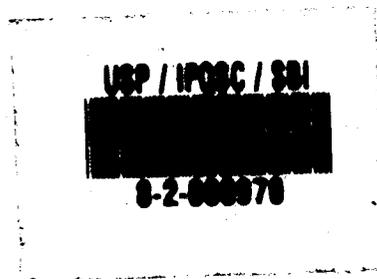


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

DESACELERAÇÃO E MANIPULAÇÃO
DE ATOMOS NEUTROS

Carlos Alberto Faria Leite



OK

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO -
FÍSICA

São Carlos - SP

1992

92

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

DESACELERAÇÃO E MANIPULAÇÃO
DE ÁTOMOS NEUTROS

Carlos Alberto Faria Leite

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação do Departamento de Física e Ciências dos Materiais do Instituto de Física e Química da USP de São Carlos, como requisito parcial para o exame de doutoramento em Ciências Físicas Aplicadas.

Orientador:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos - SP

1992

F224d

Faria Leite, Carlos Alberto.

Desaceleração e Manipulação de
Átomos Neutros/Carlos Alberto Faria
Leite, São Carlos, 1992
83 P.

Tese de Doutorado - Instituto de
Física e Química, Departamento de
Física e Ciências dos Materiais - USP

1.Desaceleração. 2.Feixe Atômico
3. Átomos de Sódio. 4."trap". I. *Faria
Leite, Carlos Alberto.* 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 13560.970 - São Carlos - SP
Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE CARLOS ALBERTO FARIA LEITE APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 21/08/1992

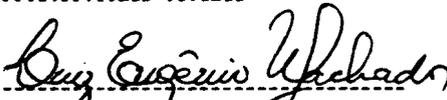
COMISSÃO JULGADORA:



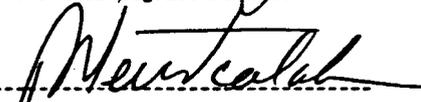
Prof. Dr. Sérgio Carlos Zilio



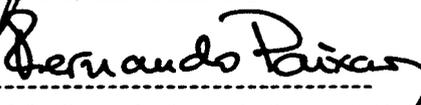
Prof. Dr. Tomaz Catunda



Prof. Dr. Luiz Eugênio Machado



Prof. Dr. Artêmio Scalabrin



Prof. Dr. Fernando Jorge da Paixão Filho

Desejo expressar meus agradecimentos, pela amizade e colaboração desinteressada, aos colegas *Aparecida Maria Tuboy, Aroldo Harakaki, Carla Figueira de Morisson Faria, Célia Maria Alves Dantas, Débora Marcondes Bastos Pereira Milori, Henrique Barcellos, Euclides Marega Junior, Édy Carlos Monteiro, Eneida Figueiredo Koury, Evandro José Tavares de Araújo Gouveia, Ilde Guedes da Silva, Júlio Flemming Neto, José Fernando Fragalli, Lino Misoguti, Luimar Cavalcanti de Oliveira, Luiz Gustavo Marcassa, Lígia de Oliveira, Maria Tereza de Araujo, Mônica Silva dos Santos e Valdir Carlos Colussi.*

Em particular, quero agradecer aos colegas *Marcel Eduardo Firmino e Reginaldo de Jesus Napolitano*, cuja colaboração foi imprescindível para a consecução do trabalho.

Aos técnicos, *Adelino Carlos da Silva Braga, Carlos Nazareth Gonsalves, Edivaldo Cardoso, Rui Carlos Pietronero*, e ao engenheiro e mestre *Sílvio Antonio Tonissi Júnior*, agradeço pelo apoio técnico de altíssima qualidade.

Aos professores *Jarbas Caiado de Castro Neto*, pelo altruísmo com que trata a coisa científica, *Sérgio Carlos Zilio*, por tantos e frutíferos ensinamentos e a *Vanderlei Salvador Bagnato*, pela orientação presente e sábia, meus sinceros agradecimentos.

À CAPES, ao CNPq, à FAPESP e à Fundação Banco do Brasil, agradeço pelo apoio financeiro.

