de Rabi que caracteriza a largura do acoplamento átomo-campo e $\varphi(\mathbf{r})$ é a fase do campo.

A expressão (IV.7) pode ser dividida em duas partes com interpretações físicas distintas: a primeira, representada pelo primeiro termo à direita de (IV.7) é a já conhecida força de pressão de radiação, proporcional ao gradiente da fase da onda; o segundo, representado pelo segundo termo à direita de (IV.7), é a procurada força de dipolo, proporcional ao gradiente da frequência de Rabi e, portanto, ao gradiente da intensidade do campo.

Desta forma, o primeiro termo à direita de (IV.7) será desprezado nos cálculos posteriores, e somente o termo da força de dipolo será considerado.

Os estados vestidos, obtidos apartir da diagonalização do Hamiltoniano total do sistema átomo + campo + acoplamento átomo-campo, são⁴⁸,

$$|1,n;r\rangle = e^{i\varphi(r)/2} \sin\theta(r) |e,n\rangle + e^{-i\varphi(r)/2} \cos\theta(r) |g,n+1\rangle \quad (\text{IV.9a})$$

$$|2,n;r\rangle = -e^{i\varphi(r)/2} \sin\theta(r) |e,n\rangle + e^{-i\varphi(r)/2} \cos\theta(r) |g,n+1\rangle \quad (\text{IV.9b})$$

onde,

$$\cos 2\theta(r) = -\frac{\Delta}{\Omega(r)}, \quad \sin 2\theta(r) = \frac{\omega_1(r)}{\Omega(r)} \quad (\text{IV.10})$$

e

$$\Omega(r) = \left[\omega_1(r)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.11})$$

Com (IV.9), (IV.10) e (IV.11), a força de dipolo média pode ser assim reescrita,

$$F_{\text{dip}} = \frac{\hbar \nabla \Omega(r)}{2} \left[\Pi_2(r) - \Pi_1(r) \right] - \hbar \Omega(r) \nabla \theta(r) (\rho_{12} + \rho_{21}) \quad (\text{IV.12})$$

onde¹,

$$\Pi_i(r) = \sum_n \langle i,n;r | \rho | i,n;r \rangle \quad (\text{IV.13})$$

é a população do estado "i".

Sendo então (IV.12) a força de dipolo média

procurada.

Posteriormente ao trabalho de Tanoudji; Moskowitz e colaboradores³³, realizaram um trabalho teórico-experimental mais realista do que os anteriores, de deflexão de um feixe de átomos de sódio por força de dipolo, assegurada pelo curto tempo de interação e alta intensidade, condições mais do que suficientes para desprezar efeitos de emissão espontânea.

Seja,

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{átomo}} - \vec{\mu} \cdot \vec{E} \quad (\text{IV.14})$$

o Hamiltoniano total do sistema, onde $\mathcal{H}_{\text{átomo}}$ é o Hamiltoniano das coordenadas internas do átomo, e $-\vec{\mu} \cdot \vec{E}$ o termo de interação átomo-campo na aproximação de dipolo, com $\vec{E}(z,t) = 2\vec{E}_0 \cos k_z z \cos \omega t$ o campo de uma onda estacionária de amplitude $2E_0$ e frequência ω .

Os auto valores da energia são,

$$\frac{1}{2} \hbar \omega_R^{\pm}(z) = \pm \frac{\hbar}{2} \left[\Omega_R^2 \cos^2 k_z z + \Delta^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.15})$$

onde,

$$\Omega_R = \frac{2}{\hbar} (\vec{\mu} \cdot \vec{E}_0) \quad (\text{IV.16})$$

No apêndice B o leitor encontrará uma dedução mais formal da expressão (IV.15).

A energia (IV.15) pode ser encarada³³ como sendo a energia potencial do sistema átomo + campo, e então a força de dipolo é proporcional ao gradiente desta energia potencial, dada

por,

$$F_{\pm} = - \frac{\hbar}{2} \nabla \omega_{\mathbf{R}}^{\pm}(\mathbf{r}) \quad (\text{IV.17})$$

onde o sinal "+" indica a força de interação forte (+) com o campo e de interação fraca (-).

Apartir de (IV.17), pode ser determinado o momentum clássico máximo transferido aos átomos pelo campo³³, e é dado por,

$$p_m = \frac{\hbar k}{2} \left[(\Omega_{\mathbf{R}}^2 + \Delta^2)^{1/2} \pm |\Delta| \right] T \quad (\text{IV.18})$$

onde T é o tempo de interação. No apêndice C o leitor encontrará uma dedução mais detalhada do resultado (IV.18).

O momentum quadrático médio para esta distribuição é⁷¹,

$$\langle p^2 \rangle = \frac{p_m^2}{2} \quad (\text{IV.19})$$

e, na condição de ressonância ($\Delta = 0$),

$$\langle p^2 \rangle = \frac{p_o^2}{2} \quad (\text{IV.20})$$

onde p_o é o momentum médio dos átomos na direção da onda estacionária.

Um tratamento quântico mais geral, para o caso de frequência de excitação ω e tempo de interação arbitrários (ignorando efeitos de decaimento espontâneo), é feito por Bernhart⁷², onde o caso especial de não ressonância e não

ortogonalidade átomo - laser é tratado.

Para uma amplitude arbitrária e constante (laser cw) do campo, a função de onda atômica dependente do tempo é dada por,

$$\psi(z,t) = a_s e^{i\omega_R^- t/2} |s\rangle + a_v e^{i\omega_R^+ t/2} |w\rangle \quad (\text{IV.21})$$

onde a_s e a_v são coeficientes independentes do tempo, dependendo apenas das condições iniciais, e os estados vestidos $|s\rangle$ e $|w\rangle$, podem ser expressos em termos da base atômica $|g\rangle$ e $|e\rangle$.

Na aproximação em que o átomo se move muito menos do que o comprimento de onda do laser, na direção de propagação deste, a interação afeta apenas a fase da função de onda espalhada (caso adiabático)¹ e resultados analíticos são obtidos nos limites $\Delta = 0^3$ e $\Delta \gg \Omega_R^{71}$.

A probabilidade $\mathcal{P}(p,T)$ que um átomo adquira momentum p no tempo T , para $\Delta = 0$, é dada por,

$$P(p,T) = J_n^2\left(\frac{\Omega_R T}{2}\right) \quad (\text{IV.24})$$

onde J_n^2 é a função de Bessel de ordem n , com

$$n = \frac{p}{\hbar k} \quad (\text{IV.25})$$

(IV.23) implica em uma quantização do momentum transferido em unidades do momentum do fóton, $\hbar k$.

A distribuição (IV.22) representa um envelope que cresce com a ordem n da função de Bessel, até um valor máximo

quando a ordem iguala ao argumento da função, decrescendo em seguida.

O máximo na distribuição corresponde à divergência no cálculo clássico e é dada pela expressão (IV.18) para $\Delta = 0$.

Para o caso adiabático⁷¹,

$$P(p,T) = J_{n/2}^2\left(\frac{\Omega_R^2 T}{8\Delta}\right) \quad (IV.24)$$

para ordem par, enquanto que para ordem ímpar, a distribuição é exponencialmente menor.

Este resultado possui uma interpretação física razoável: para um átomo deixando a região de interação no estado fundamental, um número par de fótons deve ter sido envolvido, visto que o átomo entra nesta mesma região no estado fundamental.

Matematicamente, para um potencial sinusoidal não ressonante de periodicidade $\lambda/2$, o resultado é a difração dos átomos em múltiplos inteiros de $2\hbar k$, que é o vetor da rede recíproca do campo.

O formalismo de espalhamento clássico origina uma distribuição contínua de momentum espalhado, com mínimo no centro do pacote e crescendo lentamente para ambas as singularidades laterais. A separação entre estes máximos é proporcional à intensidade do campo na ressonância e ao quadrado da intensidade fora da ressonância.

O formalismo quântico revela uma distribuição discreta, em unidades de $\hbar k$, que é proporcional ao quadrado da função de Bessel, cuja ordem é igual ao momentum espalhado, dividido pelo momentum do fóton incidente.

