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

POSSIBILIDADES DE PRODUÇÃO
DE FEIXES ATÔMICOS
MONOENERGÉTICOS

Valdir Carlos Colussi

ORIENTADOR: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

DISSERTAÇÃO APRESENTADA AO INSTITUTO
DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE
EM CIÊNCIAS - FÍSICA APLICADA.

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

SÃO CARLOS - SÃO PAULO
1992

Colussi, Valdir Carlos
C726p **Possibilidades de produção de feixes atômicos monoenergéticos/Valdir Carlos Colussi, São Carlos, 1992.**
81P.

Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física e Química, Departamento de Física e Ciências dos Materiais - USP.
Orientador: Vanderlei S. Bagnato

1.Monoenergização. 2.Desaceleração.
3.Aceleração. 4.Feixe atômico.
5.Átomos de Sódio.
I.Colussi, Valdir Carlos. II.Título.

**IFSC UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**
Instituto de Física e Química de São Carlos

Fone (0162) 72-6222
Fax (0162) 72-2218

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
Caixa Postal 369
CEP 13560 - São Carlos - SP
Brasil

MEMORIAL DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE VALDIR CARLOS COLUCCI APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 07/07/1992

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Prof. Dr. Daniel Pereira

Prof. Dr. Carlos Calado de Castro Neto

*"A Ciência e a
Religião, perderam, uma e outra,
o seu dom supremo -que é a educação
da consciência humana. Está perdida
a arte de formar-se e criar-se
almas, e ela só será redescoberta,
quando a Ciência e a Religião,
repensadas em uma única força viva,
convergir para a sublime tarefa de
MAGNIFICAR A HUMANIDADE"*

Édouard Schuré

*Este trabalho é dedicado
à minha esposa Larissa
e à nossa filha Lara*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de prestar eterna gratidão aos meus pais, Valdir e Mercedes, pela oportunidade e confiança, pois sem eles nada disto teria sido possível.

Ao Vanderlei pela orientação, respeito, carinho e paciência, ao longo destes anos. Ao Zilio pela co-orientação e aos demais professores do Grupo; Máximo, Tomaz, Luis Antonio, e em especial ao Jarbas por ter me dado a honra de sua presença em minha banca.

Ao Prof. Daniel Pereira (UNICAMP) por ter participado de minha banca, e cujos "toques" com relação à redação deste trabalho foram de extrema importância.

Ao Marcassa, que como "Partner" e amigo, auxiliou e acompanhou de perto todo o desenrolar deste trabalho, inclusive madrugada adentro.

Ao Prof. Luis Nunes de Oliveira, por me mostrar que um cientista, ainda pode ser Didático, Equilibrado e Justo.

As "meninas" da seção de alunos, e em especial a Bete e a Wladeres, pela atenção e carinho com que trataram meus esquecimentos.

A Isabel de Vitro pela amizade, paciência, dedicação, organização e eficiência.

Ao Silvio e ao Rui pela amizade e suporte eletrônico.

Ao Gilberto Vitorino pelo suporte técnico e dedicação.

Ao Italo e ao Eduardo pelo corte dos plásticos para a construção da bobina e pela Xerox.

Ao Samuel pelos belos desenhos.

À Tide pela Xerox dos eternos artigos e figuras.

Aos vigias em especial ao Adão, "seu Silvio" e ao Paulo por me darem, na medida do possível, total liberdade de ação.

Ao Edy pelo modulador.

Ao Lino, Nório, Esponja e Jamanta por terem me ajudado na construção da bobina.

À Eneida, Evandro, Ilde e Flemming, meus companheiros de sala, e ao demais amigos do laboratório; Aparecida, Marcel, Reginaldo, Tereza, Euclides, Fragalli, Luimar, Mônica, pois de uma maneira ou de outra, contribuíram para a realização profissional deste trabalho e para formação de minha personalidade e em especial ao Carlos Alberto pela amizade, carinho e a maneira aberta de tratar os mais diversos assuntos.

À Dany, Marta e Mário "boy", pela amizade e pelos momentos que passamos juntos na Graduação, em especial ao Adriano, onde os momentos do laboratório avançado e companheirismo, jamais esqueerei.

Ao pessoal da oficina Mecânica, em especial ao Carlinhos e João pela prontidão. Ao pessoal da oficina de Óptica, em especial ao Edivaldo pela atenção. As "meninas" da Biblioteca, pela eficiência, e às "Moças da limpeza" pelo carinho com nossas salas e laboratórios.

E finalmente à Larissa, minha esposa, por ter "quase" entendido meus períodos de ausência.

SUMARIO

	-Pg-
Resumo	...i
Abstract	..ii
Lista de figuras	.iii
 CAPÍTULO 1	
INTRODUÇÃO	..01
 CAPÍTULO 2	
ASPECTOS GERAIS SOBRE O USO DE PRESSÃO DE RADIAÇÃO NO CONTROLE DO MOVIMENTO DE FEIXES ATÔMICOS	
2.1 Introdução	..06
2.2 Pressão de radiação para o átomo de 2 níveis	..06
2.3 A técnica de ajuste Zeeman	..09
2.4 Desaceleração pelo ajuste Zeeman	..11
2.5 Aceleração pelo ajuste Zeeman	..15
2.6 Monoenergização pelo ajuste Zeeman	..18
2.7 Aplicação para o átomo de sódio	..20
2.7.1 O átomo de Na como um sistema de 2 níveis	21
 CAPÍTULO 3	
O SEGUIMENTO ADIABÁTICO	
3.1 Introdução	..24
3.2 A "trajetória das velocidades" e o gradiente do campo magnético	..25
3.3 Mudança de referencial	..28
3.4 Simulação para o processo de monoenergização	..37

CAPÍTULO 4

CONSTRUÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL

4.1 Produção do feixe atômico e Sistema de vácuo	..39
4.1.1 Região do forno	..39
4.1.2 Região de colimação	..41
4.1.3 Região de ante-câmara	..41
4.1.4 Região da câmara principal	..42
4.2 Sistema óptico	..42
4.3 Construção do perfil magnético B(z)	..45

CAPÍTULO 5

O BOMBEAMENTO ÓPTICO

5.1 Introdução	..50
5.2 A distribuição inicial de velocidades	..50
5.3 Modulador eletro-óptico gerando um laser	..52

CAPÍTULO 6

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

6.1 Medida dos átomos emergentes	..53
6.2 Desaceleração utilizando polarização da luz σ^+	..55
6.3 Aceleração utilizando polarização da luz σ^-	..60
6.4 Banda lateral de um modulador eletro-óptico possibilitando a monoenergização utilizando apenas um laser - Verificação experimental	..66
6.6 Observações de efeitos colisionais no forno	..69

CAPÍTULO 7

COMENTÁRIOS FINAIS	..72
--------------------	------

REFERÊNCIAS	..73
-------------	------

APÊNDICE A (Simulações)	..75
APÊNDICE B (Projeto bobina)	..78
APÊNDICE C (Artigos)	..81

RESUMO

Neste trabalho, apresentamos um estudo detalhado da técnica de desaceleração e aceleração de átomos pelo ajuste Zeeman, possibilitando a produção de um feixe atômico monoenergético.

Usando esta técnica, realizamos estudos sobre efeito de bombeamento óptico e condições de seguimento adiabático dos átomos no campo magnético. Através do entendimento destes efeitos, pudemos propor modificações que permitirão a produção de um fluxo intenso de átomos monoenergéticos, que deverão permitir experimentos, com este tipo de feixe atômico, fora do sistema.

ABSTRACT

We have studied in detail the Zeeman-tuned technique to slow and to fast an atomic beam of sodium atoms, and open possibilities to production of monoenergetic atomic beam.

It was make, a study sistematic about optical pumping effects, and adiabatic following conditions in the magnetic field. Wich a single laser, some modification of the magnetic field profile and of the optics apparatus, we are able to desacelerate or to accelerate atoms outside the solenoid, which make a lot of experiments much simpler.

LISTA DE FIGURAS

-Pg-

FIG.2.1:Representação do comportamento de um átomo (Sistema de 2 níveis) com radiação eletromagnética ressonante.	..07
FIG.2.2:Representação da transferência de momentum para um átomo na presença de radiação eletromagnética ressonante.	..08
FIG.2.3:Representação do processo de desaceleração de átomos neutros pela técnica de sintonia Zeeman.	..13
FIG.2.4:Perfis magnéticos para realizar aceleração de átomos neutros pela técnica de sintonia Zeeman.	..17
FIG.2.5:Representação do perfil " $-B_1(z)$ " também adequado para a aceleração de átomos neutros.	..18
FIG.2.6:Diagrama de níveis de energia do sódio ($Z=11$)	..21
FIG.2.7:Diagrama dos níveis eletrônicos do átomo de Na como função do campo magnético aplicado.	..22
 FIG.3.1:Simulação numérica para a desaceleração σ^+	 ..26
FIG.3.2:Simulação numérica para a aceleração σ^+	..27
FIG.3.3:Coordenadas relativas a mudança de referencial.	..29
FIG.3.4:Ampliação das regiões onde $k_v(z)$ cruza $f(z)$ para os processos de desaceleração σ^+ e aceleração σ^+	..34
FIG.3.5:Derivada do campo magnético $B_1(z)$.	..35
FIG.3.6:Simulação para o processo de monoenegização.	..38
 FIG.4.1:Sistema completo para produção do feixe atômico	 39
FIG.4.2:Sistema óptico completo.	..43
FIG.4.3:Tabela gerada pelo computador, utilizada na construção da bobina.	..46
FIG.4.4:Perfil do campo magnético construído.	..48
FIG.4.5:Sistema experimental completo.	..49

FIG.5.1:Distribuição inicial de velocidades que emergem do forno atômico.	..51
FIG.5.2:Bandas laterais geradas por um modulador eletro-óptico de frequência.	..53
FIG.6.1:Região de detecção dos átomos emergentes.	..54
FIG.6.2:Perfis de fluorescência do feixe atômico para a desaceleração utilizando polarização da luz σ^+	..56
FIG.6.3:Verificação da linearidade da velocidade dos átomos que emergem do processo de desaceleração, utilizando polarização da luz σ^+	..58
FIG.6.4:Simulação numérica para a desaceleração σ^+ , utilizando o campo magnético experimental.	..59
FIG.6.5:Perfis de fluorescência do feixe atômico para a aceleração, utilizando polarização da luz σ^-	..61
FIG.6.6:Simulação numérica para a aceleração σ^- , utilizando o campo magnético experimental.	..63
FIG.6.7:Verificação da linearidade da velocidade dos átomos que emergem do processo de aceleração, utilizando polarização da luz σ^-	..64
FIG.6.8:Perfis de fluorescência que comprovam a validade dos resultados para a aceleração σ^-	..65
FIG.6.9:Simulação numérica realizada para a desaceleração σ^- ocorrendo simultaneamente, utilizando o campo magnético experimental.	..66
FIG.6.10:Comprovação do fato que uma das bandas laterais geradas por um modulador eletro-óptico, pode funcionar como um laser no processo de monoenergização.	..68
FIG.6.11:Espectro obtido da luz que emerge do interior do forno, quando o laser incidente é centrado na frequência de ressonância dos átomos de sódio.	..69
FIG.6.12:Intensidade do sinal luminoso emergente do forno, em regime de saturação máxima, como função da temperatura.	..70

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A idéia de que "a matéria é constituída de átomos" advém da Grécia antiga. Filósofos gregos como Leucipo (450 A.C.) e Demócrito de Abdera (420 A.C.), já afirmavam que o mundo material era formado de minúsculas partículas aglomeradas, que eles mesmos chamavam de átomos (em grego, "ατομος = indivisível).

Esta idéia não passava de uma grande teoria até que nomes como R. Boyle, D. Bernoulli, A. L. Lavoisier, L. J. Proust, J. L. Gay-Lussac, L. R. A. Avogadro etc... constatarem cientificamente entre os séculos XV e XIX D.C. através de experimentos a profundidade desta teoria.

A primeira idéia científica de átomos foi elaborada em 1808 por J. Dalton através de seus postulados, mas foi no final do século XIX que a teoria atomística tomou enorme impulso com o "Modelo do Pudim de Passas" (J. J. Thomson) e experimentos de espalhamento com elementos radioativos (E. Rutherford), que introduziu a idéia de núcleo e elétrons.

Paralelamente encaminhou-se o estudo ondulatório da luz, onde advém experiências realizadas por Cavendish, Coulomb, Faraday, mas foi com J. C. Maxwell em 1864 com sua publicação sobre a dinâmica do campo eletromagnético que a teoria da luz teve seu maior impacto. Maxwell

estabeleceu suas equações, e tornou claro que radiação eletromagnética carrega momentum através do espaço.

O passo seguinte foi dado por A. Einstein, com a idéia de que a luz possui natureza corpuscular (fóton) e da demonstração de que a conservação de momentum é um elo marcante entre o equilíbrio da radiação e matéria.

Estes fatos constituem o alicerce básico da Teoria Quântica que procura entender o comportamento da natureza atômica, através de experimentos que envolvem interações entre radiação-matéria.

Com o advento da tecnologia laser, várias técnicas de espectroscopia atômica e molecular (estudo de átomos e moléculas através de interação com radiação) foram grandemente desenvolvidas, permitindo atingir precisões de até uma parte em um trilhão. Estas técnicas levaram a medidas de constantes fundamentais da física com tal ordem de precisão que foi possível melhorar as teorias já existentes e testar novas técnicas e teorias.

Uma técnica bastante poderosa^[1,2], que envolve a manipulação mecânica dos átomos através de forças radiativas, nasceu recentemente. Baseada no fato que a radiação carrega momentum, permite a construção de sistemas físicos onde o comportamento quântico dos átomos como um todo manifesta-se de forma marcante através de efeitos coletivos.

Em 1982, W. Phillips e H. Metcalf demonstraram a "Zeeman Tuned Slowing^[3]" (desaceleração por sintonia Zeeman). Nesta técnica, a pressão de radiação fornecida por um laser contra-propagante a um feixe atômico

proveniente de uma fonte térmica de átomos de sódio, desacelera átomos para velocidades abaixo de 200m/s. Isto, os levou a estudar, armadilhas magneto-ópticas para átomos, e a desenvolver a técnica de "Optical Molasses".

Na técnica de "Optical Molasses", os fótons, através de 6 feixes laser contra-propagantes ao movimento dos átomos, se comportam como um meio viscoso ($F = -\beta v$), removendo a energia cinética destes, proporcionando a produção de amostras gasosas ultra-resfriadas.

Átomos lentos ou ultra-resfriados constituem um sistema ideal para espectroscopia, onde os efeitos indesejáveis, como efeito Doppler (de várias ordens), tempo de trânsito, alargamento por colisão etc... são suprimidos a níveis quase que inatingíveis por outras técnicas. Esta técnica, após ter sido proposta, tem sido amplamente utilizada com grande sucesso^[4,5,6].

Entre os anos de 1987/91, sob a orientação dos Profs. V.S. Bagnato, S.C Zilio e colaboradores, realizamos em nosso laboratório um estudo detalhado^[7,8,9] do processo de desaceleração de átomos neutros de sódio, pela técnica descrita acima, analisando de uma forma sistemática os seguintes aspectos: projeto e construção do laboratório para produção de feixes atômicos^[10], acessórios para a desaceleração, estudo da mesma pelo monitoramento da fluorescência ao longo do percurso^[11], o problema do bombeamento óptico^[12], do seguimento adiabático durante a desaceleração^[13]. Foram também desenvolvidas técnicas que possibilitaram a produção de um fluxo intenso de átomos lentos, a extração dos átomos do interior da câmara de

desaceleração para uma região de fácil acesso, através da utilização de uma bobina extratora, e a utilização de um hexapolo magnético visando a focalização dos átomos^[14].

No regime de baixas temperaturas, a interação quântica entre os pacotes de onda que representam as partículas, tornam-se importantes e fenômenos coletivos como a condensação de Bose-Einstein para sistema de bósons, devem manifestar-se macroscopicamente, possibilitando uma verificação experimental destes fenômenos.

O intuito deste trabalho é a utilização da técnica Zeeman para mostrar as possibilidades da produção de feixes atômicos monoenergéticos. Através da pressão de radiação, propomos desacelerar a parte da distribuição acima de um v^* pré-determinado através de um feixe laser contra-propagante, e acelerarmos a parte da distribuição abaixo de v^* através de um laser co-propagante. Com esta técnica todos os átomos entram em ressonância ao longo do processo, e no fim deste, os átomos possuirão velocidades ao redor de v^* .

Desta forma, somando a bagagem teórica e experimental adquirida nestes últimos anos pela nossa equipe, mais o resultado do presente trabalho será possível, futuramente, a produção de feixes atômicos monoenergéticos com uma dispersão de velocidades bem controlada. Feixes com estas características poderão ser usados na realização de experimentos de colisão de átomos-átomos, átomos-superfícies, e quem sabe, nos leve a um melhor entendimento sobre o mecanismo das reações químicas.

Este trabalho está dividido em 7 capítulos onde:

No CAPÍTULO.1, fez-se uma breve citação cronológica dos fatos que possibilitaram a realização deste trabalho.

No CAPÍTULO.2, descrevemos a técnica de sintonia Zeeman para a produção de feixes atômicos desacelerados, acelerados e monoenergéticos. Nesta técnica um feixe atômico (átomos neutros) interage com um laser ressonante, e o efeito Doppler consequente da variação de momentum do átomo (sistema de 2 níveis) é anulado por um campo magnético, de perfil adequado.