À memória de *Manoel Pereira Leite,*
a *Othelina, Claudia, Clara, Cíntia*
e *Mauro*

RESUMO

O trabalho trata da desaceleração de feixes de átomos neutros de Sódio, pela técnica de sintonia *Zeeman*.

O processo de desaceleração é estudado em detalhes e demonstrado com a utilização de um único laser. É feito o estudo do seguimento adiabático do átomo em relação ao campo magnético e demonstrada sua importância no processo de produção de fluxos intensos de átomos lentos.

A posição em que os átomos param foi modificada, através da mudança do perfil do campo magnético onde os átomos se movimentam, levando-os para uma região de fácil acesso.

A forma peculiar da distribuição espacial dos átomos ao atingirem o repouso é explicada e, finalmente, é estudada a focalização dos átomos, através de um campo magnético hexapolar, e o aprisionamento de átomos em uma armadilha magnética.

"ABSTRACT"

This Work describes the deceleration of a beam of sodium atoms by means of the *Zeeman* tuning technique. The deceleration process is studied in details and its demonstration is made by using a single laser. The adiabatic following of the atoms along the magnetic field is studied and its importance to the production of a high density flux of slow atoms is demonstrated.

The position where the atom stop was modified, through the change of the magnetic field profile, in such a way to produce slows atoms outside the solenoid.

The peculiar shape of the atomic spatial distribution of atoms at rest is explained, the focusing of atoms through a hexapole magnetic field is studied and the trapping of of atoms in a magnetic trap is demonstrated

SUMÁRIO.

	Página
CAPÍTULO 1 - Introdução.....	1
CAPÍTULO 2 - A Desaceleração.....	4
2.1 - A Força de Pressão de Radiação.....	5
2.2 - A Varredura de Frequência e a Sintonia Zeeman.....	6
2.3 - O Equipamento Experimental.....	10
2.3.1 - A Fonte de Átomos.....	12
2.3.2 - O Magneto.....	14
2.3.3-O Sistema de Vácuo.....	15
2.4 - O Feixe Desacelerado.....	16
2.5 - O Seguimento Adiabático.....	18
2.5.1 - Observação do Seguimento Adiabático Através da Simulação Numérica.....	20
2.5.2 - Estudo da Desaceleração em Função do "Detuning".....	22
CAPÍTULO 3 - A Extração do Feixe e a Geometria dos Átomos Parados.....	26
3.1 - A Bobina Extratora e o Novo Campo Magnético.....	26
3.2 - A Observação dos Átomos Fora dos Solenóides.....	28
3.3 - Observação Visual do Processo de Desaceleração.....	31
3.4 - Simulação da Desaceleração no Novo Campo.....	32
3.5 - A Geometria da "frente" de Átomos Parados.....	33
CAPÍTULO 4 - A Dispersão do Feixe Desacelerado.....	35
4.1 - A Focalização Magnética — Simulação e Experimento —	35
4.1.1 - Simulação numérica do Movimento dos Átomos em um Hexapolo Magnético....	36
4.1.2 - Hexapolo -Construção e Experimento-....	39

CAPÍTULO 5 - O Hexapolo "Frustrado"	Página
— Uma Nova Armadilha —	48

5.1 - As Armadilhas.....	48
5.2 - Aprisionamento no Hexapolo "Frustrado"....	53
5.3 - Observação Visual do Aprisionamento.....	56
5.4 - Medidas do Tempo de Preenchimento da Armadilha.....	58
5.5 - Estimativa Teórica Do Tempo de Preenchimento da Armadilha.....	60

CAPÍTULO 6 - Conclusões.....	66
------------------------------	----

APÊNDICES

A.1 - Constantes e Parâmetros Utilizados no Texto.....	67
-----------------------------------------------------------	----

A.2 - Esquemas das Energias do Átomo de Sódio.....	70
-------------------------------------------------------	----

A.3 - O Efeito Doppler e a Velocidade dos Átomos.....	72
----------------------------------------------------------	----

A.4 - A Fonte Efusiva e a Velocidade dos Átomos.....	75
---------------------------------------------------------	----

A.5 - Programas Utilizados nas Simulações.....	77
------------------------------------------------	----