Na ressonância, os átomos espalham em todas as ordens, e o envelope segue a bifurcação predita no caso clássico. Fora da ressonância, o caso adiabático prediz a ausência de ordem ímpar⁷¹.

IV.3 O EXPERIMENTO

O teste aplicativo do detector de catodo quente empregado nos experimentos de deflexão de feixe atômico por luz foi realizado em três etapas. A primeira investiga os efeitos e a deflexão do feixe atômico quando interagindo com um feixe de laser em forma de onda caminhante, isto é, o laser é feito incidir perpendicularmente ao feixe de átomos, atravessando este. A segunda, investiga os mesmos efeitos onde agora, o feixe de laser, após atravessar a região do feixe atômico, é feito incidir sobre um espelho plano totalmente refletor, voltando sobre si mesmo para a região de interação, caracterizando uma onda estacionária, e com esta configuração, pretende-se estudar os efeitos da força induzida sobre os átomos do feixe, como mencionado anteriormente. Por último, é analisado os efeitos da mesma onda estacionária sobre o feixe atômico, que agora atravessa uma região onde se criou um gradiente de campo magnético na tentativa de sintonizar a linha de transição mais forte dos átomos de sódio além de eliminar o efeito Doppler na região na direção transversal ao feixe atômico.

Durante todas as investigações feitas com onda caminhante, estacionária e com gradiente de campo magnético, foram também analisados simultaneamente os efeitos da dessintonia

átomo-laser, isto é, a frequência do laser foi, para todas as medidas, dessintonizada da transição ora para o azul, ora para o vermelho.

A fonte de luz empregada em todas as medidas foi um laser de corante com cavidade em anel (COHERENT 699), estabilizado em frequência, bombeado pela linha de 514.5 nm de um laser de argônio (COHERENT INNOVA-100). O corante utilizado foi a rodamina 6G em uma concentração de 3×10^{-4} Moles por litro de metanol. A potência empregada foi sempre de 400 mW, salvo informação contrária.

IV.3.1 DEFLEXÃO DO FEIXE ATÔMICO POR ONDA CAMINHANTE

Com o detector ajustado para ganho máximo e posicionado num dos extremos de seu curso, é medido e anotado o valor da corrente de efeito válvula I_n , estando a válvula fechada, interrompendo a passagem do feixe de átomos de sódio.

A luz proveniente da fonte laser é convenientemente feita incidir perpendicularmente ao feixe atômico, através da primeira janela de 150 mm de diâmetro mais próxima da fonte, passando antes por uma lente convergente com foco distanciado do feixe de átomos, resultando em um feixe expandido incidindo sobre a região de interação. Isto é feito para aumentar o volume da região de interação, garantindo um maior número de absorções de fótons pelos átomos que atravessam esta região.

Com esta configuração, o laser é sintonizado na transição $3S_{1/2} (F=2, m_f=2) \longrightarrow 3P_{3/2} (F=3, m_f=2)$ dos átomos de

sódio, o que é feito, fazendo passar o feixe de laser primeiro em uma cela contendo sódio, convenientemente aquecida, onde a fluorescência pode ser visualmente observada. Desta forma, é dito estar o laser com uma dessintonia de 0 MHz em relação à transição supra mencionada.

Nos experimentos aqui narrados, foram tomadas medidas de deflexão do feixe atômico para dessintonias de -20, 0 e + 20 MHz.

Estando o sistema preparado para ser iniciado o experimento, o feixe de laser é interrompido por um bloqueador de luz, e o valor da corrente total I_t , líquida mais o efeito válvula é medida. Então o feixe é desbloqueando e o novo valor da corrente total é medido. Bloqueando novamente o feixe de laser, o detector é movimentado, em direção ao centro do feixe atômico de uma distância de 0.5 mm, e o passo anterior é repetido.

Com isto, após que todo o percurso do detector tenha sido percorrido, o resultado é apresentado por duas curvas, a primeira, com o feixe bloqueado, representa o perfil do feixe atômico sem deflexão, a segunda, com o laser desbloqueado, representa o perfil do feixe atômico defletido.

Para as dessintonias de +20 MHz e -20 MHz, todo o processo descrito acima é repetido, resultando em mais duas curvas para cada dessintonia analisada.

IV.3.2 DEFLEXÃO DO FEIXE ATÔMICO POR ONDA ESTACIONÁRIA

Para medidas com onda estacionária, a lente convergente é retirada e um espelho de prata totalmente refletor

é colocado na janela oposta à janela de entrada do feixe de laser, fazendo com que o laser volte sobre si mesmo, caracterizando a onda estacionária.

Com a retirada da lente convergente, a região de interação fica reduzida ao volume compreendido pela intersecção do laser com o feixe atômico, diminuindo muito o número possível de interações átomo-fóton.

Básicamente o procedimento experimental é o mesmo seguido para as medidas com onda caminhante, sendo tomadas medidas para dessintonias de -20, 0 e +20 MHz, respectivamente.

Os resultados obtidos também são representados por duas curvas, uma sem deflexão a outra com deflexão.

IV.3.3 DEFLEXÃO DO FEIXE ATÔMICO POR ONDA ESTACIONÁRIA COM SINTONIA ZEEMAN DOS NÍVEIS ELETRÔNICOS

Para a realização desta etapa do experimento de deflexão do feixe atômico por onda estacionária com sintonia Zeeman dos níveis eletrônicos dos átomos de sódio, duas bobinas idênticas foram posicionadas exteriormente à câmara de interação, junto às janelas de 150 mm de diâmetro, uma oposta à outra. Por estas bobinas é feito passar uma corrente de 5 A, sendo que os sentidos desta corrente são inversos para uma bobina em relação à outra, isto é, o campo individual de cada bobina aponta para o centro da câmara de interação, criando desta forma, um gradiente de campo magnético nesta região. A figura IV.8 ilustra o perfil de campo magnético produzido e deste pode ser medido um gradiente de campo magnético de 0.9 Gauss/cm.

O gradiente de campo magnético é acrescentado neste experimento, na tentativa de atenuar o efeito Doppler sofrido pelos átomos quando adquirem velocidade transversal, deixando portanto de "ver" o laser, que tem sua frequência fixa. Desta forma, espera-se que, mesmo após ter adquirido considerável velocidade transversal, os átomos continuem por mais algum tempo, participando do processo de interação, aumentando com isto o número de absorções sofridas e consequentemente, um aumento do número de átomos defletidos e também do ângulo de deflexão.

Criado o gradiente de campo magnético, A próxima etapa é realizar as medidas de deflexão do feixe atômico. Os passos para a realização deste experimento seguem exatamente aqueles empregados para a realização do experimento de deflexão por onda estacionária sem gradiente de campo magnético, contudo, o intervalo de dessintonia investigado foi ligeiramente diferente, ou seja, -30, -20, 0, +20 e +30 MHz.

Com esta montagem é necessário acrescentar uma lâmina de quarto de onda por onde deve atravessar o laser, inicialmente com polarização na direção vertical, para que na saída, o laser esteja com uma polarização circular, isto porque o campo magnético, levantando a degenerescência dos níveis eletrônicos do sódio, força as transições ocorrerem entre os subníveis mais energéticos dos estados fundamental e excitado, respectivamente.

IV.4 RESULTADOS

IV.4.1 DEFLEXÃO DO FEIXE ATÔMICO POR ONDA CAMINHANTE

No capítulo anterior foi apresentado o esquema da montagem do aparato experimental. Com este arranjo, a área de intersecção laser-feixe atômico é de 3 cm^2 . Com o laser operando a uma potência de 400 mW, a frequência de Rabi Ω_r , que mede a largura do acoplamento átomo-campo é de 167 MHz, sendo Ω_r dada por,

$$\Omega_r = \frac{\vec{E} \cdot \vec{\mu}}{\hbar} \quad (\text{IV.25})$$

onde $\vec{E}$ é o vetor campo elétrico da onda e $\vec{\mu}$ é o valor médio do operador momento de dipolo elétrico da transição.