O CAPÍTULO.3, trata das condições necessárias para a produção do feixe atômico monoenergético. Introduz-se o conceito de "trajetória das velocidades" e seguimento adiabático. Neste capítulo, obtemos também a expressão da flutuação da velocidade do átomo em seu referencial, e analisamos os motivos que o levam a escapar de ressonância durante o processo.

O CAPÍTULO.4, é dedicado à construção do sistema experimental.

No CAPÍTULO.5, mostramos a distribuição inicial de velocidades emergente do forno, e descrevemos a solução encontrada para a realização do experimento de monoenergização utilizando apenas um laser.

No CAPÍTULO.6, mostramos e discutimos os resultados experimentais obtidos.

O CAPÍTULO.7, é dedicado aos comentários finais.

CAPÍTULO 2

ASPECTOS GERAIS SOBRE O USO DE PRESSÃO DE RADIAÇÃO NO CONTROLE DO MOVIMENTO DE FEIXES ATÔMICOS

2.1 INTRODUÇÃO

Para entendermos o movimento de um feixe atômico, quando este interage com a radiação eletro-magnética, se faz necessário a introdução do conceito "Pressão de Radiação".

Neste capítulo, descreveremos a técnica utilizada para o controle de feixes atômicos, utilizando pressão de radiação, bem como a possibilidade da produção de feixes monoenergéticos.

2.2 PRESSÃO DE RADIAÇÃO PARA ÁTOMO DE DOIS NÍVEIS

Vamos imaginar um átomo (sistema de 2 níveis) em repouso ($v=0$) com relação a um referencial inercial (laboratório), sobre o qual incide-se radiação eletromagnética ressonante (Fig.2.1).

Sendo k o vetor de onda da luz incidente e M a massa de um átomo, para cada fóton de luz absorvido, o átomo é promovido ao estado excitado, adquirindo um momentum $\hbar k$, e consequentemente uma velocidade dada por $v = \frac{\hbar k}{M}$ no sentido de propagação do laser. Logo em seguida o átomo emite

espontaneamente um fóton retornando ao estado fundamental, e desta vez sofre um recuo oposto ao fóton emitido. Como resultado deste ciclo absorção-emissão o átomo em média termina recebendo uma determinada quantidade de momentum na direção do laser, pois a absorção ocorre sempre na direção de propagação da luz, enquanto na emissão espontânea a direção é aleatória.

FIG.2.1: Representação do comportamento de um átomo (Sistema de 2 níveis) com radiação eletromagnética ressonante. O átomo inicialmente em repouso (a), é promovido para o estado excitado através da absorção de 1 fóton, adquirindo um momentum $p=\hbar k$ no sentido de propagação do laser (b). Após a emissão espontânea do fóton absorvido, o átomo retorna ao estado fundamental adquirindo momentum no sentido contrário ao fóton emitido, e consequentemente adquire uma velocidade resultante dada pela soma destas 2 velocidades (c).

Se considerarmos um grande número de ciclos absorção e emissão, o momentum resultante transferido ao átomo será na direção de propagação do laser, enquanto a emissão espontânea contribui somente para uma difusão transversal, (Fig.2.2). A velocidade tranversal do feixe atômico nestas condições será dada por $v_T = \sqrt{N \frac{\hbar k}{M}}$ [15].

FIG.2.2: Representação da transferência de momentum para um átomo na presença de radiação eletromagnética ressonante. A linha contínua representa a absorção no sentido de propagação do laser. A linha tracejada representa a emissão espontânea num sentido aleatório. Como resultado o átomo adquire uma variação de momentum Δp somente na direção de propagação do laser.

As idéias expostas acima nos induzem a supor que, para acelerarmos (ou desacelerarmos) uma distribuição de velocidades emergente de uma fonte térmica de átomos neutros, basta-nos simplesmente co-propagar (ou contra-propagar) um feixe laser ressonante na direção (ou contra) dos átomos que constituem o feixe atômico.

Na prática, conforme os átomos absorvem a radiação do laser, começam a sair de ressonância devido ao efeito Doppler. A frequência do laser começa a mudar no referencial do átomo e após a variação de velocidade de alguns m/s, a variação Doppler torna-se da ordem da largura de linha da absorção, com o laser distanciando-se muito da ressonância do átomo. Consequentemente este deixa de absorver a luz, e o efeito mecânico dos fótons sobre o átomo torna-se menos significativo.

Para que os átomos mantenham uma variação constante de velocidade durante este processo, uma alternativa, é a introdução de um campo magnético externo longitudinal $B(z)$. Desta forma, o campo magnético separa os níveis eletrônicos do átomo (efeito Zeeman), anulando o efeito Doppler. Com isto o átomo permanece ressonante por todo o processo.

A técnica exposta acima foi proposta originalmente para desaceleração em 1982 por W. Phillips e H. Metcalf^[3], e posteriormente demonstrada por vários grupos de pesquisa^[4,5,6].

Veremos agora, com algum detalhe, a consistência desta técnica.

2.3 A TÉCNICA DE AJUSTE ZEEMAN

Um feixe atômico consiste de átomos independentes, propagando-se aproximadamente na mesma direção. Dada esta independência, é possível analisar o comportamento de apenas um átomo, e a partir daí, descrever o comportamento de todo conjunto. Devido a isto, discutiremos todo o processo como se fosse somente para um átomo, verificando experimentalmente a validade da afirmação acima.

A pressão de radiação, origina-se da transferência de momentum da radiação para o átomo. Cada fóton absorvido transfere ao átomo um momentum $p=\hbar k$, levando-o ao estado excitado correspondente. Cook^[16], utilizando o teorema de Ehrenfest e as equações de Bloch na aproximação de onda girante, realizou um tratamento do movimento atômico na

radiação ressonante, incluindo efeitos de radiação espontânea e interação de momento de dipolo induzido, obtendo uma expressão para a força de radiação que descreve o movimento atômico interagindo com uma onda eletromagnética. Para uma onda plana, a força de radiação, deduzida por Cook é dada por:

$$F = \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - k \cdot v]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.1)$$

onde Ω (frequência de Rabi) = $\mu E_0 / \hbar$
com μ o momento de dipolo da transição

Δ ("detuning") = ν_L (freq. do Laser) - ν_0 (freq. do átomo)

A (coeficiente de Einstein) = $\frac{4\omega_0^3 |\langle 1 | \mu | 2 \rangle|^2}{3\hbar c^3} = \frac{1}{\tau}$

sendo τ o tempo de vida do estado excitado

k (vetor de onda) = $\frac{1}{\lambda}$

Para altas intensidades ($\Omega \rightarrow \infty$), e na ressonância, a equação (2.1) se torna:

$$F = \frac{\hbar k}{2\tau} \quad (2.2)$$

onde o fator 2, deve-se ao fato de que, durante todo o tempo, o átomo transiciona na sua taxa máxima entre os estados fundamental e excitado, permanecendo metade do tempo em cada estado.

Assim, na ressonância, a aceleração máxima fornecida pela força de radiação é de:

$$|a_{\text{Máx}}| = \frac{1}{M} \frac{\hbar k}{2\tau} \quad (2.3)$$

Na equação (2.1), o termo Doppler ($\Delta - k.v$) possui forte influência sobre a grandeza da força, pois quanto maior a presença deste efeito, mais fracamente o laser irá interagir com o sistema atômico. A fim de eliminar esta influência indesejável, pode-se introduzir um campo magnético longitudinal $B(z)$, que através do efeito Zeeman, compensa este efeito, como mencionamos anteriormente. O campo $B(z)$ tem a função de desacoplar os níveis hiperfinos do átomo, e a introdução do termo $\gamma B(z)$ (abertura Zeeman) em (2.1) assegura-nos que toda vez que tivermos o efeito Doppler compensado pelo efeito Zeeman o átomo permanecerá ressonante com o laser.

2.4 DESACELERAÇÃO PELO AJUSTE ZEEMAN

Introduzindo-se um laser contra-propagante ao movimento do átomo (sistema de 2 níveis), é possível proporcionar a este ~~uma~~ desaceleração constante.

Utilizando os níveis eletrônicos do átomo, em que o espaçamento entre estes aumente com o aumento do campo magnético ($\Delta E = \gamma B + \nu_0$), onde isto é possível utilizando luz circularmente polarizada a direita σ^+ , e como $k.v = -kv$, a expressão de cook (2.1) se torna:

$$F_1 = - \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta_1 + kv_1 - \gamma B_1(z)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.4)$$

Obs: O sub-índice (1), na expressão acima, se faz necessário para distinguirmos os processos de desaceleração (1), com relação ao processo de aceleração (2), que veremos logo mais neste trabalho.

O melhor campo magnético para compensar o efeito Doppler é aquele que torna o processo mais eficiente, ou seja, torna (2.4) máxima, e para isto, como A e Ω são constantes do sistema, extraímos a condição de ressonância para a desaceleração, abaixo:

$$\Delta_1 + kv_1 - \gamma B_1(z) = 0 \quad (2.5)$$

Da condição acima, podemos obter o perfil do campo magnético ideal para o caso de desaceleração constante, substituindo $v_1 = \sqrt{v_0^2 - 2az}$, ficando:

$$B_1(z) = \frac{\Delta_1}{\gamma} + \frac{kv_0}{\gamma} \sqrt{1 - \frac{2a}{v_0^2} z} \quad (2.6)$$

ou

$$B_1(z) = Bb_1 + B_0 \sqrt{1 - \beta z}$$

A Fig.2.3 mostra o perfil magnético (2.6), onde escolhemos parâmetros consistentes com a realidade experimental ($Bb_1(z) = 200\text{Gauss}$, $B_0 = 730\text{Gauss}$, $\beta = 0,025\text{cm}^{-1}$). A escolha destes parâmetros será melhor discutida no capítulo.4, que trata da construção do sistema experimental. A figura também mostra uma representação do processo de desaceleração para átomos neutros pela técnica Zeeman. Neste campo, átomos com velocidade acima de $v_{0\text{Máx}}$, não sofrem a desaceleração, pois o campo magnético $B_1(z)$, não é capaz de produzir uma abertura Zeeman suficiente para compensar o efeito Doppler.

FIG.2.3: Representação do processo de desaceleração de átomos neutros pela técnica de sintonia Zeeman. Átomos que penetram na região de campo magnético $B(z)$ com velocidade inicial v_o abaixo da velocidade limite $v_o(\text{Máx})$ são desacelerados e emergirão do sistema com a mesma velocidade. Isto é devido ao perfil do campo magnético que através do efeito Zeeman, sintoniza ponto a ponto os átomos compensando o efeito Doppler.

Átomos com velocidades abaixo de $v_{o\text{ Máx}}$, entram na região de campo magnético, e para cada classe de velocidade, encontram durante o percurso um ponto em que o efeito Zeeman anule por completo o efeito Doppler. Sendo assim, estes átomos emergirão do sistema com a mesma velocidade final. Este resultado é conhecido na literatura como "Velocity Bunching"^[17], pois comprime átomos ao redor da mesma velocidade.

Da expressão (2.5), também obtemos a expressão da velocidade $v_1(z)$ ponto a ponto ao longo do processo de desaceleração:

$$v_1(z) = -\frac{\Delta_1}{k} + \frac{\gamma}{k} B_1(z) \quad (2.7)$$

No final do processo, $B_1(z)=0$, o coeficiente angular α_1 , fornecido pela curva $v_1(\text{final}) \times \Delta_1(\text{MHz})$, nos revela uma "impressão digital" do processo de desaceleração, mostrando a dependência linear da velocidade final dos átomos desacelerados com o "detuning" do laser. O valor deste coeficiente é dado abaixo:

$$\alpha_1 = -\frac{10^6}{k} = -0,6 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}} \quad (2.8)$$

Nas referências [1-15] encontramos o discutido acima com maior detalhe, onde para realizar o experimento foi utilizado átomos de sódio.

É possível realizar desaceleração de átomos, pela mesma técnica, utilizando os níveis hiperfinos do átomo onde o espaçamento entre estes decresça com o aumento do campo magnético, onde isto é possível utilizando luz circularmente polarizada a esquerda σ^- . Este experimento foi realizado por Lafyatis e colaboradores^[18], onde utilizou-se um feixe atômico de Rubídio ($Z=87$), e um laser de diodo como fonte de fótons.

2.5 ACELERAÇÃO PELO AJUSTE ZEEMAN

Retomando os níveis hiperfinos do átomo, onde o espaçamento aumente com o aumento do campo magnético (σ^+), podemos realizar a aceleração de átomos (sistema de 2 níveis) utilizando a mesma técnica.

Com um feixe laser gaussiano, co-propagante ao movimento dos átomos, o produto $k.v = +kv$ em (2.1), e introduzindo o termo Zeeman nesta expressão obtemos:

$$F_2 = + \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta_2 - kv_2 - \gamma B_2(z)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.9)$$

Para força máxima temos a condição de ressonância:

$$\Delta_2 - kv_2 - \gamma B_2(z) = 0 \quad (2.10)$$

E o perfil do campo magnético será dado por:

$$B_2(z) = \frac{\Delta_2}{\gamma} - \frac{kv}{\gamma} \sqrt{\frac{2a}{v^2} z} \quad \text{ou} \quad (2.11)$$

$$B_2(z) = Bb_2 - B_0 \sqrt{\beta z}$$

A expressão da velocidade para o processo de aceleração, nestas condições, é extraída de (2.10) e é dada por:

$$v_2(z) = \frac{\Delta_2}{k} - \frac{\gamma}{k} B_2(z) \quad (2.12)$$

Esta equação também nos revela, uma "impressão digital" do processo de aceleração, para átomos que emergem do sistema em $B_2(z)=0$, onde o coeficiente angular α_2 da curva $v_2(\text{final}) \times \Delta_2(\text{MHz})$ é fornecido abaixo:

$$\alpha_2 = \frac{10^{-6}}{k} = 0,6 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}} \quad (2.13)$$

Com isto, mostramos que o processo de aceleração, é essencialmente simétrico ao processo de desaceleração.

Um fato interessante, neste processo, é que a velocidade dos átomos a serem acelerados seguem a mesma dependência funcional de " $-B_2(z)$ ". Isto nos levará a conclusões importantes sobre o seguimento adiabático do processo de aceleração, que será discutido no próximo capítulo.

O resultado exposto acima, é válido para átomos que acompanham o campo magnético, em ressonância, por todo o processo, e serão detectados no final do sistema.

A Fig.2.4, mostra o perfil conveniente para realizarmos a aceleração, com $B_b=800\text{Gauss}$, $B_o=730\text{Gauss}$ e $\beta=0,025\text{cm}^{-1}$.

Como na desaceleração, o processo de aceleração pode ser realizado, utilizando os níveis hiperfinos do átomo em que o espaçamento da energia decresça com o aumento do campo magnético (σ^-). A linha pontilhada da Fig.2.4, mostra o perfil magnético necessário para que a aceleração aconteça nestas condições.

FIG.2.4: Perfis magnéticos para a realização da aceleração de átomos neutros pela técnica de sintonia Zeeman. A linha contínua, mostra o perfil $B_2(z)$ conveniente para aceleração, utilizando luz circularmente polarizada a direita (σ^+). A linha pontilhada, mostra o perfil magnético que a velocidade do átomo se submete no mesmo processo. Este também é o perfil adequado para a aceleração de átomos quando utiliza-se luz circularmente polarizada a esquerda (σ^-).

O comportamento da velocidade no processo de aceleração em função de $B_2(z)$, nos levou à analisar com mais cuidado a curva " $-B_1(z)$ ". Esta curva, como veremos no capítulo.3, também satisfaz as condições necessárias para que o átomo permaneça ressonante, possibilitando a produção de um feixe atômico com baixa dispersão de velocidade. Na Fig.2.5, mostramos o perfil do campo $-B_1(z)$.

FIG.2.5: Representação do perfil " $-B_1(z)$ ", também adequado para a aceleração de átomos neutros. Este é o perfil magnético que a velocidade dos átomos se submete no processo de aceleração utilizando luz circularmente polarizada a direita.

2.6 MONOENERGIZAÇÃO PELO AJUSTE ZEEMAN

A idéia central da produção de feixes atômicos monoenergéticos, se apóia na independência dos processos de aceleração e desaceleração ocorrendo simultaneamente. Átomos rápidos entrarão na região de campo magnético e somente permanecerão ressonantes com o laser desacelerador, pois, o "detuning Δ_1 " deste laser é conveniente somente para tal processo. Concomitantemente, átomos lentos somente permanecerão ressonantes com o laser acelerador, pela mesma razão exposta acima. Assim, o perfil magnético $B(z)$, ajustará ponto a ponto a frequência de ressonância de cada átomo até o final do processo.

Para realização experimental utiliza-se, o perfil magnético $B_1(z)$ que também favorece à aceleração pelo ajuste Zeeman, pois estamos considerando que o espaçamento da energia dos níveis eletrônicos dos átomos aumente com o acréscimo do campo magnético. Este perfil foi visualizado na Fig.2.3, e satisfaz as condições de ressonância.