REFERÊNCIAS.....	81
------------------	----

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura	Página
2.2.1 - Simulação numérica do processo de desaceleração.....	10
2.3.1 - Esquema do sistema utilizado nos experimentos de desaceleração.....	11
2.3.2 - Esquema do sistema óptico utilizado na desaceleração.....	12
2.3.1.1 - Corte lateral do forno mostrando o reservatório onde se coloca o elemento a ser vaporizado.....	13
2.3.2.1 - Campo magnético longitudinal, B_z , medido ao longo do eixo do sistema.....	15
2.4.1 - Perfil da fluorescência do feixe atômico ao longo da câmara de desaceleração.....	18
2.5.1.1 - Simulação numérica do seguimento adiabático.....	22
2.5.2.1 - Perfis de fluorescência ao longo da câmara de desaceleração para tres "detunings".....	23
3.1.1 - Diagrama do sistema utilizado para extração de átomos.....	27
3.1.2 - Perfil do campo magnético para corrente de 35 amperes no magneto principal e 15 amperes na bobina extratora.....	27
3.2.1 - Perfis da fluorescência em função da posição do detetor para diversos "detunings".....	28
3.3.1 - Sequência de fotos dos átomos desacelerados à frente da bobina extratora.....	31
3.4.1 - Simulação numérica do movimento dos átomos com a bobina extratora.....	32
3.5.1 - Simulação numérica da posição em que os átomos param, supondo um feixe laser gaussiano.....	34
3.5.2 - imagem fotográfica da geometria dos átomos parados à frente da bobina extratora.....	34

4.1.1.1	- Simulação do movimento dos átomos ao atravessarem o campo de um hexapolo.....	37
4.1.1.2	- Simulação do movimento de átomos ao atravessarem o campo hexapolar com velocidades diferentes.....	38
4.1.1.3	- Átomos com trajetórias paralelas ao eixo, chegando ao hexapolo com a mesma velocidade longitudinal, em várias posições transversais.....	38
4.1.2.1	- Ilustração do hexapolo.....	39
4.1.2.2	- Esboço das linhas de força do campo magnético na região central do hexapolo.....	40
4.1.2.3	- Campo magnético medido ao longo do raio do hexapolo, na direção dos pólos para corrente de 16 amperes.....	40
4.1.2.4	- Esquema experimental utilizado nas medidas com o hexapolo.....	42
4.1.2.5	- Espectro dos átomos emergentes do processo de desaceleração, com o hexapolo ligado e desligado.....	44
4.1.2.6	- Comparação entre as intensidades do pico em $F=2$, com e sem o hexapolo.....	46
5.1.1	- Esquema da câmara de vácuo e dos feixes laser que formam o "optical molasses".....	50
5.1.2	- Diagrama dos níveis de um átomo hipotético que tem spin $S=0$ no estado fundamental e spin $S=1$ no estado excitado, imerso num campo magnético, $B=bx$	51
5.1.3	- Linhas equipotenciais da armadilha quadrupolar construída por <i>L. Alan et al.</i>	53
5.2.1	- Linhas de força do campo magnético do hexapolo "frustrado".....	54
5.2.2	- Campo magnético B_z , do magneto com o hexapolo "frustrado".....	55
5.3.1	- Imagem fotográfica dos átomos aprisionados no hexapolo	57
5.3.2	- Fotografia mostrando a forma em anel dos átomos aprisionados no hexapolo.....	57

5.4.1 - Observação do tempo de preenchimento da armadilha em função do "detuning" Δ	59
5.5.1 - Perfil do campo magnético na região final de desaceleração.....	60
5.5.2 - Comparação entre o tempo medido e a estimativa teórica para que os átomos preencham a armadilha formada pelo hexapolo frustrado.....	64
5.5.3 - Fluorescência dos átomos na interior da armadilha.....	65
A.2.1 - Esquema dos subníveis $3S_{1/2}$ (F=0) e $3S_{1/2}$ (F=1) do estado fundamental do átomo de Sódio, na presença de um campo magnético externo.....	70
A.2.2 - Esquema parcial dos níveis do átomo de Sódio, incluindo as duas linhas D_1 e D_2 do dublete.....	71
A.3.1 - Espectro típico dos átomos desacelerados....	74

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A importância do estudo das técnicas modernas de controle do movimento dos átomos se deve às suas extraordinárias potencialidades no desenvolvimento da física básica, da física aplicada, da química e da própria tecnologia.