A probabilidade de transição dependente da dessintonia Δ , da largura de linha do pacote de onda atômico Γ ($\Gamma \approx 10$ MHz para o sódio) e da frequência de Rabi Ω_r é,

$$P(\Delta) = \frac{1}{2} \frac{\Omega_r^2}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega_r^2} \quad (\text{IV.26})$$

A figura IV.1 traz um esquema simplificado dos níveis fundamental e excitado do átomo de sódio, apresentando sua estrutura fina com as separações em frequência e as porcentagens de população do nível fundamental.

A menos que todos os átomos incidentes sejam preparados no estado $3S_{1/2}$ ($F=2$), somente 62% do total participa do processo de interação com a luz, e destes, de acordo com a expressão (IV.2) para $\Delta=0$ MHz, a probabilidade da transição $3S_{1/2}$ ($F=2$) $\rightarrow$ $3P_{3/2}$ ($F=3$) ocorrer é de 50.2%, logo, apenas 31,1% do total de átomos incidentes tem probabilidade de sofrer deflexão pela luz.

Com uma velocidade longitudinal média de aproximadamente 800 m/s, atravessando uma região de 2 cm de comprimento, e sendo o tempo de vida médio do estado excitado do átomo de sódio de 3.2×10^{-8} segundos, o número máximo de fótons que um átomo inicialmente no estado $3S_{1/2}$ ($F=2$) pode absorver (supondo que este não sofra bombeamento ótico, ou seja, uma transição do tipo $3P_{3/2}$ ($F=3$) $\rightarrow$ $3P_{3/2}$ ($F=2$) $\rightarrow$ $3S_{1/2}$ ($F=1$), o que leva o átomo a deixar de participar do processo de interação) é

de 625, isto supondo que todos os átomos estejam inicialmente no estado $3S_{1/2}$ ($F=2$), mas como apenas 31,1% dos átomos estão em condições de absorver fótons, então o número de transições possíveis cai para 190. Se cada uma destas transições representa um ganho transversal de velocidade de 0.03 m/s, então a máxima velocidade transversal adquirida pelos átomos é de 5.7 m/s.

A figura IV.2 traz o resultado da deflexão do feixe atômico para $\Delta=0$ MHz. A medida das intensidades relativas das duas curvas revela que 26% dos átomos incidentes sofreram deflexão com uma velocidade transversal média de 2.9 m/s, medida pelo deslocamento do centro de massa das duas curvas, não defletida e defletida.

A figura IV.3 ilustra o resultado para $\Delta=+20$ MHz, onde a probabilidade de transição predita pela teoria é de 49.5%, o que corresponde a 30.7% de átomos que podem sofrer deflexão, e do gráfico, obtêm-se que 17% dos átomos incidentes sofreram deflexão com uma velocidade transversal média de 1.2 m/s.

Para $\Delta=-20$ MHz, o resultado é apresentado na figura IV.4, e como no caso para $\Delta=+20$ MHz, a porcentagem máxima de átomos que podem sofrer deflexão é de 30.7%, e da figura pode ser tirado que 28.5% destes sofreram de fato deflexão com uma velocidade transversal média de 1.5m/s. Pelos resultados obtidos, pode-se afirmar que os mesmos estão de acordo com a teoria, dentro dos limites de erro experimental, exceto para o caso $\Delta=+20$ MHz onde tudo indica, o efeito de bombeamento ótico foi preponderante.

Figura IV.2 Perfil transversal do feixe atômico não defletido (—) e defletido (+) para o caso de onda caminhante e des-sintonia $\Delta=0$ MHz.

Figura IV.3 Perfil transversal do feixe atômico não defletido (—) e defletido (+) para o caso de onda caminhante e des-sintonia $\Delta=+20$ MHz.

IV.4.2 DEFLEXÃO DO FEIXE ATÔMICO POR ONDA ESTACIONÁRIA

Como mencionado anteriormente, o arranjo experimental para a realização de deflexão do feixe atômico por onda estacionária é ligeiramente diferente do anterior, pois neste caso, a lente que antes divergia o feixe de laser sobre a região de interação agora é retirada para que o laser caminhe paralelamente até o espelho totalmente refletor colocado exteriormente ao aparato experimental, e retornando sobre si próprio, caracterizando a onda estacionária.

As condições de contorno para a componente tangencial do campo elétrico, aplicadas aos espelhos de entrada e de saída, é condição suficiente para garantir a existência de uma

onda estacionária na região de interação.

Com esta nova configuração, muda a frequência de Rabi da transição, pois sendo esta proporcional à magnitude do campo elétrico, fica agora multiplicada por dois e com isto, a nova frequência de Rabi é $\Omega_r=334$ MHz.

Como no caso anterior, foram analisados os casos para $\Delta=-20$, 0 e $+20$ MHz de dessintonia.

A figura IV.5 traz o resultado para o caso $\Delta=0$ MHz, e do gráfico pode ser tirado que 12% dos átomos incidentes foram defletidos, apesar de não ser esperada deflexão para este caso, visto que estando o laser sintonizado com os átomos, a força média sobre estes deve ser nula, ou seja, a força da onda incidente deve cancelar o efeito da onda contrapropagante. Neste caso, entretanto, a pequena deflexão observada, deve estar associada ao desbalanço de intensidade do laser, quando este atravessa as janelas da câmara de interação, perdendo aproximadamente 5% de energia em cada superfície das mesmas. Uma estimativa grosseira revela que aproximadamente 25% da luz incidente é perdida por reflexão nas superfícies das janelas e do espelho, o que provoca uma maior intensidade da luz incidente do que aquela que retorna. A grosso modo, pode-se considerar que a força efetiva, levando em conta as perdas mencionadas, é $1/4$ da força que aparece para o caso de onda caminhante e $\Delta=0$ MHz, o que implica que, dos átomos incidentes, cerca de 7% podem sofrer deflexão, o que é uma boa justificativa para os 12% medidos.

As perdas são consideradas desprezíveis na região de interação, dado que o feixe atômico altamente colimado, pode ser considerado uma amostra pouco espessa para a luz incidente.

A figura IV.6 mostra o resultado obtido para $\Delta=+20$ MHz, onde pode ser observada deflexão de 24% dos átomos incidentes, com uma velocidade transversal média de 0.6 m/s. Teóricamente, a previsão é de 28,5% de deflexão simétrica em relação ao máximo central, isto é, o perfil transversal do feixe defletido deve expandir para ambos os lados do pico central, que fica proporcionalmente diminuído. Entretanto, a figura mostra deflexão apenas para um dos lados, exatamente aquele para o caso de onda caminhante, e novamente as perdas nas janelas e espelho devem ser a causa deste resultado divergente.

Para $\Delta=-20$ MHz, o resultado está ilustrado na figura IV.7, onde a porcentagem dos átomos defletidos é praticamente nula, ao contrário do que prevê a teoria, pois para este caso a força que atua sobre os átomos é do tipo viscosa, dependente da velocidade, logo se esperava um estreitamento do perfil transversal, com os átomos adquirindo mais velocidade na direção longitudinal e perdendo velocidade na direção transversal, o que levaria a intensidade do máximo central a um valor superior ao do feixe não defletido.

Este fato é esperado e intuitivamente pode ser assim explicado: estando o laser sintonizado em uma frequência mais "azul" do que a frequência da transição atômica, a tendência

dos átomos, devido ao efeito Doppler, é "ver" mais a onda contrapropagante do que aquela que caminha na direção de seu movimento, com isto, os átomos que inicialmente entraram na região de interação com uma componente transversal de velocidade grande, sofrem o efeito da força exercida pela onda que caminha no sentido contrário, terminando por ser "empurrado" pela luz em direção ao centro da distribuição.

O resultado obtido, embora divergente do esperado, pode também ser interpretado como sendo devido ao desbalanço de intensidade do laser quando atravessa as janelas de vidro e quando é refletido no espelho.