A expressão (2.7), descreve a velocidade dos átomos no processo de desaceleração, ponto a ponto, em função do perfil magnético $B(z)=B_1(z)$, quando utiliza-se polarização da luz σ^+ . Sendo assim, para desacelerarmos "átomos rápidos" até uma velocidade pré-determinada v^* , esta equação nos fornece em que ponto $B(z)=B_f(z)$, o átomo escapa de ressonância. A velocidade de escape é dada por:

$$v^* = -\frac{\Delta_1}{k} + \frac{\gamma}{k} B_f(z) \quad (2.14)$$

Para acelerarmos "átomos lentos" com o mesmo campo magnético $B(z)$, também utilizando polarização da luz σ^+ , a equação (2.12) fornece para uma velocidade final v^* , para um mesmo B_f , o seguinte resultado:

$$v^* = \frac{\Delta_2}{k} - \frac{\gamma}{k} B_f(z) \quad (2.15)$$

Somando-se as expressões acima, obteremos a expressão da velocidade final para um feixe atômico monoenergético:

$$v^* = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2k} \quad (2.16)$$

O gráfico de $v^*(\text{final}) \times (\Delta_2 - \Delta_1)$, dos átomos, que emergem do sistema, com velocidades nestas condições, apresenta um coeficiente angular α^* dado por:

$$\alpha^* = \frac{10^6}{2k} = 0,29 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}} \quad (2.17)$$

O campo magnético que o átomo escapa de ressonância B_f , pode ser calculado igualando (2.14) e (2.15), assim:

$$B_f(z) = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2\gamma} \quad (2.18)$$

A idéia acima, apesar de simples, pode nos proporcionar a produção de um feixe atômico monoenergético, com uma dispersão muito baixa de velocidades, bastando para isto, contra-propagar ao movimento dos átomos emergentes do forno, um laser com um Δ_1 conveniente para realizar a desaceleração e co-propagar um laser com Δ_2 conveniente para a aceleração. Com isto, os átomos que escapam de ressonância em $B_f(z)$, emergirão do sistema com uma velocidade ao redor de v^* , pois átomos com velocidade abaixo de v^* serão acelerados, e átomos com velocidade acima de v^* , serão desacelerados.

2.7 APLICAÇÃO PARA O ÁTOMO DE SÓDIO

A praticidade experimental é um dos fatores que deve, sempre que possível, ser levada em conta em trabalhos relacionados na área experimental. Devido a isto, escolhemos para manipular no laboratório o átomo de sódio ($Z=11$), por pertencer à família dos metais alcalinos, portanto um hidrogenóide, e conter sua linha de absorção e emissão no visível, facilitando a prática experimental.

2.7.1 O ÁTOMO DE SÓDIO COMO UM SISTEMA DE 2 NÍVEIS

O átomo de sódio possui muitos níveis de energia, como podemos observar na Fig.2.6. O estado fundamental $3S_{1/2}$ é composto pelos níveis $F=1,2$ e o primeiro estado excitado $3P_{3/2}$ pelos níveis $F=0,1,2,3$.

FIG.2.6: Diagrama de níveis de energia do sódio ($Z=11$). Os números entre as linhas são os comprimentos de onda (λ) em Ångstrons, emitidos durante as transições indicadas. Cada nível de energia é indicado pelos números quânticos n e l . O zero de energia (em cm^{-1}), é tomado como a energia de ionização do átomo.

Aplicando-se um campo magnético ao átomo, levanta-se a degenerescência dos níveis hiperfinos e obtém-se as projeções do momento angular. Desta maneira, utilizando as regras de seleção para os números quânticos magnéticos m_F , escolhendo como direção de quantização a direção do campo magnético (eixo z) e utilizando polarização da luz σ^+ , somente $\Delta m_F = +1$ será excitado. Assim o átomo fica restrito aos estados $3S_{1/2}(F=2; m_F=2)$ e $3P_{3/2}(F=3; m_F=3)$.

Com a utilização da polarização da luz σ^- , somente $\Delta m_F = -1$ será excitado, restringindo o átomo aos estados $3S_{1/2}(F=2; m_F=-2)$ e $3P_{3/2}(F=3; m_F=-3)$. A Fig.2.7 mostra o diagrama do nível eletrônico do átomo de sódio como função do campo magnético aplicado.

FIG.2.7: Diagrama dos níveis eletrônicos do átomo de sódio como função do campo magnético aplicado. O diagrama mostra o estado fundamental do átomo ($3S_{1/2}$), com uma separação de estrutura fina de $\Delta\nu=1,772\text{GHz}$, e o primeiro estado excitado ($3P_{3/2}$). A fig. explicita a transição que utiliza os níveis de maior projeção angular (σ^+) e a transição que utiliza os níveis de menor projeção angular (σ^-).

Na Fig.2.7, o termo $\gamma B(z)$ é a abertura Zeeman e $\gamma=1,4\text{MHz/Gauss}$ (para o Sódio).

Desta forma, o átomo ficará obrigado em seu ciclo absorção e emissão a manter-se entre estes estados, como um sistema de 2 níveis. O tempo de vida do estado excitado τ , para o sódio, é de 16 nseg.

Neste capítulo, mostramos os aspectos gerais para o controle de feixes atômicos, através do conceito de pressão de radiação, e o desenvolvimento teórico que possibilita a produção de feixes atômicos monoenergéticos.

No próximo capítulo, discutiremos as condições de estabilidade inerente a cada processo, bem como, simulações numéricas que nos possibilitam um maior entendimento, através de visualização, do que ocorre em cada processo.

CAPÍTULO 3

O SEGUIMENTO ADIABÁTICO

3.1 INTRODUÇÃO

Quando pensamos em produção de feixes atômicos monoenergéticos, significa que esperamos ver emergir do sistema uma classe de velocidades muito bem determinada ao redor de v^* . Devido a isto, tanto Δ_1 (desaceleração) como Δ_2 (aceleração) devem ter valores fixados de tal forma que átomos que se sujeitem a desaceleração não sejam influenciados pelo efeito da aceleração (Δ_2), e vice-versa.

Átomos com esta característica, possuem um k.v que tende a estar quase paralelo às funções $f_1(z) = -\Delta_1 + \gamma B_1(z)$ (desaceleração σ^+), e $f_2(z) = \Delta_2 - \gamma B_1(z)$, (aceleração σ^+). Este fato garante que ponto a ponto o efeito Zeeman compensa o efeito Doppler, mantendo o átomo ressonante. A isto chamamos de "Seguimento Adiabático".

Na prática, existem fatores que impedem o átomo "de seguir adiabaticamente $B(z)$ ", como por exemplo, transições indesejadas e o gradiente do campo magnético, que deve ser suave o suficiente para que o átomo não escape repentinamente de ressonância. Estes tópicos serão vistos neste capítulo.

3.2 A "TRAJETÓRIA DAS VELOCIDADES" E O GRADIENTE DO CAMPO MAGNÉTICO

Para entendermos o comportamento do átomo durante o processo de aceleração e desaceleração pela técnica Zeeman, faz-se necessário um estudo de sua velocidade na presença de um campo magnético adequado $B(z)$. Isto fica claro quando monitoramos o comportamento do termo " kv " do átomo na presença da função $f_2(z) = \Delta_2 - \gamma B(z)$ para a aceleração (σ^+), e $f_1(z) = -\Delta_1 + \gamma B(z)$ para a desaceleração (σ^+). A visualização deste fato é feita através de simulação numérica, e ao comportamento de $kv(z)$ nestas condições, chamaremos de "trajetória da velocidade".

A trajetória do centro do pacote de ondas atômico como função da posição, para a desaceleração, está na literatura^[8,12,13] afirmando que $k.v$ do átomo segue adiabaticamente $B(z)$, "por baixo".

A Fig.3.1, mostra o seguimento adiabático de $k.v$ "por baixo" de $f_1(z)$ para um $\Delta_1 = -100$ MHz.

Para entendermos o seguimento adiabático e as causas que levam o átomo a sair de ressonância, vamos repetir o procedimento realizado por Napolitano^[8]. A ênfase, neste trabalho, será sobre a aceleração, e não como no trabalho original sobre a desaceleração, pois o processo é simétrico. A partir daí, entenderemos algumas propriedades inerentes à aceleração utilizando o campo $B(z)$. Os cálculos serão realizados, supondo utilização da polarização da luz σ^+ . Com os resultados que obteremos, será possível realizar uma breve discussão sobre os 2 processos.

FIG.3.1: Simulação numérica para a desaceleração. A linha contínua representa a trajetória (kv) da velocidade para alguns átomos que penetram na região de campo magnético $B(z)$ utilizando polarização da luz σ^+ . A linha pontilhada mostra o perfil $f_1(z) = -\Delta_1 + \gamma B_1(z)$ para $\Delta_1 = -100\text{MHz}$. A região em que kv cruza $f_1(z)$, representa o ponto em que o átomo escapa de ressonância.

Assim, a equação da força de radiação (2.9) pode ser escrita da seguinte forma:

$$Mv(z) \frac{dv(z)}{dz} = \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta_2 - kv_2 - \gamma B_1(z)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (3.1)$$

A solução da equação acima é a função $v=v(z)$ que descreve a trajetória do átomo, sob a ação de um campo magnético $B(z)$. Isto será feito através de simulação numérica, onde para a integração, usa-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem. Os programas utilizados para

realizar as simulações presentes neste trabalho podem ser consultados no Apendice A. Apesar da estrutura ser a mesma, as adaptações realizadas no programa extraído da referência [8], estão explicitadas no apêndice. A Fig.3.2 mostra o perfil $k_v(z)$ para várias velocidades (linha contínua), na presença da função $f_2(z)=\Delta_2-\gamma B_1(z)$ (linha pontilhada), para um "detuning" de 1400MHz. O campo desta região é, como visto na seção 2.4, numa forma ideal por $B_1(z)=200+730\sqrt{1-0,025z}$.

FIG.3.2: Simulação numérica para a aceleração. A linha contínua representa a trajetória da velocidade (k_v), para alguns átomos que penetram na região de campo magnético $B(z)$, utilizando polarização da luz σ^+ . A linha pontilhada mostra o perfil $f_2(z)=\Delta_2-\gamma B_1(z)$ para $\Delta_2=1400$ MHz. Como podemos observar, átomos que penetram nesta região com $k_{v0} > \Delta_2 - \gamma B_1(z)$, encontram um valor de campo magnético $B_1(z)$ que compensa o efeito Doppler, e partir daí, $B_1(z)$ sintoniza o átomo com o laser, fazendo-o seguir $f_2(z)$ adiabaticamente por cima.

Átomos com $kv_0 < \Delta - \gamma B_1(z)$ não entram em ressonância pois possuem velocidade muito baixa e apesar do alargamento Zeeman ser grande, estes não alteram sua velocidade.

Átomos que penetram na região do campo magnético com $kv_0 > \Delta - \gamma B(z)$, e não satisfazem a condição de ressonância ($kv_0 \approx \Delta - \gamma B(z)$), permanecem com sua velocidade constante e caminham na região do campo, avançando cada vez mais para o final até que $kv_0 \approx \Delta - \gamma B(z)$. A partir deste ponto o átomo entra em ressonância iniciando a aceleração acompanhando o campo magnético de forma adiabática.

Como não podemos deixar de notar na Fig.3.2, o átomo, a partir do momento em que satisfaz a condição de ressonância, segue adiabaticamente $f_2(z)$ "por cima", muito próximo de $f_2(z)$. Este fato pode ser entendido facilmente se sairmos do referencial do laboratório projetando-o para o referencial do átomo^[13]. Esta mudança se faz necessária para entendermos as flutuações que o átomo se sujeita em seu referencial.

3.3 MUDANÇA DE REFERENCIAL

Reescrevendo (2.4), que é a expressão da pressão de radiação, temos:

$$M \frac{dv}{dt} = \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - kv - \gamma B(z)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (3.2)$$

Seja um sistema de referência móvel uniformemente acelerado, com aceleração equivalente àquela imposta pela variação do campo magnético.

Vamos supor que no referencial do laboratório (repouso), o átomo ocupe a posição z . A origem do referencial móvel ocupa a posição z_0 com relação a origem do referencial do laboratório, e o átomo no referencial móvel ocupa a posição z' . Um esquema simples desta mudança é mostrado na Fig.3.3, abaixo:

FIG.3.3: Coordenadas relativas a mudança de referencial. O novo referencial possui aceleração equivalente àquela imposta pela variação do campo magnético. No laboratório, o referencial móvel ocupa a posição z_0 , e o átomo a posição z . No referencial móvel, o átomo ocupa a posição z' .

A transformação de coordenadas que relaciona os referenciais é dado por:

$$z = z_0 + z' \quad (3.3)$$

Esta transformação relaciona a posição do átomo no referencial móvel, acelerado, com relação ao referencial em repouso. As velocidades do referencial móvel, do átomo no laboratório, e em seu próprio são dadas respectivamente por:

$$V = \frac{dz_o}{dt} \quad (3.4)$$

$$v = \frac{dz}{dt} \quad (3.5)$$

$$v' = \frac{dz'}{dt} \quad (3.6)$$

A equação (3.3) permite-nos escrever a transformação da força de radiação nos diferentes referenciais:

$$M \frac{dv'}{dt} = M \frac{dv}{dt} - M \frac{dV}{dt} \quad (3.7)$$

Da condição de ressonância, (3.2), é possível obter a velocidade no referencial acelerado (V) em função do campo magnético externo:

$$\begin{aligned} \Delta - kV - \gamma B(z_o) &= 0 \\ V &= \frac{\gamma}{k} \left(\frac{\Delta}{\gamma} - B(z_o) \right) \\ \text{ou} \\ V &= \frac{\gamma}{k} (Bb - B(z_o)) \end{aligned} \quad (3.8)$$

introduzindo (3.8) e (3.2) em (3.7), temos:

$$\begin{aligned} M \frac{dv'}{dt} &= - M \frac{d}{dt} \left[\frac{\gamma}{k} (Bb - B(z_o)) \right] + \\ &\quad \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - kv(z) - \gamma B(z_o)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \end{aligned}$$

substituindo $\frac{d}{dt}$ por $\frac{dz_o}{dt} \frac{d}{dz_o}$ e z por $z_o + z'$ (3.3), ficamos com:

$$\begin{aligned} M \frac{dv'}{dt} &= - M \frac{\gamma}{k} \frac{d}{dz_o} [Bb - B(z_o)] \frac{dz_o}{dt} + \\ &\quad + \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - kv(z_o + z') - \gamma B(z_o + z')]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \end{aligned}$$

como $V = \frac{dz_o}{dt}$ e $v(z_o + z') = v(z_o) + v(z')$ a expressão acima se torna:

$$M \frac{dv'}{dt} = M \frac{\gamma^2}{k^2} [Bb - B(z_0)] \frac{dB(z_0)}{dz_0} +$$

$$+ \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - kV - Kv' - \gamma B(z_0 + z')]^2 + A^2 + 2\Omega^2}$$

Aproximando $B(z_0 + z') \cong B(z_0)$, que é justificado pelo fato de que em cada ponto $V \cong v'$.

$$M \frac{dv'}{dt} = M \frac{\gamma^2}{k^2} [Bb - B(z_0)] \frac{dB(z_0)}{dz_0} +$$

$$+ \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - kV - Kv' - \gamma B(z_0)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (3.9)$$

de (3.8) tiramos que:

$$-kV - \gamma B(z_0) = -\gamma Bb \quad (3.10)$$

e do perfil do campo magnético (2.11), vemos que:

$$B(z_0) - Bb = B_0 \sqrt{1 - \beta z_0}$$

$$\frac{dB(z_0)}{dz_0} = - \frac{B_0^2 \beta}{2B_0 \sqrt{1 - \beta z}}$$

consequentemente:

$$(B(z_0) - Bb) \frac{dB(z_0)}{dz_0} = - \frac{B_0^2}{2} \beta \quad (3.11)$$

Introduzindo (3.10) e (3.11) em (3.9), obtém-se a equação diferencial (3.12) abaixo, que resolvida para v' , descreve as soluções para as velocidades do átomo (Flutuações) ao longo de sua trajetória ressonante no processo de aceleração, ou seja:

$$M \frac{dv'}{dt} = + \frac{M}{2} \frac{\gamma^2}{k^2} B_0^2 \beta + \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - \gamma Bb - kv']^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (3.12)$$

Retomando a expressão (3.9), e impondo um regime estacionário, $\frac{dv'}{dt}=0$, o átomo descreve um movimento uniforme, isento de aceleração, no referencial móvel, permitindo escrever:

$$-M \frac{\gamma^2}{k^2} [Bb-B(z_0)] \frac{dB(z_0)}{dz_0} = \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta-kV-Kv'-\gamma B(z_0)]^2 + A^2 + 2\Omega^2}$$

que substituindo $kV=\Delta-\gamma B(z_0)$, fica:

$$-M \frac{\gamma^2}{k^2} [Bb-B(z_0)] \frac{dB(z_0)}{dz_0} = \frac{A \Omega^2 \hbar k}{4[-kv']^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (3.13)$$

A equação (3.13) pode ser facilmente resolvida para v' , e temos:

$$kv' = \pm \frac{1}{2} \left[\frac{A \Omega^2 \hbar k^3}{M \gamma^2 (B(z_0)-Bb) \frac{dB(z_0)}{dz_0}} - A^2 - 2\Omega^2 \right]^{1/2} \quad (3.14)$$

A (3.14) é a equação da trajetória no referencial do átomo.