Na espectroscopia, os átomos lentos possibilitam a obtenção de tempos de interação muito maiores, assim como a eliminação do efeito *Doppler* de primeira e segunda ordem, permitindo-se obter altas resoluções nas medidas. O estudo das colisões atômicas e de interferometria poderão ser realizados com feixes de átomos coerentes, muito bem definidos quanto à sua energia e direção.

O comprimento de onda de *de'Broglie* para átomos desacelerados se torna muito grande, da ordem de 10^3 \AA , ficando comparável ao alcance do potencial atômico. Dessa forma, as características ondulatórias da matéria se sobrepõem às de partícula, possibilitando o aprimoramento do conhecimento científico sobre os princípios e as leis que regem a natureza dos átomos. As colisões se dão não mais entre átomo-átomo ou átomo-superfície, mas sim entre onda-onda ou onda-superfície. Seu estudo reveste-se do maior interesse científico.

No estudo de efeitos coletivos, se a densidade de átomos resfriados e aprisionados numa região do espaço é suficientemente alta, podemos chegar ao regime onde o comprimento de onda de *de'Broglie* é muito maior que a

distância entre os átomos e esperar a observação da "condensação de *Bose-Einstein*"^[1] numa situação absolutamente nova.

Na química ou na físico-química, poderão ser estudadas as interações de *Van der Waals* entre átomos frios, assim como a formação de moléculas e de "clusters".

No campo das aplicações tecnológicas, podemos citar a possibilidade da construção de relógios atômicos com feixes de átomos lentos, muito mais precisos que os atuais, já que a frequência padrão utilizada, baseada numa transição atômica, poderá ser determinada com alta precisão.

Nosso trabalho trata do resfriamento de um feixe atômico de Sódio, desacelerado pela técnica de sintonia *Zeeman*, onde a desaceleração e o monitoramento do processo foram feitos utilizando-se um único laser. São discutidas as técnicas de extração dos átomos para uma região de fácil acesso, fora do magneto desacelerador, a desaceleração de feixes de átomos neutros e a obtenção de feixes intensos com energia bem definida. Foi estudada a forma da "frente" de átomos levados ao repouso, o seguimento adiabático do campo magnético desacelerador pelos átomos, a dispersão dos átomos durante o processo de desaceleração, e a focalização e o aprisionamento de átomos em campos magnéticos.

Visto que o conhecimento não termina em um ponto fixo, mas está em constante evolução, podemos afirmar que nossos estudos têm contribuído para o desenvolvimento das pesquisas nesta área do conhecimento científico, principalmente em nosso laboratório, onde estão sendo realizados

vários outros experimentos, tais como, a compressão do perfil de velocidade do feixe atômico,^[2] a desaceleração de outras espécies atômicas, como o Césio (experiência já em andamento), a co-desaceleração de duas espécies distintas (Sódio e Césio) e também, a realização de armadilhas magneto-ópticas para átomos, onde os conhecimentos adquiridos neste trabalho se fazem essenciais.

Estão previstas ainda, a realização de experimentos de compressão magneto-óptica e também espectroscopia *Raman* estimulada, em feixes desacelerados, tendo sido já obtidos alguns resultados preliminares.

CAPÍTULO 2

A DESACELERAÇÃO

Os primeiros autores a proporem o uso de luz para restringir o movimento dos átomos, e resfriar amostras gasosas, foram *Hänsch* e *Schalow*.^[3] Nos últimos anos, as técnicas para desacelerar átomos neutros sofreram um grande desenvolvimento, tendo sido demonstradas por vários grupos de pesquisa.^[4-7]

O princípio fundamental do processo de desaceleração de feixes atômicos consiste na transferência de momento dos fótons para os átomos. Um laser, em sintonia com a transição atômica, é direcionado contrapropagante a um feixe de átomos e estes são gradativamente desacelerados ao absorverem os fótons.