IV.4.3 DEFLEXÃO DO FEIXE POR ONDA ESTACIONÁRIA COM SINTONIA ZEEMAN DOS NÍVEIS ELETRÔNICOS

A figura IV.8 traz um gráfico do perfil do campo magnético medido no interior da câmara de interação. Deste gráfico pode ser tirado o valor do gradiente de campo magnético, dado pelo valor da inclinação da reta tangente à curva, passando pela origem, que é a região de interesse. O valor medido é de 0.9 Gauss/cm.

A figura IV.9 mostra o resultado obtido para dessintonia $\Delta = -30$ MHz, onde não é observada deflexão efetiva,

embora, como no caso de deflexão por onda estacionária sem gradiente de campo e dessintonia para o vermelho, esperava-se um estreitamento do perfil do feixe espalhado em relação ao feixe não espalhado.

Para o caso de $\Delta = -20$ MHz, o resultado está ilustrado na figura IV.10, onde a porcentagem medida de átomos espalhados é de 13%, mas também ao contrário do que se esperava, ou seja, os átomos foram espalhados para fora do feixe e apenas para um dos lados, o mesmo para o caso de deflexão por onda caminhante.

Na figura IV.11 pode ser observado o resultado para $\Delta = 0$ MHz, onde, apesar de pequena, existe deflexão dos átomos

do feixe, sendo que para este caso, como já mencionado, não se

Figura IV.10 Perfil transversal do feixe atômico não defletido (—) e defletido (+) para o caso de onda estacionária, desintonia $\Delta = -20$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.

Figura IV.11 Perfil transversal do feixe atômico não defletido (—) e defletido (+) para o caso de onda estacionária, desintonia $\Delta = 0$ MHz e $dB/dx = 0.9$ G/cm.

espera deflexão, por ser a força líquida sobre os átomos nula.

Para $\Delta=+20$ MHz o resultado obtido pode ser observado no gráfico da figura IV.12. Para este caso é esperado um alargamento do perfil do feixe atômico espalhado, embora a figura revele uma quase total ausência de deflexão.

Finalmente, para $\Delta=+30$ MHz, a figura IV.13 traz o resultado obtido, a qual revela deflexão do feixe de átomos, mas ao contrário do que prevê a teoria, ou seja, um alargamento do perfil do feixe espalhado. Contudo, a figura mostra um estreitamento do perfil em um dos lados, aquele que recebe a onda contrapropagante.

Com o gradiente de campo magnético e luz circularmente polarizada, a transição fica forçada a ocorrer

entre os níveis mais energéticos dos átomos de sódio, qual seja, $3S_{1/2} (F=2, m_F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F=3, m_F=2)$. Contudo, a polarização circular da luz não é totalmente alcançada, o que provoca a ocorrência de transições erradas.

Caso a polarização da luz empregada fosse totalmente circular, teóricamente 62% dos átomos que entram na região de interação deveriam ser defletidos para dentro ou para fora da distribuição original, dependendo da dessintonia entre o nível atômico e a frequência do laser.

Muitos devem ser os fatores responsáveis pela quase total divergência dos resultados com os modelos teóricos aceitos. Um destes pode ser o desbalanço de energia entre a onda incidente e aquela que retorna após ser refletida pelo espelho.

Outro fator de fundamental importância é o efeito do bombeamento ótico, já mencionado anteriormente, mas que neste caso deve ter contribuído de forma decisiva no processo de interação átomo-luz, de forma que, logo no início do processo, o bombeamento ótico tira da interação a maior parte dos átomos aptos inicialmente a participar do processo.

Com a adição do gradiente de campo magnético, esperava-se um maior número de interações e conseqüentemente, uma mais efetiva deflexão do feixe atômico, contudo, o resultado obtido contradiz esta expectativa, o que em princípio pode estar relacionado ao baixo valor do gradiente de campo (que foi o maior alcançado com o equipamento disponível), contra os 3 G/cm que seriam de fato necessários.

Considerações mais aprofundadas a respeito da divergência ou não dos resultados obtidos, serão descritos no capítulo seguinte, juntamente com algumas conclusões e sugestões para futuros trabalhos com o aparato experimental construído.

V-DISSCUSSÃO A CERCA DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

V.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo final será discutido de forma geral os resultados obtidos no que tange à construção, caracterização e testes do detector de catodo quente desenvolvido.

Em primeira abordagem, serão discutidas as facilidades e dificuldades encontradas na manufatura do detector, sua operacionalização e o grau de confiabilidade do mesmo, ou seja, sobre o seu poder de resolução.

Posteriormente, serão discutidos os resultados obtidos com os experimentos de deflexão do feixe atômico por luz, enfatizando, e na medida do possível, explicando as divergências com os modelos teóricos ou sua concordância.

Finalmente, algumas conclusões de âmbito global sobre o trabalho desenvolvido, focalizando mais especificamente futuros trabalhos que podem ser desenvolvidos e estudados com o aparato experimental construído.

V.2 SOBRE O DETECTOR DE CATODO QUENTE

O detector de catodo quente foi construído a um preço muito baixo, empregando materiais de fácil localização no mercado, tais como alumínio, aço inox e acrílico.

O catodo de tungstênio foi adquirido junto à

General Electric do Brasil S.A., que gentilmente vendeu uma bobina deste material, que é empregado na confecção de filamentos para lâmpadas incandescentes, e por isto geralmente não é comercializado por esta empresa.

De fácil operacionalidade, o detector construído só requer cuidados muito especiais em seu manuseio, por razões que já foram explanadas no capítulo III. Todas as conexões elétricas devem ser perfeitas e muito bem isoladas, para não permitir o aparecimento de correntes de fuga. Os isolantes a serem empregados para este tipo de finalidade devem possuir uma resistência maior ou igual a $10^9 \Omega$, valor alcançado pelo teflon.

O poder de resolução do detector medido, inversamente proporcional ao produto da abertura da fenda de colimação e do tamanho do detector, foi de 1 (uma) parte em 10 (dez), o que é pouco, mas frente aos resultados obtidos, é de razoável confiabilidade.

As curvas de caracterização tanto do detector como do feixe atômico mostram que este pode ser empregado com sucesso em vários outros tipos de experimentos com feixes atômicos e moleculares, desde que uma medida quantitativa do feixe seja necessária em alguma região do espaço.

A eletrônica empregada na medição das baixas correntes enviadas pelo detector, foi a mais simples e barata possível, com um mínimo de conexões, empregando cabos blindados e conectores do tipo BNC, sendo o comprimento dos cabos o mais curto possível.

Em princípio se previa a amplificação da corrente medida por um amplificador configurado para inverter corrente em

tensão, de dois estágios, onde o primeiro apenas daria um ganho de 10^9 e o segundo, inversor, daria um ganho de 50 dB sobre a tensão de saída. Contudo, o amplificador construído não pode ser empregado por razões associadas ao deslocamento de temperatura e por uma difícil manutenção do nível de "off set" em valores aceitáveis, dado o alto ganho imposto ao amplificador.

Por este motivo, foi utilizado o amplificador de um eletrômetro comercial, que fornece a tensão correspondente a um milivoltímetro, onde é efetuada a leitura do valor da corrente medida.

Outra dificuldade encontrada foi manter a corrente de catodo fixa em seu ponto de operação por um período muito longo, dado que, devido à evaporação do catodo e conseqüente aumento de sua resistência, a tendência é a diminuição da corrente que o atravessa, o que acarreta significativas mudanças nas condições de ganho do detector. Entretanto, pouco se fez para atenuar este efeito indesejável, apenas ajustes manuais, quando necessário, o que em princípio, foi suficiente para manter estável os sinais enviados pelo detector.

V.3 SOBRE OS EXPERIMENTOS DE DEFLEXÃO DO FEIXE ATÔMICO

No que se refere aos experimentos de deflexão do feixe atômico por luz, muitas foram as divergências entre os resultados obtidos e aqueles que se esperava de fato.