Para voltarmos ao referencial do laboratório, (3.3) nos fornece:

$$kv = kV + kv' \quad (3.15)$$

onde $kV = f(z_0)$ e kv' é dada pela equação (3.14), portanto:

$$kv(z) = f(z_0) \pm \frac{1}{2} \left[\frac{A \Omega^2 \hbar k^3}{M \gamma^2 (B(z_0)-Bb) \frac{dB(z_0)}{dz_0}} - A^2 - 2\Omega^2 \right]^{1/2} \quad (3.16)$$

Como o átomo está em repouso no referencial móvel, podemos substituir z_0 por z sem perda de generalidade obtendo:

$$kv(z) = f(z) \pm \frac{1}{2} \left[\frac{A \Omega^2 \hbar k^3}{M \gamma^2 (B(z) - B_b) \frac{dB(z)}{dz}} - A^2 - 2\Omega^2 \right]^{1/2} \quad (3.17)$$

A solução com sinal (+) é estável para aceleração (pode seguir $f(z)$), enquanto a de sinal (-) é instável (não pode seguir $f(z)$). Este resultado acima pode ser comprovado, tomando-se pequenos deslocamentos para a solução estacionária de $\frac{dv'}{dt}$, (3.12)^[8].

A trajetória estável para $kv(z)$, segue acima de $f(z)$, até o momento em que o átomo começa a sair de ressonância devido ao efeito Doppler. Neste instante, o átomo deixa de absorver fótons, e a trajetória $kv(z)$ se aproxima de $f(z)$. Nestas condições o campo magnético $B(z)$ se encarrega de sintonizar os níveis eletrônicos do átomo, através do efeito Zeeman, trazendo-o cada vez mais próximo da ressonância, recompondo assim sua estabilidade.

Assim podemos escrever a equação da trajetória do átomo no processo de aceleração pelo ajuste Zeeman como:

$$kv(z) = f(z) + \frac{1}{2} \left[\frac{A \Omega^2 \hbar k^3}{M \gamma^2 (B(z) - B_b) \frac{dB(z)}{dz}} - A^2 - 2\Omega^2 \right]^{1/2} \quad (3.18)$$

Para o processo de desaceleração, a expressão que descreve a trajetória da velocidade do átomo é a expressão (3.17) com o sinal (-), pois é estável para todo o percurso. Neste caso, átomos que perdem um pouco de absorção escapam para $f_1(z)$, onde o campo magnético $B(z)$, compensa as perdas colocando-o de volta na trajetória estável.

Esta breve análise justifica o comportamento da Fig.3.1 onde $kv_1(z)$ segue por baixo $f_1(z)$, e da Fig.3.2 onde kv_2 segue por cima $f_2(z)$. Nestas condições, o átomo sempre segue o campo tolerando flutuações na taxa de absorção no caso do átomo tentar sair de ressonância.

Retomando a Figs.3.(1.2) observamos que no final dos 2 processos, o átomo sai de ressonância antes de finalizar todo o percurso do campo cruzando, $f_1(z)$ ou $-f_1(z)$. Este procedimento está claro na ampliação da região, como mostra a Fig.3.4 abaixo:

FIG.3.4: Ampliação das regiões onde $kv(z)$ cruza $f(z)$, para os processos de desaceleração e aceleração. Em (A) temos um átomo sendo desacelerado, seguindo $f_1(z)$ por baixo até o ponto em que este escapa de ressonância no final do percurso, para um "detuning" $\Delta_1=0\text{MHz}$. Em(B) temos um átomo sendo acelerado seguindo $f_2=-f_1$ por cima, até o ponto em que escapa de ressonância no final, para um "detuning" $\Delta_2=1400\text{MHz}$.

Isto pode ser facilmente entendido se notarmos na expressão (3.17), que $\frac{dB(z)}{dz}$ é um fator limitante para a estabilidade de $kv(z)$. Sendo assim, vamos analisar com mais cuidado o gradiente do campo magnético, mostrado na Fig.3.5, abaixo:

FIG.3.5: Derivada do campo magnético $B(z)$. A linha continua, representa a derivada do campo magnético em cada ponto da região de interação átomo-radiação, e o ponto marcado mostra o gradiente máximo que o átomo pode tolerar para permanecer em ressonância.

Derivando a equação (2.6) $(B(z)=Bb+B_0\sqrt{1-\beta z})$, com relação a z , temos:

$$\frac{dB(z)}{dz} = -\frac{1}{2} \frac{B_0^2 \beta}{(B(z)-Bb)}$$

substituindo β por $2a/v^2$, fica:

$$\frac{dB(z)}{dz} = - \frac{B_0^2 a}{(B(z) - Bb)v^2}$$

logo:

$$a = \frac{v^2 (B(z) - Bb)}{B_0^2} \frac{dB(z)}{dz} \quad (3.19)$$

A aceleração dada acima, é limitada pelo tempo de vida finito dos níveis eletrônicos. Caso o átomo fique sujeito a um campo que produza uma aceleração maior que a permitida, após a absorção de alguns fótons ele sairá de ressonância, não seguindo $f(z)$.

A exposição acima, produz uma limitação no valor de $\frac{dB(z)}{dz}$, tornando natural, supormos a seguinte condição para a aceleração:

$$a \leq a_{\text{Máx}} \quad (3.20)$$

onde $a_{\text{Máx}} = \frac{1}{M} \frac{\hbar k}{2\tau} = 10^8 \text{ cm/s}^2$ (para o sódio), e desta forma temos:

$$\frac{v^2 (Bb - B(z))}{B_0^2} \frac{dB(z)}{dz} \leq \frac{1}{M} \frac{\hbar k}{2\tau}$$

e consequentemente:

$$\frac{dB(z)}{dz} \leq - \frac{1}{M} \frac{\hbar k}{2\tau} \frac{B_0^2}{v^2 (B(z) - Bb)} = \left. \frac{dB(z)}{dz} \right|_{\text{Máx}} \quad (3.21)$$

Este é o gradiente máximo do campo magnético que o átomo, com uma dada velocidade, pode suportar para manter-se ressonante com a luz. A quebra na condição (3.21) significa perda na estabilidade do átomo, retirando-o do processo.

A expressão acima, também pode ser deduzida, considerando a expressão (3.2), para uma saturação finita, em termos do parâmetro de saturação (S), ou seja:

$$\frac{dB(z)}{dz} \leq -\frac{1}{M} \frac{\Gamma h k^2}{2\tau} \frac{1}{\frac{\Delta}{K} + \frac{\gamma}{K} B(z)} \frac{S}{S+1} = \frac{dB(z)}{dz} \Big|_{\text{Máx}} \quad (3.22)$$

onde $S = \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + A^2/4}$ e Γ = largura natural da transição

A expressão acima, nos fornece o gradiente máximo do campo magnético que o átomo pode suportar em função da intensidade do laser incidente. Este valor depende de Δ , e desta maneira cria certos limitantes no controle da velocidade. A Fig.3.5, deixa claro a região onde a condição (3.21) ou (3.22) não são mais satisfeitas, e coincide com a região em que os átomos, com dada classe de velocidades, saem de ressonância.

3.4 SIMULAÇÃO PARA O PROCESSO DE MONOENERGIZAÇÃO

Ao nosso ver, o processo de monoenergização, somente será possível, quando os parâmetros de estabilização das curvas $f_1(z)$ e $f_2(z)$ levarem a trajetória das velocidades dos átomos a se cruzarem no final do processo.

A Fig.3.6, mostra a simulação feita para o processo de monoenergização no caso de utilizarmos polarização da luz σ^+ , nos 2 casos. Como podemos observar nesta figura, os átomos escapam de ressonância sempre antes do final do sistema. Em vista disso, teremos emergindo do sistema, uma distribuição de átomos num intervalo Δv de velocidades, ao redor de v^* .

FIG.3.6: Simulação para o processo de monoenergização. A figura mostra 2 átomos com classes de velocidades diferentes, penetrando na região de campo magnético. Átomos rápidos serão desacelerados até uma velocidade pré-determinada, saindo de ressonância. Átomos lentos serão acelerados até a mesma velocidade. Com isto, todos os átomos que emergirão do sistema, possuirão velocidades ao redor desta velocidade, produzindo a monoenergização. A polarização da luz utilizada nos 2 processos foi σ^+ .

No próximo capítulo, discutiremos aspectos técnicos sobre a construção do sistema experimental.

CAPÍTULO 4

CONSTRUÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL

4.1 PRODUÇÃO DO FEIXE ATÔMICO E SISTEMA DE VÁCUO

Para a produção do feixe atômico construímos um sistema que basicamente é dividido em 4 regiões: Forno, Colimação, Ante-câmara e Câmara principal, como mostra a Fig.4.1 abaixo:

FIG.4.1: Sistema completo para a produção do feixe atômico (vide detalhes no texto).

4.1.1) Região do forno: Esta região consiste de um reservatório de aço inóx com 22cm de comprimento de forma tubular. Este reservatório (forno), pode atingir altas temperaturas quando aquecido por 2 resistências em forma de abraçadeira. Cada resistência é capaz de dissipar aproximadamente 150W. A temperatura é controlada por um

termopar do tipo cromel-alumel, fixado entre o metal e a abraçadeira.

A uma temperatura de aproximadamente $T=300^{\circ}\text{C}$ ($T=573\text{K}$), os átomos são expelidos de dentro do forno de forma efusiva^[19], sendo obrigados a passar por um orifício (nozzle) com diâmetro interno $d_n=0,5\text{cm}$, situado na parte frontal do forno. A pressão de vapor^a que esta temperatura fornece para o gás de sódio é de $P=10^{-2}$ torr. Como resultado, um jato de átomos distribuído homogeneamente no espaço, gerado como prevê a distribuição de Maxwell-Boltzman de velocidades^[20], garante que os átomos que constituem o fluxo inicial possuam as seguintes características:

$$v_{\text{média}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}} \approx 700 \text{ m/s} \quad (4.1)$$

$$v_{\text{pico}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \approx 640 \text{ m/s} \quad (4.2)$$

onde $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ Joule/K}$
 $T = \text{temperatura do forno em Kelvin}$
 $M = 3,89 \times 10^{-23} \text{ gramas}$

Considerando um gás ideal ($\eta = \frac{P}{k_B T}$), e (4.1) o fluxo Φ_o emergente do forno, será dado por:

$$\Phi_o = \frac{1}{4} \eta v_{\text{média}} \approx 10^{20} \text{ átomos/cm}^2\text{seg} \quad (4.3)$$

O forno é revestido por uma faixa de lã de vidro para manter a temperatura constante.

4.1.2) Região de Colimação: Os átomos que emergem do forno são colimados por um canal de diâmetro interno $d_c=0,2\text{cm}$, a uma distância de $l=12,5\text{cm}$ da saída do fluxo Φ_0 do forno. Sendo assim, somente os átomos dentro de um ângulo sólido (Ω_c) entram na ante-câmara e formam o feixe atômico propriamente dito, com um fluxo Φ dado por:

$$\Phi = \frac{\Omega_c}{4\pi} \Phi_0 \approx 10^{17} \text{ átomos/s} \quad (4.4)$$

$$\text{onde } \Omega_c = \frac{A_c}{l^2} \approx 0,2 \text{ strad}$$

$$A_c = \pi \left(\frac{d_c}{2}\right)^2 \approx 0,03 \text{ cm}^2$$

Nesta região, o vácuo é feito através de uma bomba de vácuo do tipo "Difusora", com velocidade de bombeamento na ordem de 1200 l/s, capaz de produzir um vácuo da ordem de 10^{-5} mbar ($\approx 10^{-7} \text{ torr}$).

4.1.3) Região de Ante-câmara: É nesta região que introduzimos o laser acelerador que vai co-propagar com o feixe atômico até o final do processo de aceleração. A idéia inicial era introduzir o laser acelerador pela parte traseira do forno, mas devido a efeitos de auto-focalização, o gás no interior do forno, absorvia toda a luz, destruindo toda sua polarização, tornando inviável o experimento. Por isso, o acoplamento de uma cruz de 6 entradas (6-way-cross), nos permitiu através de janelas paralelas ao feixe atômico, acoplar um pequeno espelho no interior da ante-câmara. Este acoplamento permitiu alinhar o eixo óptico com o feixe atômico.

4.1.4) Região da câmara principal: Primeiramente deve ser ressaltado, que o vácuo nesta região deve ser bastante alto, pois, nesta região os átomos não podem se sujeitar à processos colisionais, prejudicando o experimento. Devido a isto, utilizamos uma bomba de vácuo do tipo "Turbo Molecular" (Balzers-TPU/170), com bombeamento de 170l/s, que nos proporciona um vácuo de 10^{-6} mbar (10^{-8} torr). O caminho livre médio^[20], fornecido por este sistema, é da ordem de 60 metros.

A câmara principal é feita de vidro pirex para facilitar o alinhamento, visualização, e detecção dos átomos quando estes emergem do sistema. A detecção é feita no final da câmara principal, e a maneira como é feita será discutida oportunamente no próximo capítulo.

A vantagem da utilização do arranjo experimental adotado, seções 4.1.(1.2.3.4), é de se fazer o laser atravessar toda a extensão do arranjo. A luz penetra na janela da parte dianteira da câmara principal e emerge na janela acoplada na parte traseira do forno (Fig.4.1). Isto permitiu um perfeito alinhamento do sistema.

4.2 SISTEMA ÓPTICO

A parte óptica que fornece o fluxo de fótons para a realização do experimento esta esquematizada na Fig.4.2.

Um laser de corante em anel (COHERENT, modelo 699-21), bombeado por um laser de Argônio (INNOVA-100), operando com "RHODAMINE 6G", estabilizado a 1 MHz, é sintonizado na linha D_2 do átomo de sódio.

FIG.4.2: Sistema óptico completo. O sistema óptico acima foi o melhor arranjo encontrado para a produção de feixes atômicos monoenergéticos, quando utiliza-se apenas um laser. (vide detalhes no texto).

O laser passa primeiramente por uma célula de referência que, utilizando técnicas de absorção saturada (visualização do efeito Lamb-Dip^[21]), possibilita sintonizar o laser exatamente na linha D_2 do sódio. Desta forma, temos uma referência precisa (da ordem de 10MHz), que permite, fixarmos o "detuning" do laser em um valor pré-determinado, proporcionando a análise dos resultados. Logo após, este passa por um divisor de feixe, onde uma parte (1), será utilizada para a desaceleração, e a outra

(2), utilizada para a aceleração. Após a divisão, o feixe laser (2) passa por um modulador eletro-óptico de frequência^[22].

Este modulador tem a finalidade de gerar "bandas laterais" na frequência do laser incidente, distanciadas de 1,772GHz. No caso da aceleração (na monoenergização), uma das bandas faz o papel de um segundo laser, distanciado de $\Delta\nu=1,772\text{GHz}$ do "detuning" Δ_1 . Estes fatos serão discutidos em detalhes no próximo capítulo.

Um polarizador linear (cristal de Calcita), mais uma lâmina quarto de onda ($\frac{\lambda}{4}$) para $\lambda=589\text{nm}$, permite-nos a obtenção de luz circularmente polarizada σ^+ , restringindo o átomo a transicionar entre os 2 níveis $3S_{1/2}(F=2; m_F=2)$ e $3P_{3/2}(F=3; m_F=3)$. Este tipo de luz também se faz necessária para amenizar efeitos de bombeamento óptico para outros níveis^[12], que não são ressonantes com o laser, o que representaria numa perda de átomos no processo.

Para finalizar, um sistema constituído de lentes (f_1 e f_2) permite a focalização do feixe laser no interior do forno (desaceleração) ou no espelho da ante-câmara (aceleração). Este arranjo proporciona um ângulo de convergência da luz (desaceleração) ou divergência (aceleração), na câmara principal, ligeiramente superior a do feixe atômico, garantindo a interação dos feixes (laser e atômico) em cada ponto. A potência dos feixes laser (1) e (2) é aproximadamente 80mW, proporcionando uma frequência de Rabi $\Omega = \frac{\mu E_0}{\hbar} \approx 100 \text{ MHz}$.

4.3 CONSTRUÇÃO DO PERFIL DO CAMPO MAGNÉTICO

O perfil magnético utilizado no experimento, como vimos no capítulo.2, é dado por (2.11):

$$B(z) = B_b + B_o \sqrt{1 - \beta z}$$

ou

$$B(z) = [10 + 36,5 \sqrt{1 - 0,025z}] I \quad (4.5)$$

onde I é a corrente em Amperes

O parâmetro $B_b = \frac{\Delta}{\gamma} = 200 \text{ gauss}$, é na verdade uma constante arbitrária, cuja responsabilidade, quando somada ao perfil parabólico, será a de selecionar a primeira velocidade a iniciar o processo para um determinado Δ_1 (desaceleração) e Δ_2 (aceleração) eficientes do laser. Esta soma, também auxilia o desacoplamento do spin eletrônico e nuclear, minimizando efeitos de bombeamento óptico. Com o termo $B_o = \frac{kv_o}{\gamma} = 730 \text{ gauss}$, espera-se que os átomos tenham uma variação de velocidade $\Delta v \approx 600 \text{ m/s}$. O termo $\beta^{-1} = 40 \text{ cm}$, representa o comprimento escolhido para realizarmos o experimento.

A bobina foi construída com tubos de cobre de diâmetro externo 3/16", onde água passando em seu interior é responsável pela refrigeração durante a operação. Os tubos foram envernizados e revestidos com plásticos antes de serem enrolados no carretel para evitar contato.

No Apêndice B, mostramos o programa que, a partir dos parâmetros B_b , B_o , β , fornece a posição final para cada camada da bobina. Esta que possui 15 camadas, tem um comprimento de 40cm. A Fig.4.3, mostra, o resultado gerado pelo programa.