Normalmente é necessário um grande número de ciclos de absorção-emissão para se levar o átomo ao repouso. Para exemplificar, consideremos um átomo de Sódio proveniente de uma fonte térmica, efusiva, a 500 °C. Sua velocidade mais provável será, portanto, $V \approx 914$ m/s (ver apêndice A.4). Cada fóton pode transferir um momento $\delta p = \hbar k$ para o átomo, causando uma variação de velocidade $\delta V = \hbar k / m \approx 3.0 \times 10^{-2}$ m/s, em cada absorção. Assim, podemos inferir que serão necessários da ordem de 3.0×10^4 fótons, para que este átomo seja levado ao repouso.

O átomo absorve momentum apenas na direção do seu movimento e em sentido contrário ao mesmo. Sendo a emissão espontânea completamente aleatória, sua velocidade transversal tem média nula, sendo também nulo, em média, o mo-

momentum transversal resultante das emissões espontâneas. O resultado de um grande número de absorções (e das conseqüentes emissões espontâneas) é então, a desejada diminuição da velocidade, levando o átomo ao repouso.

As absorções seguidas de emissão estimulada, não contribuem para o processo de desaceleração, pois ocorrem na mesma direção e sentido do movimento do feixe atômico contribuindo apenas para a saturação da força.

2.1 - A FORÇA DE PRESSÃO DE RADIAÇÃO

A teoria sobre a força de pressão de radiação, exercida por um feixe luminoso sobre os átomos, foi desenvolvida inicialmente por R. J. Cook.^[8-9] Para um feixe gaussiano, que se propaga na direção Z, a força consiste numa pressão de radiação longitudinal dada por

$$F_z = \frac{A\Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.1)$$

Onde:

- $A=1/\tau$ é o coeficiente A de *Einstein*, sendo τ o tempo de vida do nível superior da transição atômica em questão.
- $\Omega = \mu \cdot \mathbf{E}(r,t)/\hbar$ é a "frequência de Rabi", sendo μ o momento de dipolo elétrico, \hbar a constante de *Plank*, dividida por 2π , e \mathbf{E} , a amplitude do campo elétrico.
- $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda$ o número de onda e \mathbf{V}_z a velocidade longitudinal do átomo.
- $\Delta = \omega_L - \omega_0$ é o "detuning", isto é, a diferença entre a frequência do laser, ω_L , e a frequência atômica, ω_0 .

e uma força dipolar transversal

$$F_T = \frac{-\hbar(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z) \nabla \Omega^2}{4[\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.2)$$

que é muito pequena, comparada a F_z , e não contribui para a diminuição da velocidade, pois é perpendicular ao movimento. Esta força age no sentido de focalizar ou divergir o feixe atômico. Ela só é relevante quando variações significativas de intensidade ocorrem numa distância comparável ao comprimento de onda da luz incidente.

2.2 - A VARREDURA DE FREQUÊNCIA E A SINTONIA ZEEMAN^[10-11]

Durante o processo de desaceleração, um feixe luminoso é direcionado contrapropagante ao feixe atômico. À medida em que o átomo freia, sendo fixa a frequência do laser desacelerador, o átomo "vê" a luz cada vez mais deslocada para o vermelho, devido ao efeito *Doppler*. Esse efeito, para o caso em que a velocidade do fóton é antiparalela à do átomo, é

$$\omega'_L = \omega_L \frac{1 + \frac{V}{c}}{\left[1 - \left[\frac{V}{c}\right]^2\right]^{1/2}} \approx \omega_L \left(1 + \frac{V}{c} - \dots\right) \quad (2.2.1)$$

onde:

c = velocidade da luz

V = a velocidade atômica

ω'_L = frequência no referencial atômico

ω_L = frequência do laser

Em primeira aproximação, temos um deslocamento em

frequência dado por:

$$\delta\omega = \omega_L \frac{v}{c} \quad (2.2.2)$$

desse modo, após a absorção de alguns fótons, os átomos saem de sintonia com o laser, deixando de ser desacelerados.