Contudo, a quase totalidade destes efeitos podem ser explicados, ou pelo fenômeno de bombeamento ótico, ou pelo desbalanço de intensidade do laser, (nos experimentos com onda

estacionária).

Para o caso onde foi acrescentado o gradiente de campo magnético, esperava-se uma maior sintonização dos átomos com o laser, o que não foi observado, e tal resultado pode ser atribuído ao baixo valor deste gradiente de campo, que em princípio, deveria ser de no mínimo 3 Gauss/cm.

Para os experimentos com onda caminante, tudo indica que os resultados obtidos estão em concordância com o que era esperado, respeitando obviamente os limites do aparato experimental e também os de erros experimentais.

O fenômeno de bombeamento ótico pode ser evitado ou pelo menos atenuado, com a preparação dos átomos no nível superior do estado fundamental, ou seja, no estado $3S_{1/2}(F=2, m_f=2)$, com a aplicação de rádio frequência. Com isto, o número de átomos em condições de interagir com o campo eletromagnético deve aumentar consideravelmente, aumentando desta forma a quantidade de átomos espalhados pela luz.

V.4 CONCLUSÕES

Das características e dos resultados obtidos experimentalmente, pode ser concluído que, após algumas mudanças, o experimento pode ser novamente efetuado, apresentando uma maior resolução, maior confiabilidade das medidas e, consequentemente, um maior sucesso na deflexão do feixe atômico por luz.

Uma das modificações a ser imposta, é uma maior colimação do feixe, acrescentando ao aparato experimental outra fenda retangular, de 1 a 2 mm de abertura, colocada

posteriormente à já existente, e fazendo o laser incidir sobre o feixe logo que este atravessasse a fenda.

Aumentar a distância entre a região de interação e o detector é outra mudança aconselhável, o que permitirá uma medida de maior qualidade do ângulo de deflexão e da velocidade transversal média adquirida pelos átomos.

A geometria do detector parece estar satisfatória, contudo testes devem ser efetuados para potenciais mais negativos de anodo, testes estes que não foram possíveis de ser efetuados devido ao grande número de conexões com baterias alcalinas e por não haver fontes de tensão DC que não introduzissem ruído e/ou perdas nos sinais enviados pelo detector, além de serem caras e de difícil localização no mercado.

Um experimento que não foi aqui realizado, mas pode o ser sem muitas modificações no sistema experimental já construído; é a medida da deflexão do feixe atômico como função da intensidade, para onda estacionária e dessintonia fixa. Com isto pode ser analisado com mais detalhes os efeitos da força de dipolo, proporcional ao gradiente da frequência de Rabi.

Um estudo semelhante pode ser efetuado com maior rigor, desde que a fonte laser empregada seja do tipo pulsada, com alta potência de saída por pulso. Um laser de corante com cavidade tipo Littman, de fácil construção empregando Rodamina 610 ou Rodamina 6G como corante, e bombeado pelo segundo harmônico de um laser Nd:YAG, com uma potência por pulso de aproximadamente 80 MW, o que dá ao laser de corante uma potência de saída entre 100 KW a 2 MW, sintonizável no intervalo 580 a 610 nm e largura de linha igual ou inferior a 0.5 cm^{-1} .

Com um laser deste tipo, pode ser criada na região de interação altos gradientes de intensidades, consequentemente grandes forças de dipolo atuando sobre o feixe atômico, aumentando significativamente os ângulos de deflexão e também o número de átomos espalhados.

Outros experimentos que podem ser efetuados com o aparato são a deflexão de um feixe atômico previamente resfriado e deflexão de um feixe supersônico, onde poderá ser observada a difração do feixe pela rede formada pela onda estacionária, com picos de intensidade separados em unidades de $2\hbar k$, o momentum do fóton.

Experimentos de colisão do feixe com gás de fundo podem também ser efetuados empregando o detector de catodo quente para medidas quantitativas do número de átomos espalhados pelo "back ground".

Muitos outros tipos de experimentos podem ser realizados com o aparato experimental construído, que no entanto não serão mencionados aqui, mas o leitor poderá encontrar vários destes em praticamente quase todas as referências mencionadas neste trabalho.

APÊNDICE A

DETERMINAÇÃO DA CORRENTE TERMOIÔNICA

PARA UM DIODO A VÁCUO

Supondo que o estado quântico do metal que pode encerrar dois elétrons é representado por uma caixa de lados L_x , L_y e L_z e, do princípio da incerteza de Heisenberg $\Delta p \Delta r \approx \hbar$, na melhor das hipóteses, tem-se que para a caixa mencionada,

$$\Delta p_x L_x = \hbar \quad (A.1a)$$

$$\Delta p_y L_y = \hbar \quad (A.1b)$$

$$\Delta p_z L_z = \hbar \quad (A.1c)$$

Multiplicando membro a membro as expressões (A.1), resulta,

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = \frac{\hbar^3}{V}, \quad V = L_x L_y L_z \quad (A.2)$$

onde $\hbar^3/V$ é o volume da cela no espaço dos momentos.

Seja agora d^3p um elemento infinitesimal de volume neste espaço. Neste volume, cabem N celas unitárias. Se $\hbar^3/V$ é o

volume de uma cela unitária, então,

$$N = \frac{d^3 p}{h^3/V} = \frac{V}{h^3} d^3 p \quad (A.3)$$

e como em cada cela unitária apenas dois elétrons podem abitar (spin 1/2 e spin -1/2), vem,

$$dS = \frac{2V}{h^3} d^3 p \quad (A.4)$$

que é a densidade de estados.

Como $d^3 p = dp_x dp_y dp_z$ e $p_i = mv_i$, onde $i=x,y,z$, a expressão (A.4) pode ser assim reescrita,

$$dS = \frac{2m^3 V}{h^3} dv_x dv_y dv_z \quad (A.5)$$

A relação (A.5) apenas representa o número de estados eletrônicos no intervalo de velocidades $[v, v+dv]$, mas a ocupação destes estados depende da energia de cada um deles, portanto, existe uma probabilidade de ocupação destes estados, dada pela função distribuição de Fermi-Dirac para elétrons em um metal, que é,

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\epsilon - E_f)/KT}} \quad (A.6)$$

onde ξ é a energia do estado, E_f é a energia de Fermi, K a constante de Boltzman e T a temperatura absoluta.

Com (A.6) e (A.5) pode ser determinado o número de elétrons máximo no volume V , que é dado por,

$$dN = \frac{2m^3 V}{h^3} \frac{1}{1 + e^{(\xi - E_f)/KT}} dV_x dV_y dV_z \quad (A.7)$$

Tomando um cilindro imaginário de área da seção reta A e altura $v_z dt$, onde por simplicidade, v_z é a componente perpendicular da velocidade relativa à superfície do metal, a expressão (A.7) se transforma em,

$$dN = \frac{2m^3 A v_z dt}{h^3} \frac{1}{1 + e^{(\xi - E_f)/KT}} dV_x dV_y dV_z \quad (A.8)$$

Integrando (A.8) no intervalo $(-\infty, +\infty)$ para v_x e v_y e no intervalo $[0, V_{Lmin}]$ para v_z , onde V_{Lmin} é dada pela relação (II.2) do texto, o resultado é o número total de elétrons que escapam do metal, dividindo pela área e pelo tempo, tem-se o número de elétrons que escapam termoiônica do metal por unidade de área por unidade de tempo, ou seja, a densidade de corrente termoiônica J .