A)

B)

TABELA I

Camada (i)	B(Gauss)	l_i	Raio(cm)
1	53,47	40,00	3,65
2	106,95	40,00	4,12
3	160,42	40,00	4,59
4	213,90	39,99	5,06
5	267,37	39,66	5,53
6	320,84	38,90	6,00
7	374,32	37,72	6,47
8	427,79	36,11	6,94
9	481,27	34,06	7,41
10	534,74	31,59	7,88
11	588,21	28,69	8,35
12	641,69	25,36	8,82
13	695,16	21,60	9,29
14	748,63	17,41	9,76
15	802,11	12,79	10,23

FIG.4.3: Tabela gerada pelo programa de computador, utilizada na construção da bobina. Em (A) mostramos uma representação esquemática da bobina construída. Em (B) temos uma tabela que mostra a intensidade do campo magnético B , o comprimento l e o raio R , para cada camada i da bobina. Esta possui 15 camadas e o carretel que a acomoda possui 40cm de comprimento.

Para a realização do experimento, como a câmara principal é muito longa, acoplamos uma segunda bobina com perfil constante que possui a função de proibir transições indesejadas. Desta forma os átomos, no interior do campo magnético, estarão sujeitos a somente transições permitidas pela regra de seleção, até chegarem ao perfil propriamente dito. Esta segunda bobina possui 15 camadas com comprimento constante de 40cm.

Conectando as bobinas em série e fornecendo uma corrente $I=20A$, obtivemos, através de uma sonda Hall, o campo magnético real distribuído espacialmente por toda a câmara principal (Fig.4.4). A figura também mostra a comparação do perfil projetado (B) com o perfil obtido pela sonda (A), assim como a derivada $(\frac{dB(z)}{dz})$, ponto a ponto (C). A depressão central presente no perfil do campo magnético, é devido à "justaposição" entre as 2 bobinas.

A expressão que prevê o perfil do campo magnético de uma bobina, supondo a superposição de solenóides finitos é dada abaixo:

$$B_i(z) = \frac{2\pi I \eta}{10} \left[\frac{\left(\frac{\Delta z}{r_i}\right)}{\sqrt{\left(\frac{\Delta z}{r_i}\right)^2 + 1}} + \frac{\left(\frac{z - \Delta z}{r_i}\right)}{\sqrt{\left(\frac{z - \Delta z}{r_i}\right)^2 + 1}} \right] \quad (4.6)$$

onde i = número de cada camada

I = corrente em Amperes

η = densidade de corrente

r = raio da camada i

z = posição em questão no interior da bobina

FIG.4.4: Perfil do campo magnético construído. Curva (A): Perfil obtido, através de uma sonda Hall, do campo magnético presente no experimento para $I=20A$. Curva (B): Simulação do perfil do campo magnético $B(z)$, supondo uma bobina formada pela superposição de solenóides finitos. Curva (C): Mostra o perfil dB/dz do campo magnético.

Após termos discutido separadamente, as partes fundamentais do equipamento experimental, mostramos na Fig.4.5 abaixo, um esquema completo do sistema utilizado.

FIG.4.5: Sistema experimental completo. O laser de prova, o Chopper, a Foto-multiplicadora e o Lock-In, fazem parte do sistema de aquisição de dados, que será discutido no capítulo 6.

CAPÍTULO 5

O BOMBEAMENTO ÓPTICO

5.1 INTRODUÇÃO

O bombeamento óptico é um conceito pertinente quando se estuda física atômica. Átomos de sódio, no ato da experiência, podem ser bombeados tanto para níveis "desejados" (linha D_2), como para níveis "indesejados" (linha D_1). Átomos bombeados para níveis indesejados, significa perda de átomos no processo.

Neste capítulo discutiremos como utilizar um modulador eletro-óptico de frequência para fazer o papel de um segundo laser, na produção de um feixe atômico monoenergético.

5.2 A DISTRIBUIÇÃO INICIAL DE VELOCIDADES

Para produzirmos o feixe atômico, o vapor de sódio é mantido a uma temperatura de $T=573K$. Deste modo, processos envolvendo energias dadas por $k_B T$, poderão ser acionados e os átomos excitados termicamente, pois a esta temperatura, frequências ao redor de $10^4 GHz$ são facilmente atingidas.

Devido a este fato, átomos emergem com os 2 níveis fundamentais $S_{1/2}$ populados, por serem separados de apenas $1,772GHz$. Abaixo temos a razão de concentração do feixe:

$$\frac{[S_{1/2}(F=2; m_F = -2, -1, 0, 1, 2)]}{[S_{1/2}(F=1; m_F = -1, 0, 1)]} = \frac{5}{3} \quad (5.1)$$

A Fig.5.1 ilustra esta realidade, onde verificamos a distribuição inicial de velocidades dos átomos emergentes do forno, obtida experimentalmente, a uma temperatura $T \approx 300^\circ\text{C}$. A área que representa átomos em $S_{1/2}(F=2)$ é de aproximadamente 60% da área total do perfil em questão, evidenciando a proporcionalidade dos estados que constituem a distribuição inicial do forno. As linhas tracejadas, representam os referenciais de frequência para a transição correspondente para átomos com $v=0$.

FIG.5.1: Distribuição inicial de velocidades que emergem do forno atômico. Esta curva mostra a fluorescência dos átomos que emergem do sistema em função da frequência do laser de prova. A temperatura do forno é de $T=300^\circ\text{C}$, e o perfil foi obtido experimentalmente. As linhas tracejadas, representam os referenciais de frequência para a transição correspondente, para átomos com $v=0$, obtida através da técnica de absorção saturada em células.

Como vimos na seção 4.2. o laser desacelerador é focalizado no interior do forno, podendo atingir no foco, intensidades na ordem de 10^8 mW/cm^2 ^[7]. Consequentemente, esperamos que os átomos originalmente em $F=1$, sejam bombeados ópticamente para quaisquer estados de $P_{3/2}$, com $F=3,2,1$ ou 0 . A luz circularmente polarizada σ^+ exige $\Delta m_F = +1$ durante a transição, impondo aos átomos que sejam bombeados para o estado de maior projeção angular do estado fundamental, o estado $S_{1/2}(F=2; m_F=2)$. Desta maneira, os átomos em $F=2$, saem do forno, e iniciam a absorção de fótons provenientes do laser desacelerador. Estes, somente na ante-câmara, começarão a receber fótons do laser acelerador.

5.3 MODULADOR ELETRO-ÓPTICO GERANDO UM LASER

No capítulo.4 (Fig.4.2), vimos que parte (1) do feixe de um mesmo laser (DYE-699) é utilizado para desacelerar átomos rápidos, e a outra (2) para acelerar átomos lentos possibilitando o processo de monoenergização. A dinâmica deste processo, (2.7) e (2.12), não permite que um único laser centrado em ν_0 satisfaça as duas condições simultaneamente, pois $\Delta_1 \neq \Delta_2$.

Sabe-se da literatura^[22], que, cristais eletro-ópticos como LiTaO_3 se comportam como uma cavidade ressonante quando aplica-se a eles rádio-frequência. Este na presença de um campo elétrico alternado de frequência ν_m , modula a luz de um laser de frequência ν_0 , que atravessa seu interior, gerando novas frequências do tipo

$\nu = \nu_0 \pm n\nu_m$, onde $n=1,2,3\dots$ são os harmônicos de ν_0 . Com isto, a fase deste laser é modulada surgindo bandas laterais à fundamental. Cada banda lateral se comporta como um segundo laser, com a vantagem de estar completamente correlacionada em fase com o primeiro.

Desta forma, fixando a frequência do laser de tal forma a satisfazer completamente as condições de desaceleração ($kv_1 = -\Delta_1 + \gamma B(z)$), e utilizando as bandas laterais de um modulador eletro-óptico centrado em Δ_1 como um segundo laser, poderemos satisfazer completamente a condição de aceleração ($kv_2 = \Delta_2 - \gamma B(z)$), tornando possível a praticabilidade do experimento.

Mostramos na Fig.5.2, as bandas laterais geradas pelo cristal centradas em ν_0 do laser incidente.

FIG.5.2: Bandas laterais geradas por um modulador eletro-óptico de frequência. Esta figura mostra as bandas laterais visualizadas na tela de um osciloscópio, por intermédio de um analisador de espectro, emergentes de um modulador eletro-óptico de LiTaO_3 . As bandas estão centradas em ν_0 (pico maior) do laser incidente.

No próximo capítulo discutiremos em detalhes os resultados obtidos experimentalmente.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

6.1 MEDIDA DOS ÁTOMOS EMERGENTES

Como vimos em capítulos anteriores, a desaceleração ou a aceleração de átomos, é realizada com apenas um laser, que será denominado de "primeiro laser".

Para investigarmos a distribuição de velocidades dos átomos que emergem do sistema, é necessário a utilização de um segundo laser (laser de prova), que opere com frequência independente do primeiro (ver Fig.4.5).

O laser de prova é programado para uma varredura de 10GHz, centrado na linha D_2 do sódio. Faz-se este laser, que opera a uma potência de $50\mu W$, penetrar na câmara principal quase que contra-propagante ao feixe atômico, num ângulo da ordem de 3° com este. Assim, os átomos nesta região, serão obrigados a fluorescer quando estiverem ressonantes com o laser de prova, Fig.6.1.

A fluorescência induzida pelo laser de prova, é coletada por um sistema de lentes, que faz a imagem da posição $z=110\text{cm}$, numa foto-multiplicadora. O sinal da foto é amplificado por um "Lock-In", onde este utiliza como frequência de referência a modulação de um "chopper", que intercepta o laser de prova antes de atingir a região de detecção.

FIG.6.1: Região de detecção dos átomos emergentes. A fluorescência dos átomos, que emergem do sistema, ressonantes com o laser de prova, é detectada por uma foto-multiplicadora. Este sinal, é devidamente enviado para um osciloscópio tornando possível a investigação da distribuição de velocidades dos átomos nesta região. (vide detalhes no texto).

Parte do feixe de prova é desviado, e obrigado a atravessar uma célula de vapor de Sódio num arranjo característico^[21]. Esta técnica permite-nos a obtenção de referenciais de frequência nas duas transições do átomo.

O conjunto de medidas, que veremos nas próximas seções, foram extraídos, fixando-se a frequência do primeiro laser, variando a frequência do laser de prova. Este tipo de medida, permite observar a fluorescência dos átomos ressonantes com o laser fraco (laser de prova). Os átomos, estando ressonantes com este laser, espalham fótons defronte a foto-multiplicadora e são observados.

6.2 DESACELERAÇÃO UTILIZANDO POLARIZAÇÃO σ^+

Investigamos a fluorescência, e consequentemente a velocidade dos átomos no processo de desaceleração (σ^+), experimentalmente, bloqueando o laser acelerador (2) (Fig.4.5). Assim, agirá sobre os átomos que emergem do forno, somente o laser desacelerador, contra-propagante ao movimento destes. Este laser é devidamente polarizado (σ^+), através de um polarizador linear de Calcita e uma lâmina de quarto de onda ($\frac{\lambda}{4}$), onde a perfeita interação do laser com os átomos, é garantida por um conjunto de lentes (f_1 e f_2), que proporciona um suficiente ângulo de convergência da luz com os átomos na câmara principal.

Para vários "detunings" do laser desacelerador, obtivemos vários perfis de fluorescência como função da frequência do laser de prova, como mostra a Fig.6.2.

Como podemos observar, o perfil de velocidade dos átomos, na presença do laser desacelerador, é bastante modificado, quando comparado com a distribuição inicial dos átomos emergentes do forno.

No processo em questão, sempre há um grande acúmulo de átomos ao redor de uma determinada velocidade, e a medida que o "detuning" do laser desacelerador desloca-se para o azul ($\Delta > 0$), átomos com menor velocidade emergem do sistema.

FIG.6.2: Perfis de fluorescência do feixe atômico para a desaceleração utilizando polarização da luz σ^+ . Os perfis foram extraídos como função do laser de prova, onde as linhas tracejadas representam os referenciais em frequência da transição correspondente, para átomos com $v=0$. Perfil A: Mostra a distribuição inicial de velocidades. Perfil B,C,D,E: Mostram o comportamento da velocidade final dos átomos como função do "detuning" Δ_1 do laser desacelerador. O número próximo a cada pico, representa a velocidade (em m/s) que os átomos emergem do sistema, e o número entre parenteses, indica a velocidade esperada para o "detuning" correspondente. Perfil F: Mostra que os sinais obtidos em B,C,D,E dependem do campo magnético aplicado, evidenciando a técnica.

Como discutido anteriormente, os átomos, em $F=2$, penetram na região do campo magnético, seguindo-o adiabaticamente. Ao se aproximarem da saída da bobina, o campo magnético torna-se pequeno, e os vários níveis do estado excitado aproximam-se, aumentando a probabilidade de uma transição $S_{1/2}(F=2) \rightarrow P_{3/2}(F=2)$, $S_{1/2}(F=2) \rightarrow P_{3/2}(F=1)$. Nestas condições, o átomo é bombeado opticamente para o estado $S_{1/2}(F=1)$, e conseqüentemente, não mais participa do processo de desaceleração, migrando para fora do sistema, onde é finalmente detectado. Devido a isto, observamos somente picos em $S_{1/2}(F=1)$ nos resultados.

Como o processo de desaceleração aumenta o tempo de trânsito dos átomos numa dada posição, a amplitude de cada pico na figura acima, além de depender do número de átomos de mesma velocidade, depende do tempo em que estes permanecem defronte a foto-multiplicadora.

Vamos agora, analisar a velocidade com que os átomos emergem do sistema, como função da frequência do laser desacelerador.

De acordo com a equação (2.7), a velocidade dos átomos desacelerados no final do processo, ($B(z)=0$), apresentam um comportamento linear com respeito ao "detuning" do laser desacelerador, onde o coeficiente angular deve ser de aproximadamente $\alpha_1 = -0,6 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$. Traçando a curva das velocidades obtidas experimentalmente em função de Δ_1 , observamos este comportamento linear esperado, com um $\alpha_1 = -0,49 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$. Este dado numérico, foi obtido através da regressão linear dos valores obtidos experimentalmente. A Fig.6.3, relata este resultado.

FIG.6.3: Verificação da linearidade da velocidade dos átomos que emergem do processo de desaceleração, utilizando polarização da luz σ^+ . A curva da velocidade dos átomos que emergem do sistema (em $S_{1/2}(F=1)$), em função do "detuning" Δ_1 do laser desacelerador, apresenta um comportamento linear. Em (A) tem-se a curva esperada para este experimento, com $\alpha_1 = -0,6 \text{ m/s/MHz}$. Em (B) tem-se a curva obtida experimentalmente, através da regressão linear dos valores e $\alpha_1 = -0,49 \text{ m/s/MHz}$.

A pequena discrepância entre o valor esperado da velocidade dos átomos, entre parenteses na Fig.6.2, e o valor obtido, é devido à leve desaceleração que estes se submetem no primeiro contato com o campo magnético (no início da bobina). Isto pode ser justificado, através de uma simulação numérica, utilizando o campo magnético experimental. O desenvolvimento desta simulação está apresentada na Fig.6.4, abaixo:

FIG.6.4: Simulação numérica para a desaceleração σ^+ , utilizando o campo magnético experimental. Os átomos penetram na região de campo magnético e são levemente desacelerados ($z \approx 18\text{cm}$). Logo em seguida, encontram o perfil magnético adequado e são desacelerados até o final do processo ($B=0$).

Como podemos observar na figura, os átomos com velocidade inicial dada por $v_i = -\frac{\Delta_1}{k} + \frac{\gamma}{k}(600\text{Gauss})$ entram no processo e seguem adiabaticamente o campo até o final, onde são detectados.

Esta claro, portanto, que a região inicial contribui com uma desaceleração não desprezível, evidenciando que os átomos detectados no experimento, são indiscutivelmente, os que sofrem o processo de desaceleração.

6.3 ACELERAÇÃO UTILIZANDO POLARIZAÇÃO σ^-

Para realizarmos a aceleração de átomos neutros, utilizando a transição em que a separação entre os níveis de energia hiperfinos decresça com o acréscimo do campo magnético, se faz necessário a utilização de luz circularmente polarizada para a esquerda (σ^-). Para o sódio, esta transição é dada pelos estados: $3S_{1/2}(F=2; m_F=-2)$, estado fundamental, e $3P_{3/2}(F=3; m_F=-3)$, primeiro estado excitado. Para isto, bloqueamos o laser desacelerador (1), (ver Fig.4.5), deixando somente o laser acelerador (2) agir sobre os átomos que emergem do forno. Antes de ser introduzido na ante-câmara, este feixe laser, que vai co-propagar ao movimento dos átomos, é devidamente polarizado (σ^-), através de um polarizador linear de Calcita e uma lâmina de quarto de onda ($\frac{\lambda}{4}$), onde a perfeita interação deste feixe laser com os átomos, é garantida por um conjunto de lentes (f_1 e f_2), que proporciona um razoável ângulo de divergência da luz com o feixe atômico na câmara principal.

A velocidade dos átomos que emergem do sistema, em função do laser acelerador, é analisada, investigando a fluorescência dos átomos, na região de detecção, do mesmo modo que na desaceleração. Com isto, obtivemos os perfis da fluorescência como função da frequência do laser de prova, Fig.6.5.