Enquanto a variação na frequência, dada pelo efeito *Doppler*, for da ordem da largura da linha natural da transição atômica, esperamos que o átomo permaneça em ressonância com o laser e continue absorvendo fótons a uma taxa razoável. Para átomos de Sódio, a largura natural é $\Delta\nu \approx 2\pi \times 10$ MHz, proporcionando uma variação de velocidade de ≈ 589 cm/s, antes que o átomo saia de ressonância. Isso implica que durante a absorção de aproximadamente 200 fótons, é "varrida" toda a largura natural, e o átomo sai de ressonância. Dessa forma o número de fótons absorvidos é insuficiente para levar átomos térmicos ao repouso.

Em resumo, precisamos manter durante o processo:

$$\omega_0 = \omega_L \left(1 + \frac{v}{c} \right) \quad (2.2.3)$$

assim, ou ajustamos a frequência do laser, ω_L , ou a frequência natural do átomo, ω_0 .

O método da varredura de frequência, do inglês "frequency chirping", consiste em variarmos a frequência do laser, durante todo o processo de desaceleração, de modo a se manter a sintonia átomo-laser. O processo traz a inconveniência de possibilitar apenas a desaceleração sob a forma pulsada, e de permitir que grande parte da distribuição de velocidades original permaneça intacta, no feixe. Além disso, o método traz o inconveniente de os átomos pararem ao longo de todo o percurso (cada classe de

velocidades para em um ponto do caminho).

Outra possibilidade consiste na técnica de sintonia *Zeeman*, onde a frequência atômica é mantida em ressonância com o laser desacelerador, fazendo-se com que os átomos atravessem um campo magnético espacialmente variado. Desse modo, a frequência atômica varia com a variação do efeito *Zeeman*, à medida que o átomo caminha no campo, enquanto a frequência *Doppler* varia, à medida que o átomo perde velocidade.

Na presença de um campo magnético $B_z(z)$, a frequência da ressonância do átomo muda de ω_0 para $\omega_0(z)$, supondo-se uma abertura *Zeeman* linear, de acordo com

$$\omega_0(z) = \omega_0 + \gamma B(z) \quad (2.2.4)$$

sendo γ a constante de proporcionalidade entre a energia do nível atômico (expressa em unidades de frequência) e $B_z(z)$ o campo magnético. Assim, a expressão da força de pressão dada em (2.1) pode ser escrita na forma

$$F_z = \frac{-A\Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - \gamma B_z(z) + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.2.5)$$

Para escolhermos um campo magnético adequado, tomamos a condição de ressonância, na qual a força em (2.2.5) se torna máxima. Temos

$$\Delta - \gamma B_z(z) + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z(z) = 0 \quad (2.2.6)$$

onde

$$B_z(z) = \frac{\Delta}{\gamma} + \frac{\mathbf{k}}{\gamma} \cdot \mathbf{V}_z(z) \quad (2.2.7)$$

Sendo a força constante, temos uma aceleração uniforme; logo, por *Torricelli*, podemos escrever

$$\mathbf{V}_z(z) = (\mathbf{V}_0^2 - 2a\delta Z)^{1/2} \quad (2.2.8)$$

assim, $B_z(z)$ pode ser escrito

$$B_z(z) = \frac{\Delta}{\gamma} + \frac{k}{\gamma} (V_0^2 - 2a\delta Z)^{1/2} \quad (2.2.9)$$

ou

$$B_z(z) = B_b + B_0 \sqrt{1 - \beta \delta Z} \quad (2.2.10)$$

onde $B_b = \frac{\Delta}{\gamma}$ é um "campo de fundo", constante, que ajuda a manter a separação *Zeeman*, diminuindo a possibilidade de transições indesejáveis que acabam por tirar o átomo de ressonância. $B_0 = kV_0/\gamma$ e $\beta = 2a/V_0^2$ são constantes, arbitradas por a (aceleração) e V_0 (velocidade inicial), respectivamente, e δZ o caminho percorrido pelo átomo (dentro da região onde existe o campo magnético).