Para o caso de emissão termoiônica, $\xi - E_f \gg KT$ e a

unidade pode ser desprezada frente a exponencial no denominador de (A.8), e com isto,

$$\frac{1}{1+e^{(\xi-E_f)/KT}} \approx e^{-(\xi-E_f)/KT} \quad (A.9)$$

e fazendo

$$\xi = \frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \quad (A.10)$$

tem-se,

$$dN = \frac{2m^3 A dt}{h^3} v_z e^{-\frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/KT} e^{E_f/KT} dv_x dv_y dv_z \quad (A.11)$$

Fazendo $\alpha = \frac{m}{2KT}$, as integrais em v_x e v_y são triviais, de acordo com a relação a seguir,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v_i^2} dv_i = 2 \int_0^{+\infty} e^{-\alpha v_i^2} dv_i = \left[\frac{\pi}{\alpha} \right]^{1/2} \quad (A.12)$$

e para a componente z , o resultado é,

$$\int_{v_{Lmin}}^{+\infty} v_z e^{-\alpha v_z^2} dv_z = \frac{1}{2\alpha} e^{-\alpha v_{Lmin}^2} \quad (A.13)$$

com estes resultados, tem-se,

$$N = \frac{4\pi m (KT)^2 A dt}{h^3} e^{-W/KT} \quad (A.14)$$

onde $W = \frac{1}{2} m v_{\perp \min}^2 - E_f$, é dita função trabalho do metal, e com este resultado, a densidade de corrente termoiônica fica,

$$J = \frac{4\pi m K^2 T^2}{h^3} e^{-W/KT} \quad (A.15)$$

fazendo $A_o = \frac{4\pi m K^2}{h^3}$, tem-se,

$$J = A_o T^2 e^{-W/KT} \quad (A.16)$$

que é a densidade J de corrente emitida termoiônica pelo metal aquecido.

APÊNDICE B

AUTO-ENERGIAS DE UM SISTEMA ATÔMICO INTERAGINDO COM O CAMPO ELETROMAGNÉTICO

O hamiltoniano total para um sistema atômico interagindo com um campo eletromagnético de amplitude e frequência arbitrárias pode ser assim escrito,

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{átomo}} + \mathcal{H}_{\text{campo}} + \mathcal{H}_{\text{interação}} \quad (\text{B.1})$$

Onde $\mathcal{H}_{\text{átomo}}$ é o hamiltoniano das coordenadas internas do sistema atômico, suposto ser um sistema quântico de dois níveis, e é dado por,

$$\mathcal{H}_{\text{átomo}} = \hbar \omega_0 b^+ b \quad (\text{B.2})$$

onde $\hbar \omega_0$ é a energia que separa o estado fundamental do estado excitado e b^+ e b são os operadores levantamento e abaixamento dos níveis atômicos, respectivamente, representados por,

$$b^+ = |e\rangle\langle g| \quad (\text{B.3a})$$

$$b = |g\rangle\langle e| \quad (\text{B.3b})$$

com $|g\rangle$ e $|e\rangle$ sendo os estados fundamental e excitado respectivamente.

O hamiltoniano do campo eletromagnético é assim escrito,

$$\mathcal{H}_{\text{campo}} = \hbar\omega a^{\dagger} a \quad (\text{B.4})$$

onde $\hbar\omega$ é a energia do fóton e $a^{\dagger}$ e a os operadores de criação e aniquilação de um fóton no modo do campo.

E por fim, o hamiltoniano de interação na aproximação de dipolo elétrico é assim escrito,

$$\mathcal{H}_{\text{interação}} = -\vec{\mu} \cdot [\vec{E}^{+}(\mathcal{R}) + \vec{E}^{-}(\mathcal{R})] \quad (\text{B.5})$$

onde $\vec{\mu}$ é o operador momento de dipolo elétrico da transição, dado por,

$$\vec{\mu} = \mu(b^{\dagger} + b) \quad (\text{B.6})$$

e $\vec{E}^{+}(\mathcal{R})$ e $\vec{E}^{-}(\mathcal{R})$ as componentes do campo eletromagnético de frequência positiva e negativa respectivamente, dependentes do operador posição $\mathcal{R}$, que posteriormente será tomado seu valor médio, ou seja, $\langle \mathcal{R} \rangle = r$.

Estas componentes podem ser expressas em termos dos operadores de criação e aniquilação de fótons, como segue,

$$\vec{E}^+(\mathcal{R}) = \vec{\varepsilon}(\mathcal{R})a \quad (\text{B.7a})$$

$$\vec{E}^-(\mathcal{R}) = \vec{\varepsilon}^*(\mathcal{R})a^+ \quad (\text{B.7b})$$

Desta forma, o hamiltoniano total (B.1) pode ser reescrito como segue,

$$\mathcal{H} = \hbar(\omega - \Delta)b^+b + \hbar\omega a^+a - \mu \left[\vec{\varepsilon}(\mathcal{R})(b^+ + b)a + \vec{\varepsilon}^*(\mathcal{R})(b^+ + b)a^+ \right] \quad (\text{B.8})$$

onde já foi inserida a dessintonia $\Delta = \omega - \omega_0$ e os termos b^+a^+ e ba , que não conservam energia, serão desprezados.

O próximo passo então é calcular os elementos de matriz do hamiltoniano (B.8), diagonaliza-lo e encontrar as procuradas auto-energias dos estados vestidos $|g, n+1\rangle$, que é o estado fundamental na presença de $(n+1)$ fótons e $|e, n\rangle$, o estado excitado na presença de (n) fótons (a aniquilação de um fóton com o átomo no estado fundamental $|g\rangle$, promove o mesmo para o estado excitado $|e\rangle$).

Com isto, os quatro elementos de matriz procurados são:

$$\langle g, n+1 | \mathcal{H} | g, n+1 \rangle = \hbar\omega(n+1) \quad (\text{B.9a})$$

$$\langle g, n+1 | \mathcal{H} | e, n \rangle = -\mu \vec{\varepsilon}^*(\mathcal{R})(n+1)^{1/2} \quad (\text{B.9b})$$

$$\langle e, n | \mathcal{H} | g, n+1 \rangle = -\mu \vec{\varepsilon}(\mathcal{R})(n+1)^{1/2} \quad (\text{B.9c})$$

$$\langle e, n | \mathcal{H} | e, n \rangle = \hbar \omega(n+1) - \hbar \Delta \quad (\text{B.9d})$$

Definindo $-\mu \mathcal{E}(r) (n+1)^{1/2} = \frac{\hbar \omega_1(r)}{2} e^{i\varphi(r)}$, onde $\omega_1(r)$ é a frequência de Rabi dependente da posição e $\varphi(r)$, a fase do campo.

Desta forma, o hamiltoniano pode ser assim escrito,

$$\mathcal{H} = \hbar \begin{bmatrix} \omega(n+1) & \frac{\omega_1(r)}{2} e^{-i\varphi(r)} \\ \frac{\omega_1(r)}{2} e^{-i\varphi(r)} & \omega(n+1) - \hbar \Delta \end{bmatrix} \quad (\text{B.10})$$

A equação para os auto-valores de (B.10) é,

$$E^2 - \hbar [2\omega(n+1) - \Delta] E + \hbar^2 \left[\omega^2(n+1)^2 - (n+1)\omega\Delta - \frac{\omega_1^2(r)}{4} \right] = 0 \quad (\text{B.11})$$

que resolvida para E, resulta,

$$E_{\pm}(r) = \hbar \omega(n+1) - \frac{\hbar \Delta}{2} \pm \frac{\hbar}{2} \left[\omega_1^2(r) + \Delta^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.12})$$

Fazendo um análogo clássico, as auto-energias (B.12) dependem exclusivamente da posição, o que pode associá-las a uma energia potencial. Desta forma, os dois termos constantes à

direita de (B.12) podem ser desprezados, visto que o "zero" de potencial de qualquer sistema físico só depende da origem do sistema de referência. Com isto pode ser escrito,

$$E_{\pm}(r) = \pm \frac{1}{2} \hbar \omega_r^{\pm}(r) \quad (B.13)$$

com $\frac{1}{2} \hbar \omega_r^{\pm}(r) = \pm \frac{\hbar}{2} \left[\omega_1^2(r) + \Delta^2 \right]^{1/2}$, e esta relação é exatamente a (IV.15) encontrada no texto.

Para o caso de onda estacionária, $\omega_1^2(r) = \omega_1^2$, $\omega_1^*(r) = \Omega_R^2 \cos^2 \vec{k} \cdot \vec{r}$, com $\Omega_R = \frac{2}{\hbar} \vec{\mu} \cdot \vec{g}(r)$, a frequência de Rabi multiplicada por dois.