Numa primeira análise, podemos observar que o perfil de velocidade dos átomos, na presença do laser acelerador, é bastante modificado quando comparado com a distribuição inicial do feixe atômico.

FIG.6.5: Perfis de fluorescência do feixe atômico para a aceleração, utilizando polarização da luz σ^- . Os perfis foram extraídos como função do laser de prova, onde as linhas tracejadas representam os referenciais em frequência da transição correspondente para átomos com $v=0$. Perfil (A): Mostra a distribuição inicial de velocidades. Perfil B,C,D,E,F,G,H: Mostra o comportamento da velocidade final dos átomos como função do "detuning" Δ_2 do laser acelerador. O número próximo a cada pico, representa a velocidade (em m/s) que os átomos emergem do sistema, e o número entre parenteses, indica a velocidade esperada para o "detuning" correspondente.

De acordo com a equação (2.11), esperaríamos que a velocidade final dos átomos acelerados (entre parênteses na figura acima), fosse $v_f = \frac{\Delta_2}{k}$ para um $B_f(z)=0$, considerando que o processo seja capaz de acelerar átomos com velocidade inicial de $v_i = \frac{\Delta_2}{k} + \frac{\gamma}{k}$ (600Gauss).

Todavia, um indício de que os átomos estão sendo realmente acelerados, é observado na depressão direita de alguns picos, onde esta ausência de átomos, nos levou a crer, que o laser acelerador, remove os átomos desta região (altas velocidades), promovendo-os para a região de mais altas velocidades (picos da Fig.6.5). Com isto, observamos uma variação de velocidades de aproximadamente $\Delta v=300\text{m/s}$. Isto se torna evidente, quando observamos a simulação numérica, utilizando o perfil magnético experimental, Fig.6.6.

Os átomos entram na região de campo magnético (em $F=2$), e já no início, encontram o perfil exigido pelo processo de aceleração σ^- (linha pontilhada na Fig.2.4), acompanhando-o adiabaticamente. Desta forma, os átomos são acelerados em regiões de altos campos, até saírem de ressonância, também em altos campos. Consequentemente, como os níveis hiperfinos estão bem afastados um do outro, os átomos saem do sistema, em $F=2$. Isto explica porque os átomos acelerados são detectados em $S_{1/2}(F=2)$, e não em $S_{1/2}(F=1)$, como na desaceleração.

FIG.6.6: Simulação numérica para a aceleração σ^- , utilizando o campo magnético experimental. Os átomos quando penetram na região de campo magnético, são acelerados ($z \gtrsim 20$ cm), pois encontram o perfil adequado para a aceleração. Podemos observar, que a depressão na parte média, também é capaz de acelerar os átomos

Como esperado, os resultados obtidos obedecem uma relação linear, com um coeficiente angular $\alpha_2 \approx 0,5 \frac{\text{m/s}}{\text{MHz}}$, como podemos verificar na Fig.6.7, abaixo:

FIG.6.7: Verificação da linearidade da velocidade dos átomos que emergem do processo de aceleração, utilizando polarização da luz σ^- . A curva da velocidade dos átomos que emergem do sistema (em $S_{1/2}(F=2)$) em função do "detuning" Δ_2 do laser acelerador, apresenta um comportamento linear. Em (A) tem-se a curva esperada para este experimento, com $\alpha_2=0,6m/s/MHz$. Em (B) temos a curva obtida, através de regressão linear, dos valores experimentais, onde $\alpha_2=0,5m/s/MHz$.

A discrepância encontrada no coeficiente angular, esperado e obtido, é devido ao fato que, os átomos são acelerados numa região muito pequena da bobina ($\Delta z \approx 10cm$), tornando o processo ineficiente.

Impondo ao átomo uma aceleração de aproximadamente $10^8 cm/s^2$, máxima que o laser pode fornecer, a expressão de Torricelli nos garante uma variação de velocidade $\Delta v \approx 450m/s$, que é aproximadamente a obtida experimentalmen-

te ($\Delta v \approx 300 \text{ m/s}$). Neste caso, como os átomos interagem numa pequena região com o laser, a variação de velocidade final (Δv) é menor que a esperada.

Uma comprovação experimental da validade dos resultados obtidos na aceleração discutida acima, pode ser observado na Fig.6.8, abaixo:

FIG.6.8: Perfis de fluorescência que comprovam a validade dos resultados para a aceleração σ^- . Em (A) observamos que trocando a polarização da luz incidente nos átomos (para σ^+), estes não acompanham o processo, não sendo detectados. Em (B) observamos que os sinais obtidos na Fig.6.5, dependem do campo magnético, evidenciando a técnica utilizada. Em (C) verifica-se que um leve acréscimo na intensidade do campo magnético ($I=30\text{A}$), somente átomos com maiores velocidades serão acelerados, e devido ao maior gradiente do campo magnético, uma quantidade menor de átomos o seguem adiabaticamente, sendo detectados no final do sistema.

6.4 BANDA LATERAL DE UM MODULADOR ELETRO-ÓPTICO, POSSIBILITANDO A MONOENERGIZAÇÃO UTILIZANDO APENAS UM LASER - VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL

Os resultados experimentais obtidos até o presente momento (Desaceleração " σ^+ " e Aceleração " σ^- "), ainda não possibilitam a realização experimental da Monoenergização, como podemos observar na simulação apresentada na Fig.6.9 abaixo;

FIG.6.9: Simulação numérica realizada para a desaceleração σ^+ e a aceleração σ^- ocorrendo simultaneamente, utilizando o campo magnético experimental. A figura mostra que não é possível realizarmos a monoenergização com as técnicas desenvolvidas até o presente momento, pois as curvas $f_1\{\sigma^+\}$ e $f_2\{\sigma^-\}$, não propiciam a convergência da trajetória das velocidades dos átomos (kv), no final do percurso.

Ao nosso ver, um dos fatores que levará a monoenergização bem sucedida, será o fato que as curvas f_1 (desaceleração) e f_2 (aceleração) convirjam para o mesmo ponto, ou seja, quando as trajetórias das velocidades (kv) se cruzarem no final do percurso, levando os átomos a emergirem do sistema com a mesma velocidade (ver Fig.3.6).

Um fato que pode ser verificado experimentalmente, com auxílio dos resultados anteriores, é a eficiência da "banda lateral" gerada por um modulador eletro-óptico de frequência, utilizando-a como um laser acelerador, com um "detuning" Δ_2 apropriado.

Para este experimento, tanto o feixe laser desacelerador (1), como o feixe laser acelerador (2), foram envolvidos no processo simultaneamente, ver Fig.4.5. A uma das partes do "primeiro laser", (2), como discutido na seção 4.2, acoplamos um modulador eletro-óptico de frequência, onde uma das bandas laterais, faz o papel do laser feixe acelerador. Assim, para cada "detuning" Δ_1 fixado no primeiro laser, teremos um "detuning" $\Delta_2 = \Delta_1 \pm 1,772\text{GHz}$.

Como podemos observar na Fig.6.10, a banda lateral possibilita uma variação de velocidade $\Delta v = 180\text{m/s}$, em átomos que penetram no sistema com uma velocidade aproximada $v_i = 1000\text{m/s}$.

FIG.6.10: Comprovação do fato que uma das bandas laterais, geradas por um modulador eletro-óptico, pode funcionar como um feixe laser no processo de monoenergização. Com o modulador eletro-óptico desligado (A), observa-se átomos ao redor de $v_r \approx 1180 \text{ m/s}$, provenientes do forno (pois o "detuning" Δ_1 é apropriado). Ligando o modulador (B), observamos um aumento na fluorescência, evidenciando que alguns átomos são acelerados de $v_l \approx 1000 \text{ m/s}$ (depressão) para $v_r \approx 1180 \text{ m/s}$, devido a presença da banda (que está com o "detuning" Δ_2 apropriado), funcionando como um laser acelerador.

A ineficiência do processo descrito acima, pode ser interpretada corretamente, se lembrarmos que, além da região de interação entre átomos e perfil de campo magnético adequado ($\Delta z \approx 10 \text{ cm}$) ser pequena, o modulador eletro-óptico utilizado, possui uma eficiência aproximada de 33%^[22].

6.5 OBSERVAÇÕES DE EFEITOS COLISIONAIS NO FORNO

A idéia inicial, com relação ao laser acelerador, como discutido na seção 4.1.3, era a introdução deste pela parte traseira do forno, permitindo uma perfeita co-propagação com o feixe atômico. Esta técnica foi abandonada, quando foi observado que, a luz era totalmente absorvida no interior do forno, quando o feixe laser estava centrado na frequência de ressonância dos átomos de sódio. Isto não permitiu que o laser acelerador interagisse com os átomos do feixe atômico.

Na absorção máxima, foi observado no visível, um feixe de luz esverdeada emergindo do interior do forno, que nos chamou a atenção.

O espectro da luz emergente do forno, é apresentado na Fig.6.11 abaixo e foi coletado através de um monocromador.

FIG.6.11: Espectro obtido da luz que emerge do interior do forno, quando o laser incidente é centrado na frequência de ressonância dos átomos de sódio. Este espectro foi obtido em regime de absorção máxima, e coletado através de um monocromador, a uma temperatura $T=320^{\circ}\text{C}$.

O espectro acima nos revela que, a luz emergente do forno, está centrada ao redor de 565nm (verde). A Fig.6.12 abaixo nos fornece a intensidade deste sinal luminoso, em função da temperatura do forno.

FIG.6.12: Intensidade do sinal luminoso emergente do forno, em regime de saturação máxima, como função da temperatura.

Supõe-se atualmente, que este efeito é devido à emissão estimulada de processos colisionais de Na_2 presentes no interior do forno, e atualmente é tema de tese de doutoramento, neste Departamento.

Neste capítulo encerramos este trabalho, esperando que nossa modesta contribuição possa abrir caminho para investigações mais profundas no assunto, verificando que é possível obter um grande fluxo de átomos desacelerados (utilizando polarização da luz σ^+) e átomos acelerados (σ^-), emergindo de um sistema construído de uma maneira ligeiramente diferente da tradicional^[7,8,9,14]. O novo desenho para o forno, extremamente simples, além de facilitar o alinhamento do sistema, proporciona um fluxo de átomos com velocidades ligeiramente menor, e com isto, se faz suficiente uma bobina de menores dimensões.

Verificamos também, através de experimentos, que uma das bandas laterais gerada por um modulador eletro-óptico de frequência, pode ser utilizada como um feixe laser acelerador, abrindo a possibilidade da realização de experimentos com feixes atômicos monoenergéticos, utilizando apenas um laser.

No próximo capítulo...Os comentários finais.

CAPÍTULO 7

COMENTÁRIOS FINAIS

Este trabalho, resume boa parte do conhecimento adquirido durante estes últimos anos, que abrange desde à Iniciação Científica, até o presente momento, junto ao Grupo de Física Atômica e Molecular deste Departamento.

Como pudemos observar, a técnica de sintonia Zeeman também é válida para a aceleração de átomos, onde conceitos como bombeamento óptico e condições de seguimento adiabático continuam pertinentes.

O estudo da aceleração ainda não é, obviamente, um assunto encerrado, pois, o aperfeiçoamento deste, possibilitará a produção de um feixe atômico com baixa dispersão de velocidades.

O entendimento do mecanismo de estabilidade do átomo ao acompanhar adiabaticamente o campo magnético, como foi feito de forma sistemática, contribui acentuadamente para nossa proposta de construir uma fonte de feixe atômico monoenergético, e altamente densa, que seria muito bem vinda, principalmente para o estudo de colisões atômicas, colisões com superfícies e reações químicas.

REFERÊNCIAS

- [1] D.J. Wineland e W.M. Itano; *"Laser Cooling"*; Phys. Today, 40 (6), pg.34 (junho 1987).
- [2] D.J. Wineland; *"Trapped Ions, Laser Cooling, and Better Clocks"*; SCIENCE, 226 (4673); pg.395 (outubro 1984).
- [3] W.D. Phillips e H. Metcalf; *"Laser Deceleration of an Atomic Beam"*; Phys. Rev. Letters, 48 (9); pg.596 (março 1982).
- [4] J.V. Prodan, W.D. Phillips e H. Metcalf; *"Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam"*; Phys. Rev. Letters, 49 (16); pg.1149 (outubro 1982).
- [5] V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, A.G. Martin, E.L. Raab, R.N. Ahmad-Bitar, e D.E. Prichard; *"Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms"*; Phys. Rev. Letters; 58 (21); pg.2194 (maio 1987).
- [6] V.S. Bagnato, J.C. Castro, M.S. Li e S.C. Zilio; *"Cooling and Trapping Neutral Atoms with Radiative Forces"*; Rev. Bras. Física; 18 (3), pg.411 (abril 1988).
- [7] V.S. Bagnato - Tese de Livre-Docência apresentada ao IFQSC/USP; (1990).
- [8] R.J. Napolitano - Dissertação de Mestrado apresentada ao IFQSC/USP; (1990).
- [9] M.E. Firmino - Dissertação de Mestrado apresentada ao IFQSC/USP; (1991).
- [10] M.E. Firmino, V.C. Colussi, S.C. Zilio e V.S. Bagnato; *"Projeto, Construção e teste de um sistema experimental para desacelerar átomos neutros"*; Rev. Fis. Apl. e Instrum.; 4 (4); pg.368 (dezembro 1989).
- [11] V.S. Bagnato, A. Aspect e S.C. Zilio; *"Study of Laser Deceleration of an Atomic Beam by Monitoring the Fluorescence along the Deceleration Path"*; Opt. Communications; 72 (1,2); pg.76 (julho 1989).
- [12] V.S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega Jr e S.C. Zilio; *"Influence of Adiabatic Following and Optical Pumping in the Production of an Intense Steady Flux of Slow Atoms"*; J. Opt. Soc. Am. B; 8 (3); pg.497 (março 1991).

- [13]R.J. Napolitano, S.C. Zilio e V.S. Bagnato; "*Adiabatic Following Conditions for the Deceleration of Atoms with the Zeeman Tuning Technique*"; Opt. Communications; 80 (2); pg.110 (dezembro 1990).
- [14]C.A.F. Leite - Tese de Doutorado apresentada ao IFQSC/USP; (1992).
- [15]W.D. Phillips, J.V. Prodan e H. Metcalf; "*Laser Cooling and Eletromagnetic Trapping of Neutral Atoms*"; J. Opt. Soc. Am. B; 2 (11); pg.1751 (novembro 1985).
- [16]R.J. Cook; "*Atomic Motion in Ressonant Radiation: An Application of Ehrenfest's Theorem*"; Phys. Rev. A; 20 (1); pg.224 (julho 1979).
- [17]V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, K.Helmerson, J. Landry e D.E. Prichard; "*Laser Deceleration and Velocity Bunching of a Neutral Sodium Beam*"; J. Opt. Soc. Am. B; 6 (11); pg.2171 (novembro 1989).
- [18]T.E. Barret, S.W.D-Schwartz, M.D. Ray e G.P. Lafyatis; "*Slowing Atoms with σ^- Polarized Light*"; Phys. Rev. Letters; 67 (25); pg.4383 (dezembro 1991).
- [19]N.F. Ramsey; "*Molecular Beams*"; Oxford University Press; London; (1956).
- [20]F. Reif; "*Fundamental of statistical and Thermal Physics*"; Ed. Mc. Graw-hill Book Company; 1² Edição (1965).
- [21]S. Svanberg, G.-Y. Yan, T.P. Duffey, e A.L. Schawlow; "*High - Contrast Doppler - Free Transmission Spectroscopy*"; Opt. Letter; 11 (3); pg.138 (março 1986).
- [22]J.F. Kelly e A. Gallagher; "*Efficient Electro-Optic Modulator for Optical Pumping o Na Beams*"; Rev. Sci. Instrum.; 58 (4); pg.563 (abril 1987).

APÊNDICE A

Os programas abaixo, foram implementados em linguagem FORTRAN, em um computador VAX 6000-420, sob sistema operacional VAX/VMS V5.9. As rotinas, foram desenvolvidas, considerando a utilização da polarização σ^+ para a luz incidente no átomo.

1) DESACELERAÇÃO ^[8]

2) ACELERAÇÃO

```
program ACEL
implicit double precision (a-h,o-z)
dimension CAMPO(0:115)
common DELTA,CAMPO
double precision DZ,L,Z,V,V0,AUXILIAR,PI,VETOR(1:11500)
double precision K0,K1,K2,K3,MATRIZ(1:11500)
double precision ZED(1:11500)
parameter (PI=3.14159265359D0)
parameter (N=11500,L=115.0D0)
call LERCAMPO(CAMPO)
write (*,*) 'DIGITE DELTA E V0(CM)'
read (*,*) DELTA,V0
DZ=L/N
Z=0.0D0
V=V0
do 20 i=0,N-1
    AUXILIAR=DVDZ(Z,V)
    K0=DZ*AUXILIAR
    AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ/2.0D0,V+K0/2.0D0)
    K1=DZ*AUXILIAR
    AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ/2.0D0,V+K1/2.0D0)
    K2=DZ*AUXILIAR
    AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ,V+K2)
    K3=DZ*AUXILIAR
    V=V+(K0+2.0D0*(K1+K2)+K3)/6.0D0
    IF ((V.LE.0).AND.(DZ.GT.0)) DZ=-DZ
    Z=Z+DZ
    ZED(I)=Z
    VETOR(i)=0.017D0*V
    MATRIZ(i)= DELTA - 1.4D0*B(Z)
20  continue
do 30 i=0,114
    write(10,*) ZED(I*100),VETOR(i*100),MATRIZ(I*100)
30  continue
stop
end
```



```
c
double precision function B(Z)
implicit double precision (a-h,o-z)
common DELTA,CAMPO(0:115)
N=INT(Z)
B=CAMPO(N)+(CAMPO(N+1)-CAMPO(N))*(Z-N)
return
end
double precision function DVDZ(Z,V)
implicit double precision (a-h,o-z)
common DELTA
double precision K,MU
parameter (PI=3.14159265359D0,K=0.017D0,MU=1.4D0)
parameter (A=10.0D0,OMEGA=60.0D0)
      DVDZ=(DELTA-MU*B(Z)-K*V)**2
      DVDZ=V*(4.0D0*DVDZ+A**2+2.0D0*(OMEGA**2))
      DVDZ=3.0D6/DVDZ
      DVDZ=-2.0D0*PI*A*DVDZ*(OMEGA**2)
return
end

c
subroutine LERCAMPO(CAMPO)
implicit double precision (a-h,o-z)
dimension CAMPO(0:115)
do 10 i=0,114
      read(76,*) CAMPO(i)
10 continue
return
end
```

3) MONOENERGIZAÇÃO

```
program MONO
implicit double precision (a-h,o-z)
dimension CAMPO(0:40)
common DELTAD,DELTA,CAMPO
double precision DZ,L,Z,V,V0,AUXILIAR,PI
double precision K0,K1,K2,K3
double precision VETOR(1:4000)
double precision FXD(1:4000),FXA(1:4000)
double precision ZED(1:4000)
parameter (PI=3.14159265359D0)
parameter (N=4000,L=40.0D0)
call LERCAMPO(CAMPO)
write (*,*) 'DIGITE DELTA(D,A) E V0(CM)'
read (*,*) DELTAD,DELTA,V0
DZ=L/N
Z=0.0D0
V=V0
do 20 i=0,N-1
      AUXILIAR=DVDZ(Z,V)
      K0=DZ*AUXILIAR
      AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ/2.0D0,V+K0/2.0D0)
      K1=DZ*AUXILIAR
      AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ/2.0D0,V+K1/2.0D0)
      K2=DZ*AUXILIAR
      AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ,V+K2)
      K3=DZ*AUXILIAR
```

```

      V=V+(K0+2.0D0*(K1+K2)+K3)/6.0D0
      IF ((V.LE.0).AND.(DZ.GT.0)) DZ=-DZ
      Z=Z+DZ
      ZED(i)=Z
      VETOR(i)=0.017D0*V
      FXD(i)=1.4D0*B(Z)-DELTAD
      FXA(i)=-1.4D0*B(Z)+DELTA
20    continue
      do 30 i=0,39
        write (10,*) ZED(I*100),VETOR(i*100)
30    continue
      do 40 i=0,39
        write (11,*) FXD(I*100),FXA(I*100)
40    continue
      stop
      end
      double precision function B(Z)
      implicit double precision (a-h,o-z)
      common CAMPO(0:40)
      N=INT(Z)
      B=CAMPO(N)+(CAMPO(N+1)-CAMPO(N))*(Z-N)
      return
      end

c
      double precision function DVDZ(Z,V)
      implicit double precision (a-h,o-z)
      common DELTAD,DELTA
      double precision K,MU
      parameter (PI=3.14159265359D0,K=0.017D0,MU=1.4D0)
      parameter (A=10.0D0,OMEGA=20.0D0)
      DVDZD=(DELTAD-MU*B(Z)+K*V)**2
      DVDZD=V*(4.0D0*DVDZD+A**2+2.0D0*(OMEGA**2))
      DVDZD=3.0D6/DVDZD
      DVDZD=-2.0D0*PI*A*DVDZD*(OMEGA**2)
      DVDZA=(DELTA-MU*B(Z)-K*V)**2
      DVDZA=V*(4.0D0*DVDZA+A**2+2.0D0*(OMEGA**2))
      DVDZA=3.0D6/DVDZA
      DVDZA=2.0D0*PI*A*DVDZA*(OMEGA**2)
      DVDZ=DVDZD+DVDZA
      return
      end

c
      subroutine LERCAMPO(CAMPO)
      implicit double precision (a-h,o-z)
      dimension CAMPO(0:40)
      do 10 i=0,39
        read (40,*) CAMPO(i)
10    continue
      return
      end

```

APENDICE B

O programa abaixo, foi implementado em linguagem BASIC com compilador BASICA para o ambiente PC, e considera a superposição de solenóides finitos^[9].

```
030 REM  PROGRAMA PARA OBTER A CONFIGURACAO DO CAMPO
050 REM  MAGNETICO DESACELERADOR
100 DIM COMP(100) , RAO(100), BZ(500) ,DER(500)
110 CLS
114 REM ENTRADA DE DADOS VIA TECLADO
122 LOCATE 1,20:INPUT "CAMADAS=",CM:LOCATE 3,20
140 INPUT "COMPRIMENTO      =",CMP:LOCATE 5,20
150 INPUT "CORRENTE (A)      =",AMP:LOCATE 7,20
190 INPUT "DIAMETRO DO TUBO   =",DIATUB:LOCATE 9,20
200 INPUT "DIAMETRO DO CONDUTOR =",DIACON:LOCATE 11,20
205 INPUT "DELTAZ            =",DZ:LOCATE 13,20
207 INPUT "Bb                =",BB:LOCATE 15,20
209 INPUT "Bo                =",BO:LOCATE 17,20
215 REM    CM=15;CMP= 40;BETA=.025;ETA=1.5748;BB=200
216 REM    BO=730;DATUBO=7.3;DIACON=.47;DZ=1
220 IF INKEY$="" GOTO 220
230 CLS:LOCATE 1,1
233 REM  VALORES GERADOS INTERNAMENTE PARA O CALCULO
236 R0=DIATUB/2
237 RC=DIACON/2
238 ETA=(1/DIACON)
240 PI=3.141592
245 BETA=1/CMP
250 PRINT"BBias =",BB,"BInicial=",BO
252 RAO(1)=R0+2*RC
254 WZ1=4*PI*ETA*AMP/10
258 COMP(1)=(1/BETA)
262 PRINT
263 PRINT "ARQUIVO PARA GUARDAR Z DAS CAMADAS:";
265 INPUT NOME1$
266 PRINT
267 OPEN "O", #1, NOME1$
270 PRINT 1,(COMP(1)),RAO(1),WZ1
271 REM PRINT 2,(COMP(2)),RAO(2),WZ2
274 FOR I=2 TO CM
280 WZ=4*PI*ETA*I*AMP/10
290 COMP(I)=(1-((WZ-BB)/BO)^2)/BETA
310 RAO(I)=RAO(I-1)+2*RC
321 REM    IMPRESSAO CAMADAS, COMPRIMENTO DAS CAMADAS,
326 PRINT I,COMP(I),RAO(I),WZ
328 PRINT #1,I,COMP(I),RAO(I),WZ
330 NEXT I
```

```
332 CLOSE #1
340 IF INKEY$="" GOTO 340
350 M=COMP(1)/DZ
360 M=INT(M)
370 Z=0
372 PRINT
373 PRINT "ARQUIVO POSICAO E O CAMPO:";
374 INPUT NOME2$
376 OPEN "O",#2,NOME2$
377 PRINT
378 J=1
380 IF Z > COMP(1) GOTO 496
382 REM
383 REM          CALCULO DO CAMPO
385 REM
400 AUX=0
410 FOR I=1 TO CM
415 IF I=K GOTO 470
420 R1=(COMP(I)-Z)/RAIO(I) :R2=(R1^2)+1
430 R3=Z/RAIO(I):R4=(R3^2)+1
440 A1=R3/(SQR(R4))
450 A2=R1/(SQR(R2))
460 AUX=AUX+2*PI*ETA*AMP*(A1+A2)/10
470 NEXT I
480 BZ(J)=AUX
485 PRINT#2,Z,BZ(J)
486 REM
488 REM IMPRESSAO NA TELA DA POSICAO E RESPECTIVO CAMPO
491 PRINT"Z=",Z," ", "BZ",BZ(J)
492 Z=Z+DZ
494 J=J+1
495 GOTO 380
496 CLOSE #2
498 PRINT "ARQUIVO PARA GUARDAR A DERIVADA";
499 INPUT NOME3$
501 OPEN "O",#3,NOME3$
502 FOR I=1 TO ((M)-2)
503 DER(I+1)= (BZ(I+2) - BZ(I))/(2*DZ)
504 NEXT I
505 DG= DER(2) : DP=DER(2)
506 FOR I=2 TO ((M)-1)
507 IF DER(I)>DG THEN DG=DER(I)
508 IF DER(I)<DP THEN DP=DER(I)
509 PRINT I,DER(I)
510 PRINT #3,I,DER(I)
511 NEXT I
512 CLOSE #3
513 FD=165/(DG-DP)
514 ZP=BZ(1):ZG=BZ(1)
515 XP=DZ: XG=COMP(1)
516 Z=0
517 I=2
518 IF Z > COMP(1) THEN GOTO 670
519 IF BZ(I)<ZP THEN ZP=BZ(I)
520 IF BZ(I)>ZG THEN ZG=BZ(I)
521 Z=Z+DZ
522 I=I+1
523 GOTO 518
524 IF INKEY$="" GOTO 670
```

```
671 CLS
680 KEY OFF
682 REM
683 REM GRAFICO NA TELA
684 REM
690 SCREEN 2
700 LINE(30,0)-(30,170)
710 LINE(30,170)-(610,170)
720 LINE(610,170)-(610,0)
730 LINE(610,0)-(30,0)
740 FY=165/(ZG-ZP)
750 FX=575/(XG-XP)
760 IF INKEY$ = "" GOTO 760
860 ZX=0
870 FOR I=1 TO M
880 ZX=ZX+DZ
890 PX=(ZX-XP)*FX +33
900 PY= 168 - (BZ(I) - ZP)*FY
902 REM
903 REM INTRODUCAO DOS PONTOS DO GRAFICO NA TELA
904 REM
910 PSET(PX,PY)
920 NEXT I
930 ZX=DZ
940 FOR I=2 TO (M- 1)
950 ZX= ZX + DZ
960 PX= (ZX -XP)* FX +33
970 PD=165 - (DER(I) - DP)*FD
990 PSET(PX,PD)
1010 NEXT I
1020 LOCATE 1,5:PRINT "B(Z)"
1030 LOCATE 23,4:PRINT "Bmx=":LOCATE 23,8:PRINT INT(ZG)
1040 LOCATE 23,14:PRINT "Bmn=":LOCATE 23,18:PRINT INT(BZ(I))
1050 LOCATE 23,25:PRINT "Dmx=": LOCATE 23,29: PRINT INT(DG)
1060 LOCATE 23,34:PRINT "Dmn=": LOCATE 23,38: PRINT INT(DP)
1070 LOCATE 23,73: PRINT "Z(cm)"
1076 LOCATE 14,53: PRINT " dB/dZ"
1080 IF INKEY$="" GOTO 1080
1090 CLS:LOCATE 5,10:PRINT"OUTRA CONFIGURACAO ?(S/N)"
1100 LOCATE 6,10:INPUT "",TR$
1108 IF TR$="n" GOTO 1250
1110 IF TR$="N" GOTO 1250
1112 IF TR$="S" GOTO 100
1114 IF TR$="s" GOTO 100
1120 CLS:LOCATE 5,20
1130 PRINT "ENTRE COM NIVEL E QUANTIDADE "
1140 LOCATE 7,20:
1150 INPUT "",NI,QC
1160 IF NI=0 GOTO 1230
1170 PC=CP+QC
1180 FOR J=CP+1 TO PC
1190 COMP(J)=COMP(NI)
1200 RAIO(J)=RAIO(NI)+2*RC
1210 NEXT J
1220 CP=PC:GOTO 1140
1230 IF QC=0 GOTO 110
1250 SCREEN 0,0
1260 END
```

APÊNDICE C

PUBLICAÇÕES

1) Artigo publicado na Rev. Aplic. e Instrumentação, referente ao Projeto, Construção e Teste de um sistema experimental para Desacelerar átomos neutros.....82

2) Artigo aceito para publicação na Bras. Journal of Phys. (número especial sobre Escola de Estrutura Eletrônica), referente à Desaceleração de átomos de sódio por laser.....83

Revista de Física Aplicada e Instrumentação, Vol. 4, nº 4, 1989

Projeto, construção e teste de um sistema experimental para desacelerar átomos neutros

M.E. Firmino, V.C. Colussi, S.C. Zílio e V.S. Bagnato

Departamento de Física e Química de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369, São Carlos, 13560, SP, Brasil

Recebido em 30 de outubro de 1989

Resumo Neste trabalho descrevemos a construção e teste de um sistema que permite desacelerar átomos de sódio. Discutimos o projeto e construção do solenóide que compensa o efeito Doppler sofrido pelos átomos durante o processo de desaceleração, as câmaras de vácuo, o forno que gera o feixe atômico e o sistema ótico utilizado na desaceleração e monitoração dos átomos lentos. Finalmente, são apresentados alguns resultados que comprovam a produção de um feixe atômico de baixa velocidade.

1. Introdução

A idéia de se controlar o movimento de átomos com luz é bastante antiga e está baseada em estudos teóricos realizados em 1917 por Albert Einstein, que tratam da interação entre a radiação (luz) e a matéria (átomo). Entretanto, do ponto de vista experimental, o controle do movimento de átomos só foi possível após o surgimento do laser na década de 60. As primeiras proposições de utilização da pressão de radiação para desacelerar feixes atômicos foram formuladas independentemente por Hänsch e Schawlow¹ e por Wineland e Dehmelt², em 1975. Para os primeiros autores, a amostra imaginada constituía-se de um sistema de átomos neutros e a incidência de feixes de laser contrapropagantes proporcionavam a desaceleração dos átomos. Já para a segunda dupla de autores, a amostra era constituída de íons aprisionados numa armadilha eletromagnética, na qual a incidência de um único feixe de laser, contrapropagando-se na direção contrária a dos íons, deveria produzir o resfriamento (desaceleração) da amostra.

Braz. J. of Phys.
(Número especial sobre
Estado de Estrutura Eletrônica)

LASER DECELERATION OF ATOMIC BEAMS

V.S. Bagnato, V.C. Colussi, C.F.M. Faria, E. Marega Jr. and S.C. Zilio

Instituto de Física e Química de São Carlos

Universidade de São Paulo

Caixa Postal 369, São Carlos, SP, 13560, Brasil

ABSTRACT

In this course we present an introduction to the study of the deceleration of atomic beams through the use of radiation pressure. Deceleration with the Zeeman tuning technique is described in details. The fundamental limitations on the production of slow beams with a very small velocity dispersion are discussed. A few applications of low velocity atoms are presented.

I. INTRODUCTION

The development of techniques to decelerate, cool and trap neutral atoms and ions has revigorated different aspects of atomic physics. The ability to control the atomic motion with light have stimulated very interesting researches going from laser deceleration and trapping^(1,2,3) of atomic beams to laser cooling of trapped ions⁽⁴⁾, which made possible important discoveries in the fields of microplasmas⁽⁵⁾ and fundamental quantum mechanics⁽⁶⁾.

Deceleration of atoms consists in reducing their energies by using radiation pressure. When the particle absorbs a photon from the laser beams, it also absorbs the momentum of the photon and recoils. The excited atom re-radiates the photon and recoils once again, but successive photons are emitted in random directions and therefore the average recoil due to radiation vanishes after several emissions. The momentum transferred to the atom due to the absorption allows the atomic species to be brought nearly to rest after repeated absorption and emission cycles.

When decelerating atoms with laser light one is faced with two main problems: as the atom slows down, there is a continuously changing Doppler effect which changes the frequency seen by the atom and also, optical pumping problems can interrupt the process by sending the atom to one of the levels which are not resonant with the laser. To avoid these problems, one alternative is to use an inhomogeneous magnetic field which adjusts the atomic resonance frequency as the atoms slow down. This technique is referred to as "Zeeman tuning"^(7,8) and several details concerning the problem of adiabatic following and optical pumping effects on this process will be discussed here.

II. A DESCRIPTION OF THE ZEEMAN TUNING TECHNIQUE TO DECELERATE ATOMIC BEAMS

The Zeeman tuning technique is not the only solution to the problem of the changing Doppler shift during the deceleration. Another technique referred to as "frequency chirping"⁽⁹⁾ consists in changing the laser frequency to compensate the Doppler effect and uses an additional laser frequency to prevent optical pumping.

To introduce the basic ideas of the Zeeman tuning technique, let us consider an atom with velocity $v(z)\hat{z}$ travelling in opposition to a laser beam of frequency ν_L , in the presence of an inhomogeneous magnetic field $B(z)$. Assuming a linear Zeeman shift, the resonance at each position is achieved when:

$$\nu_L \left(1 + \frac{v(z)}{c} \right) \simeq \nu_o + \gamma B(z) \quad (1)$$

where ν_o is the natural transition frequency and γ the Zeeman shift constant (1.4 MHz/Gauss for the $3S_{1/2}$ ($F = 2$, $M_F = 2$) $\rightarrow$ $3P_{3/2}$ ($F = 3$, $M_F = 3$) transition of Na). According to Eq. (1), in order to keep the resonance condition, the atomic velocity $v(z)$ has to follow the magnetic field profile $B(z)$, which implies that a parabolic field profile of the type $B(z) = B_o + B_o\sqrt{1 - \beta z}$ imposes a constant deceleration on the atoms. Considering a given velocity distribution of atoms going into such a field, each different velocity component will start to be decelerated at a position where Eq. (1) is satisfied.