APÊNDICE C

MÁXIMO MOMENTUM CLÁSSICO TRANSFERIDO
AOS ÁTOMOS PELOS FÓTONS
DO CAMPO

A seção de choque diferencial no espaço dos momentuns para o sistema atômico absorvendo fótons é dado por³³,

$$\frac{d\sigma}{dp} = \frac{\left\{ \frac{(1-\xi^2)}{2} + \left[\frac{(1-\xi^2)^2}{4} - \xi^2 \delta^2 \right]^{1/2} + \delta^2 \right\}^{1/2}}{kp_0 \left[(1-\xi^2) - 4\delta^2 \xi^2 \right]^{1/2}} \quad (C.1)$$

onde $\xi = p/p_0$ e $\delta = \Delta/\Omega_R$, com p_0 sendo o momentum médio transversal da distribuição atômica.

O momentum máximo transferido aos átomos pelo campo é determinado quando a seção de choque diferencial no espaço dos momentuns diverge, isto é, quando o denominador de (C.1) vai a zero,

$$\left[(1-\xi^2)^2 - 4\delta^2 \xi^2 \right]^{1/2} = 0 \quad (C.2)$$

com a condição,

$$(1-\xi^2)^2 \geq 4\delta^2 \xi^2 \quad (C.3)$$

Da equação (C.2), obtem-se a seguinte relação quadrática para ξ ,

$$\xi^2 - 2(1 + 2\delta^2) + 1 = 0 \quad (C.4)$$

que resolvida, fornece as seguintes raízes,

$$\xi_{\text{máx}} = \pm \left[(1 + \delta^2)^{1/2} \pm |\delta| \right] \quad (C.5)$$

Como $\xi_{\text{máx}} = p_{\text{máx}} / p_o$, e p_o é dado por,

$$p_o = \frac{\hbar k \Omega_R}{2} T \quad (C.6)$$

onde $\hbar k$ é o momentum do fóton e T o tempo de interação átomo-campo. Com isto, tem-se finalmente o valor procurado do máximo momentum linear transferido aos átomos pelo campo de uma onda estacionária de amplitude e frequência arbitrárias, que é,

$$p_{\text{máx}} = \pm \frac{\hbar k \Omega_R}{2} T \left[(1 + \delta^2)^{1/2} \pm |\delta| \right] \quad (C.7)$$

lembrando ainda que $\delta = \Delta / \Omega_R$, o momentum máximo transferido fica,

$$p_{\text{máx}} = \pm \frac{\hbar k}{2} \left[(\Omega_R^2 + \Delta^2)^{1/2} \pm |\Delta| \right] T \quad (C.8)$$

que é a expressão (IV.18) do texto.

REFERENCIAS

- 1- N.F.Ramsey, Molecular Beams, Oxford University Press, London (1956)
- 2- G.Wessel and H.Lew, Phys. Rev. 92, 641 (1953)
- 3- H.Heil, Zeits. f. Physik 120, 212 (1943)
- 4- N.I.Ionov, Dokl. Akad. Nauk, SSSR 59, 467 (1948)
- 5- G.Fricke, Zeits. f. Physik 141, 166 (1955)
- 6- L.A.DuBridge and H.Brown, Rev. Sci. Inst. 4, 532 (1933);
4, 665 (1933); 6, 115 (1935)
- 7- J.Strong, Pricedures in Experimental Physics, Prentice-Hall Inc., New York (1938)
- 8- I.Estermann, Rev. Mod. Phys.18, 300 (1946)
- 9- L.Davis, Report 88, Research Laboratory of Eletronics, Massachusetts Institute of Tecnology (1948)
- 10- L.Davis, D.E.Nagle and J.R.Zacharias, Phys. Rev.76, 1068 (1949)
- 11- H.Lew, Phys. Rev.76, 1086 (1949)
- 12- M.V.Pirani, Deutsch Phys. Gesell. Verb.6, 684 (1906)
- 13- Hale, Trans. Amer. Eletro. Chem. Soc.84, 1246 (1951);
88, 1070 (1952)
- 14- J.B.Taylor, Zeits. f. Physik 57, 242 (1929)
- 15- J.B.Taylor, Phys. Rev. 35, 375 (1930)
- 16- I.Langmuir and K.H.Kingdon, Proc. Roy. Soc A 107, 61 (1925)
- 17- F.Knauer, Zeits. f. Physik 126, 310 (1949)

- 18- R.G.J.Fraser, Molecular Rays, Cambridge University Press,
Cambridge, England (1931)
- 19- K.Kodera, Chem. Soc. Japan, Bull.14, 114 (1939); 14, 141
(1939)
- 20- S.V.Starodubtsev, J. Exp. Theor. Phys, SSSR 19, 215 (1939)
- 21- C.D.Hodgan, Handbook of Chemistry and Physics, Chemical
Rubber Publishing Company, Cleveland, Ohio, U.S.A. (1954)
- 22- W.H.Rodebush and U.Henry, Phys. Rev.39, 386 (1932)
- 23- E.E.Staff, Applied Electronics, John Wiley & Sons, New York
(1967)
- 24- G.F.Corcoran e H.W.Price, Eletrônica, Editora Globo, Porto
Alegre (1961)
- 25- L.Q.Orsini, Eletrônica, Edgard Blücher Ltda, São Paulo (1961)
- 26- J.Millman and S.Seely, Electronics, MacGraw-Hill, New York
(1960)
- 27- H.W.Ashcroft and N.D. Mermin, Solid State Physics, CBS
Publishing, ASIA Ltd, Philadelphia (1976)
- 28- C.D.Ouwens and J.Koken, Rev. Sci. Inst.43, 451 (1972)
- 29- D.C.Thompson and B.P.Stoicheff, Rev. Sci. Inst.53, 822 (1980)
- 30- K.C.Harvey, Rev. Sci. Inst.52, 204 (1981)
- 31- R.Schieder, H.Walther and L.Wöste, Opt. Comm.5, 337 (1972)
- 32- J.-L.Picqué and J.-L.Vialle, Opt. Comm.5, 402 (1972)
- 33- P.E.Moskowits, P.L.Gould and D.E.Pritchard, J. Opt. Soc. Am
2, 1784 (1985)
- 34- G.P.Perran and E.Dorko, Rev. Sci. Inst. 54, 275 (1983)
- 35- L. Dunoyer, Comptes Rendus 152, 594 (1911)
- 36- O. Stern, Zeits. f. Physik 39, 751 (1926) U.z.M.1

- 37- I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman and P. Kusch, Phys. Rev. 53, 318 (1938)
- 38- J.M.B. Kellog, I. I. Rabi, N. F. Ramsey and J. R. zacharias, Phys. Rev. 57, 677 (1940)
- 39- P.Kusch, S.Millman and I.I.Rabi, Phys. Rev. 57, 765 (1940)
- 40- E.H.Kennard, "knectic Theory of Gases", McGraw-Hill Book Company Inc., New York (1938)
- 41- J.K.Roberts, "Heat and Thermodynamics", Blackie and Son Ltd, London (1933)
- 42- M.Knudsen, Ann. Physik 28, 76 and 999 (1909); 29, 179 (1909)
- 43- J. E. Mayer, Zeits. f. Physik 58, 373 (1929)
- 44- P. Clausing, Physica 9, 65 (1929); Zeits. f. Physik 66, 471 (1931)
- 45- M. V. Smoluchowski, Ann. der Physik u. Chemie 33, 1567 (1910)
- 46- H. B. Silsbee, Ph. D. Thesis, Harvard University (1950)
- 47- F. Reif, "Fundamentals of statistical and Thermal Physics", McGraw-Hill Kogakusha Ltd (1965)
- 48- J. Dalibard and C. C.-Tanoudji, J. Opt. Soc. Am. B 2, 1707 (1985)
- 49- E. Kyröla and S. Stenholm, Opt. Comm. 22, 123 (1977)
- 50- R. J. Cook and A. F. Bernhart, Phys. Rev. A 18, 2533 (1978)
- 51- R. J. Cook, Phys. Rev. A 20, 224 (1979)
- 52- C. C.-Tanoudji, et al., Quantum Mechanics, John Wiley & Sons, New York (1977)
- 53- L. Mandel, J. Optics (Paris) 10, 51 (1979)
- 54- S. Stenholm, Phys. Rev. A 27, 2513 (1983)

- 55- M.Sargent III, M.O. Scully and W.E.Lamb,Jr., "Laser Physics", Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts (1974)
- 56- A. P. Kazantsev, et al., Opt. Comm. 52, 311 (1985)
- 57- D. J. Wineland, et al., Phys. Rev. A 20, 1521 (1979)
- 58- V. S. Bagnato, et al., Rev. Bras. Fís. 18, 411 (1988)
- 59- J. P. Gordon and A. Ashkin, Phys. Rev. A 21, 1606 (1980)
- 60- J. E. Bjorkholm, et al., Phys. Rev. Lett. 41, 1361 (1978)
- 61- A. P. Kazantsev, Sov. Phys. USP 21, 58 (1978)
- 62- V. G. Minogin and O. T. Serimaa, Opt. Comm. 30, 373 (1979)
- 63- A. P. Kazantsev, et al., J. Physique 42, 1231 (1981)
- 64- V. A. Grinchuk, et al., Sov. Phys. JETP 59, 56 (1984)
- 65- R. J. Cook, Phys. Rev. A 22, 1078 (1980)
- 66- G. A. Delone, et al., Opt. Comm. 25, 399 (1978)
- 67- T. L. Piquet and I. L. Vialle, Opt. Comm. 5, 402 (1972)
- 68- A. F. Bernhart, et al., Opt. Comm. 16, 169 (1976)
- 69- R. J. Cook, Comm. Atm. Mol. Phys. 10, 267 (1981)
- 70- C. C.-Tanoudji, in Cargese Lectures in Physics 2, M. Levy, Gordon and Breach, New York (1968)
- 71- A. P. Kazantsev, et al., JETP Lett. 31, 509 (1980)
- 72- A. F. Benhart and B. W. Shore, Phys. Rev. A 23, 1290 (1981)

AGRADECIMENTOS

A Karla, pelo amor, pela companhia, e principalmente pelo apoio nos momentos de desilusão.

A toda minha família, em especial aos meus pais, por terem acreditado em mim, investido no meu futuro, sem contudo influenciar em minhas decisões, na minha maneira de viver, aprender e me tornar homem com total liberdade. Aos meus irmãos, pelas valiosas discussões, fundamentais para o meu amadurecimento.

Aos colegas de república, Grego, Fragalli, Robson, Fernando (também irmão), Renato, Piloto, Marcos, Chahine, Marcelo, F. Ortega, pelos agradáveis momentos que passamos juntos.

Aos amigos e colegas da graduação e pós-graduação, em particular ao Milled, Reginaldo, Sérgio (campeão), João, Liliane, Aparecida, Marcel, Jean e Cézar, pelo companheirismo e pelo tempo em que navegamos juntos pelos meandros da vida acadêmica.

Ao Vanderlei, pela amizade e orientação, e por ter me permitido ver que, ciência no Brasil, é mais um ideal de vida do que propriamente uma maneira de se ganhar o pão de todo dia.

Ao professor Luiz Nunes de Oliveira, pela coerência e senso de justiça, qualidades essenciais a um bom mestre, com quem aprendi muito sobre física em particular, e sobre comportamento humano em geral.

Ao Almir, pelas aulas descontraídas e agradáveis, e pelo papo amigo nas tardes de domingo, ao lado da churrasqueira.

Ao professor Rogério Cantarino Trajano da Costa, cuja experiência me ensinou a como NUNCA agir perante um semelhante meu.

A todos os professores do DFCM, principalmente aqueles que diretamente participaram do processo de minha formação, dividindo conhecimentos e experiências, e particularmente ao professor Silvestre Ragusa, pela seriedade e empenho na preparação e execução dos cursos de eletromagnetismo.

Ao professor José Eduardo Martinho Hornos, pelo intenso vigor pelo progresso da ciência em geral e das "liberdades democráticas" em particular, nadando contra a corrente do antiquado, do retrógrado, do mesquinho...

Aos amigos Patrícia, Jô, Rê, Giulio, Regina, Márcio, e tantos outros, pelas alegrias divididas.

Ao Gilberto Moretto, pelos inúmeros momentos de reflexão a respeito da vida e da morte; pelas madrugadas varadas em intenso labor, sem contudo saber bem para que ou para quem; e pela agradável companhia nos momentos de lazer, tomando uma cerveja no Empório, para onde vão também meus agradecimentos.

Ao Mauro Masili, por todas as coisas que não são bem assim do jeito que nós pensamos que elas são mesmo.

A todos os colegas, técnicos e professores do Grupo de Ótica do DFCM, em especial, ao Sílvio Tonissi Jr., pelas "dicas eletrônicas" e pelo tempo e paciência dispendidos em prol de minha formação.

Ao Luiz Antônio Menegazzo, pelos desenhos que constam deste trabalho.

Ao Carlos Alberto Faria Leite, pela grande amizade, pelos valiosos conselhos e pela intensa preocupação com meu futuro.

Ao Luiz Gustavo Marcassa, pelas horas noturnas de monitoração do laser, durante as medidas experimentais.

Ao Euclides Marega Jr., pela ajuda na montagem do aparato experimental.

Ao Gilberto Victorino, pelos pequenos e grandes auxílios técnicos.

A todos os técnicos da oficina mecânica do DFCM, pela manufatura de praticamente todo o sistema experimental.

Aos técnicos da oficina de ótica do DFCM, pela confecção dos componentes óticos empregados neste trabalho.

Ao Celso e ao Aldimar, pelos quilos e quilos de nitrogênio líquido.

À Isabel, pela eficiência e dedicação.

Às bibliotecárias do DFCM, pela presteza no atendimento, pela educação e simpatia.

À Tides, pelas milhares de cópias xerox.

Ao Ítalo e ao Eduardo pelo trabalho de edição deste trabalho.

A todas as secretárias do DFCM, em especial à Rose, Beth, Wladerez e Márcia, pela paciência diante de minha impaciência.

À família Napolitano Sanchez, pelo agradável ambiente, pelo carinho com que me abriram as portas como que uma

segunda e muito querida família.

Aos órgãos fomentadores de pesquisa, CNPq, CAPES, FAPESP, FBB, pelo apoio financeiro, sem o qual não seria possível a realização deste trabalho.

A todos os homens de paz e boa vontade,

Meus sinceros agradecimentos.

== ZIR'

SÃO CARLOS - JAH, 25 - 1991

MENSAGEM

Para obter o Título de Mestre, uma pessoa deve estudar, em média, 20 anos de sua vida, em regime de dedicação exclusiva.

Para obter o Título de Doutor, em média, são mais 6 anos, totalizando 26 anos.

O salário que se paga para um "estudante" de mestrado ou doutorado é ridículo, diria até humilhante.

Um "bolsista" de mestrado ou doutorado, não é reconhecido profissionalmente em nenhum lugar que frequenta, não tem direito legal a férias remuneradas como qualquer outro indivíduo dentro da sociedade brasileira, não recebe 13º salário e não tem registro em carteira. Entretanto, sua parca remuneração é tributável.

Um mestrando ou doutorando, que por acaso queira manter um padrão de vida à altura de sua capacitação e merecimento, por tanto tempo devotado ao desenvolvimento e aprimoramento da qualidade de vida da sociedade (que não os reconhece), deve manter dois, três "empregos", ou se dedicar a outras atividades, distantes daquela para qual estudou e se formou, como por exemplo, montar um restaurante e fazer física por esporte, nas horas vagas, sem compromisso.

Será que é desta maneira que "nossos governantes" pretendem fazer deste país, o país do futuro...?