Although different initial velocities start to decelerate at different positions, once the atoms are resonant they will have the same changing velocity. As a result, for a initially broad thermal velocity distribution, one obtains an outgoing distribution where almost

all atoms are bunched towards low velocities⁽¹⁰⁾ except for a few very fast ones, which are not decelerated because they never satisfy Eq. (1). The capability of producing a continuous flux of slow atoms constitutes the main advantage of this technique. However, a bad feature of this method is the fact that it is very hard to produce slow atoms outside the magnetic and laser fields⁽¹¹⁾. When we work with the laser frequency close to ν_0 , the atoms do not reach $B = 0$ with velocity close to zero as predicted from Eq. (1). This is mainly related to the adiabatic following conditions of atoms in the magnetic field⁽¹²⁾ which will be discussed now.

During the deceleration the changing Doppler effect is compensated by the changing Zeeman shift as stated in Eq. (1). The magnetic field acts as a controlling agent by moderating the rate of absorption and therefore controlling the atomic velocity. The radiation pressure on the atoms is given in each point by⁽¹³⁾:

$$m \frac{dv}{dt} = - \frac{\Gamma \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - \gamma B(z) + kv(z)]^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \quad (2)$$

where Γ is the natural linewidth of the atomic transition, Ω is the Rabi frequency and k is the wave vector. The atomic velocity trajectory $v(z)$ can be obtained by a direct integration of Eq. (2). We should expect from Eq. (1) that $kv(z)$ follows the function $f(z) = -\Delta + \gamma B(z)$. Fig. 1 shows part of such a simulation and for comparison we have also plotted $f(z)$. In this case we have $\Delta = +100$ MHz, $\gamma = 1.4$ MHz/Gauss and $B(z)$ is the actual magnetic field present in our apparatus, described elsewhere⁽¹⁴⁾. From the result of Fig. 1 one observes that actually $kv(z)$ follows $B(z)$ from below and wherever it gets close to $f(z)$, the atom leaves the deceleration process. To understand this observation one can conduct an analysis of Eq. (2) by making a change of the reference frame⁽¹⁵⁾. Consider a reference frame moving with a velocity $kv_R = \gamma B(z_0)$, where z_0 is the origin of this new

accelerated frame of reference. In this new frame, z' is the position of the atom such that $z = z' + z_0$, and the velocity of the atom v' is now found through:

$$m \frac{dv'}{dt} = m \frac{\gamma^2}{k^2} B(z_0) \frac{dB(z_0)}{dz_0} - \frac{\Gamma \Omega^2 \hbar k}{4[\Delta + k(v' + v_R) - \gamma B(z' + z_0)]^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \quad (3)$$

For the steady state solution ($\frac{dv'}{dt} = 0$), one gets:

$$Kv(z) = f(z) \pm \frac{1}{2} \left[\frac{k^3 \hbar \Gamma \Omega^2}{m \gamma^2 B(z_0) \frac{dB}{dz_0}} - \Gamma^2 - 2\Omega^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4)$$

which shows two solutions: one that follows $f(z)$ from below (- sign) and another that follows $f(z)$ from above (+ sign). The one that follows $f(z)$ from below is expected to be a stable solution because in this situation, atoms that miss a few absorptions will get closer to resonance, increasing the force which compensates the missing absorptions. By the other hand, the + solution is completely unstable because any fluctuation on the absorption rate only takes the atom farther out of resonance. This explain the behavior of the numerical simulation.

The stable solution of Eq. (4) also imposes an upper limit to $\frac{dB}{dz}$, given as:

$$\left(\frac{dB}{dz} \right)_{\max} = \frac{k^2}{m \gamma^2} \frac{\hbar k \Gamma \Omega^2}{B(z)(\Gamma^2 + 2\Omega^2)} \quad (5)$$

which for a finite detuning Δ , and with the introduction of the saturation parameter $S = \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}$, takes the form:

$$\left| \frac{dB}{dz} \right|_{max} = \frac{1}{\left(-\frac{A}{k} + \gamma \frac{B(z)}{k} \right)} \frac{\Gamma \hbar k^2}{2\gamma m} \frac{S}{S+1} \quad (6)$$

This analysis shows that for a given laser frequency, each point has a maximum tolerable gradient. Any gradient above this maximum does not allow the atoms to follow it adiabatically (term used when Eq. (1) is satisfied), the atomic trajectory becomes unstable and the atom stops to decelerate. At this point $kv(z)$ crosses $f(z)$ and the atom is lost. This has actually been experimentally observed⁽¹⁵⁾.

The above consideration allows one to understand the difficulties in producing slow atoms with the Zeeman tuning technique: blue detunings produce atoms which stops inside the magnet while red detunings make the critical gradient too small and therefore atoms can not follow the field adiabatically, leaving the process still with high velocities.

Adiabatic following condition is not the only problem in the Zeeman tuning technique. Due to the randomness of the spontaneous emission, the atoms experience a random walk in the momentum space which produces a diffusion of the atomic beam as the deceleration takes place. After scattering N photons from the laser, the longitudinal atomic velocity has changed by $N\hbar k/M$ and the transversal velocity has increased by $\sqrt{N}\hbar k/M$. The transversal transfer of momentum constitutes a heating mechanism for atomic deceleration and the physical consequences is a divergence of the beam as it slows down, as represented in Fig. 2.

In a first approximation model, it is straightforward to show that the radius of the atomic beam evolves with the position as:

$$r(z) = \int_0^z \left\{ \sqrt{v_0 \Delta v - v(z) \Delta v} - v_i(0) \right\} \frac{dz}{v(z)} \quad (7)$$

where $v(z)$ is the longitudinal velocity of the decelerating atoms at position z , $\Delta v = \frac{h\hbar}{M}$ the velocity variation per scattered photon, v_0 is the first velocity to start the deceleration and $v_t(0)$ is the initial transverse velocity of the atoms. At the position where the atoms stop ($v(z) \rightarrow 0$) there is a divergence of the radius ($r(z) \rightarrow \infty$), which is only a defect of the approximation which is not taking into account the finite dimension of the laser beam.

The problem of the transversal divergence of the atomic beam during the slowing process works as a negative factor because it contributes to a considerable decrease of the density of atoms. There are, however, different approaches to minimize the problem. First, one can use again the radiation pressure to create the so called "optical funnel"⁽¹⁶⁾, where the atomic beam is recompressed by radiative forces to create a dense and collimated beam. Another approach can be the use of magnetic field gradients to create a magnetic lens for the atoms. This has been demonstrated to be possible although there are still problems to be solved.

Slowing atomic beams has been a very important tool which made possible the experimental realization of other experiments such as cooling and trapping of atoms. With the recent application of slow atoms to atomic optics, more efficient techniques are necessary and of course, the better understanding of present techniques may be of fundamental importance.

III. OBSERVING THE DECELERATION AND ITS MAIN FEATURES

The apparatus used to decelerate atoms and to study the process is schematically shown in Fig. 3. In this system an effusive type source, operating around 500° C, produces a beam of sodium atoms collimated at about 10 mrad. After leaving the oven the atoms

enter in a 130 cm long solenoid which has an axial magnetic field as shown in the lower part of Fig. 1, with most of the profile (between 40 cm and 105 cm) being described by an equation like $B(z) = B_0 + B_1 \sqrt{1 - \frac{z}{z_0}}$ with $B_0 \cong 7.7$ Gauss/Ampere, $B_1 \cong 29.7$ Gauss/Ampere and $z_0 \sim 120$ cm. This field is produced by a suitable configuration of layers of current carried by water cooled copper tubes. Close to the end of the solenoid the field deviates from the parabolic shape mentioned above.

A laser beam provided by a ring dye laser (Coherent 699-21) counter-propagates with the atoms. The laser is circularly polarized and tuned to a σ^+ transition from the $F = 2, m_F = 2$ sub-level of the $S_{1/2}$ ground state to the $F = 3, m_F = 3$ sub-level of the $P_{3/2}$ excited state. The selection rules for this transition are such that the atom cycles only between these states. The laser beam is focused at the sodium source nozzle.

The atomic beam runs inside a long glass tube concentric with the slowing solenoid. Around the glass tube there is a set of silicon photodetectors which allows the collection of light from the atoms being decelerated by the laser beam. With the experimental system described above we have two different ways of observing the deceleration process. A first technique consists in collecting the atomic fluorescence along the extension of the magnetic field profile and from this signal we can analyse the deceleration. This method has the advantage of using a single laser to decelerate and to diagnose the process. In a second alternative, a second laser is used as a probe beam. The probe beam is generated by a second ring dye laser and crosses the atomic beam at a small angle ($\sim 2^\circ$), 30 cm after the solenoid exit. The probe laser with a power of about $30 \mu\text{W}$ is mechanically chopped and the fluorescence at the crossing point is imaged in a PMT and amplified by a lock-in amplifier. Analysis of the fluorescence as a function of the probe laser frequency allows us to monitor the velocity distribution emerging from the system, as well as the relative

population of the two hyperfine components of the ground state.

In the first type of experiment we measured the fluorescence as a function of z for different laser detunings and obtained the intensity profiles shown in Fig. 4. For all detunings the intensity increases as we go towards regions of lower magnetic fields which constitutes in an evidence of the deceleration. This increase in the intensity is due to the fact that as we go towards lower fields, more and more atoms from the original velocity distribution participate in the scattering process. In addition, an atom scatters more photons per unit of length as it slows down.

The difference in fluorescence amplitudes for different frequencies is consequence of sampling different portions of the original distribution. However, the main feature in the results of Fig. 4 is that the fluorescence ceases at different positions for different detunings. The understanding of the fluorescence drop relies on the adiabatic following discussed before; "for points where $\frac{dB}{dz}$ exceed the maximum, atoms can not follow the field and leaves the process" stopping the scattering, and therefore the fluorescence decreases. The drop in the fluorescence for different positions correspond exactly to points where the condition on the magnetic field gradient is no longer satisfied. However, this is not true for the blue detuning case, where the dramatic drop in fluorescence is due to the stopping of atoms at that field position (with blue detuning we produce $v = 0$ atoms at $B \neq 0$).

The deceleration process can also be studied in a second kind of experiment where a probe laser investigate the emerging velocity distribution⁽¹²⁾. With the slower laser frequency fixed at a given detuning, the fluorescence was measured as a function of the probe laser frequency in the experimental set up shown in Fig. 3, where the observation region is about 40 cm after the end of the slower magnet. Results for several slowing laser detunings are shown in Fig. 5. As expected, the atoms are emerging faster for redder

detunings. The dashed lines in Fig. 5 represents frequency markers corresponding to $\nu = 0$ atoms.

By plotting the final velocity of the atoms as a function of laser detuning we observe a linear dependence, which is consistent with having atoms leaving the magnetic field in a point where $B = -1.67 \Delta + 357$ (B in Gauss for Δ in MHz) showing that indeed for each different detuning the deceleration process is interrupted at a different point. In the case of $\Delta = 0$ MHz and $S = 20$, Eq. (6) predicts a maximum field gradient of about 30 G/cm. Our magnet presents this gradient at approximately 120 cm. At this position, the magnetic field is about 340 Gauss which is close to the 357 Gauss predicted above.

These results show the impossibility of producing very slow atoms outside the main solenoid. This problem can, however, be overcome if we run the slower solenoid such that for a detuning close to zero, the deceleration path does not present points where the actual field gradient exceeds the maximum value predicted by Eq. (6). In this case the sodium atoms slow down to very low magnetic field cycling between $S_{1/2} (F = 2, m_F = 2) \leftrightarrow P_{3/2} (F = 3, m_F = 3)$ and then they are optically pumped to the $S_{1/2} (F = 1)$ state because of imperfections in the laser polarization or because the magnetic field acquires transversal components.

When the magnetic current is lowered in order to satisfy the maximum gradient condition everywhere, the fluorescence of the emerging atomic beam as a function of the probe laser frequency shows almost all atoms pumped to the $S_{1/2} (F = 1)$ ground state and since atoms in this state do not interact with the slowing laser, they can move freely out the magnet.

IV. APPLICATIONS OF SLOW ATOMS

After being brought to a low velocity, neutral atoms can be further cooled to much lower kinetic temperatures through the use of a laser configuration which creates a viscous environment for them. This is usually called optical molasses⁽¹⁷⁾ and it consists of a set of counter propagating lasers beams, tuned to the red of the atomic resonance such that a viscous force acts on the atoms, removing their energy. This process, called Doppler cooling of free atoms, can be well illustrated by considering a two-level atom in the presence of three orthogonal standing waves, slightly detuned below resonance. The balance between cooling and heating due to the random character of spontaneous emission gives rise to a lower limit for the kinetic energy. However, the multiple level aspect of the electronic atomic structure allows the existence of optical pumping which contribute very much to lower this cooling limit⁽¹⁸⁾.

Provided that neutral atoms are sufficiently cold, electromagnetic traps are capable of confining them. Atomic trapping has been achieved in different field configurations. In a first type of trap, forces arising from the interaction of the atomic magnetic moment with an applied inhomogeneous field can confine in a region with a minimum in the static magnetic field⁽¹⁹⁾. This pure magnetic confinement of atoms has been an important technique on the search for collective effects in ultra cold samples, like Bose-Einstein Condensation⁽²⁰⁾. Other traps for neutral atoms are possible and of particular interest are the so called "Magneto Optical Traps"⁽²¹⁾ (MOT), where a suitable combination of radiation pressure and magnetic field allows confinement and cooling simultaneously. Recent results with MOT have produced an incredible development of the laser cooling field. Experiments involving high resolution spectroscopy have been performed and the perspectives for the

production of a compact ultra-high precision atomic clock is now a reality. In the area of cold atoms collision, a large amount of propositions has been made and a few important experiments have determined how important and different this new regime of atomic collision is. Finally, recent experiments on optical absorption of atoms in MOT have measured unexpectedly narrow absorptions which has been a puzzle for the understanding of mechanisms involved in this kind of trap.

Laser cooling and trapping of atoms and ions is a well established technique fully grown to host new applications and developments. The opportunities for work in this field are considerable and there are still many breakthroughs which should be attractive for young scientists.

Work supported by FAPESP, CNPq, FINEP and Programa BID/USP.

REFERENCES

1. A.L. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 54, 2596, 1985.
2. V.S. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Bitar and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 58, 2194, 1987.
3. V. Balykin, V. Letokhov and V. Mishin, JETP Lett., 29, 560, 1985.
4. D. Wineland, R. Drullinger and F. Walls, Phys. Rev. Lett., 40, 1639, 1978.
5. D. Wineland, J. Bergquist, W. Itano, J. Bollinger and C. Manney, Phys. Rev. Lett., 59, 2935, 1987.
6. W. Itano, J. Bergquist and D. Wineland, Science, 237, 612, 1987 and references there

in.

7. W. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett., 48, 596, 1982.
8. V.S. Bagnato, A. Aspect and S.C. Zilio, Opt. Comm. 72, 76, 1989.
9. W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall and M. Zhu, Phys. Rev. Lett., 54, 996, 1985.
10. V.S. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, K. Helmerson, J. Landry and D. Pritchard, J. Opt. Soc. Am. B, 6, 2171, 1989.
11. M.E. Firmino, C.A. Faria Leite, S.C. Zilio and V.S. Bagnato, Phys. Rev. A, 41, 4070, 1990.
12. V.S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega Jr. and S.C. Zilio, J. Opt. Soc. Am. B, 8, 497, 1991.
13. R.J. Cook, Phys. Rev. A 20, 224, 1979.
14. M.E. Firmino, V.C. Colussi, S.C. Zilio and V.S. Bagnato, Rev. Fis. Aplic. e Instrum., 4, 368, 1989.
15. R.J. Napolitano, S.C. Zilio and V.S. Bagnato, Opt. Comm., 80, 110, 1990.
16. E. Riis, D. Weiss, K. Moler and S. Chu, Phys. Rev. Lett., 64, 1658, 1990.
17. S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett., 55, 48, 1985.
18. C. Cohen-Tannoudji and W. Phillips, Phys. Today, October 1990, p. 33 and references there in.
19. W. Phillips (editor) - Proc. Workshop on Appl. of Slow Atoms, Gaithersburg, 14-15 april 1983.
20. V.S. Bagnato, D. Kleppner and D. Pritchard, Phys. Rev. A, 35, 4554, 1987.
21. E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 59, 2631, 1987.

FIGURE CAPTIONS

FIG. 1 - Numerical simulation showing $kv(z)$ and the function $f(z)$ for $\Delta = -100$ MHz.

FIG. 2 - Simulation showing the atomic beam transverse profiles for a detuning $\Delta = -100$ MHz and initial velocity $v_0 = 10^5$ cm/s at (a) $z = 10$ cm, (b) $z = 60$ cm and (c) $z = 100$ cm. (d) Evolution of the atomic beam average radius as it travels along the deceleration path.

FIG. 3 - Schematic diagram of the apparatus.

FIG. 4 - Fluorescence profiles as a function of position for different laser detuning. The detunings are expressed in MHz.

FIG. 5 - Velocity distributions after deceleration with the Zeeman tuning technique for several slower laser detunings.

(artbjplv.tex)

Fig 1

Fig 2

Fig 4

Fig 5