Num perfil de campo magnético, como o descrito por 2.2.10, átomos com diferentes velocidades irão entrar em ressonância e iniciar o processo de desaceleração em posições diferentes. Entretanto, em cada ponto do espaço, os átomos ressonantes terão a mesma velocidade. Isso pode ser observado no gráfico da figura 2.2.1 (na página seguinte) onde são mostrados, através de uma simulação numérica, os valores de $k.V$ e de $\gamma B_z - \Delta$ (cuja relação é a condição de ressonância expressa por 2.2.6).

Os pontos do campo magnético utilizado na simulação são pontos experimentais obtidos pela medida direta, no interior do magneto construído em nosso laboratório. Na seção 2.3.2 veremos a descrição do magneto, construído de modo a obtermos um campo como o descrito acima.

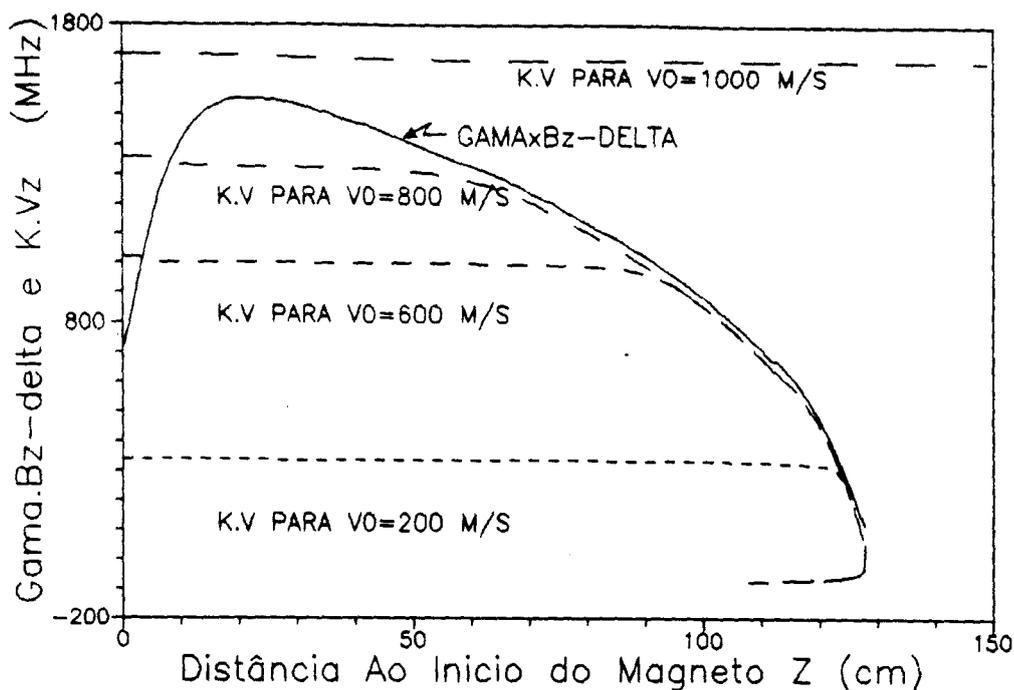


Figura 2.2.1- Simulação numérica do processo de desaceleração. A linha contínua representa $\gamma Bz - \Delta$, e as linhas tracejadas $k.V$, para várias velocidades iniciais. Quando $k.V$ se aproxima de γBz (situação de ressonância) a força de pressão passa a atuar, e o átomo é desacelerado até o fim do magneto, em torno de $Z=128$ cm. No caso, os cálculos foram feitos para "detuning" $\Delta = \omega_L - \omega_0 = 0$ MHz.

2.3 - O EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

Nas primeiras experiências utilizamos um único laser de corante, em anel, COHERENT 699-21(R6G), bombeado por um laser de argônio INOVA-100, tanto para demonstrar a desaceleração, como para a diagnose dos átomos desacelerados. Dois fotodetetores de Silício, montados em um anel de alumínio, percorrem toda a câmara de desaceleração, monitorando a fluorescência do feixe atômico. A câmara de desaceleração, construída em vidro pirex, está inserida num magneto que provê o campo espacialmente variado, necessário ao acoplamento *Doppler-Zeeman*. As figuras 2.3.1

e 2.3.2, a seguir, nos mostram uma visão geral do sistema experimental.

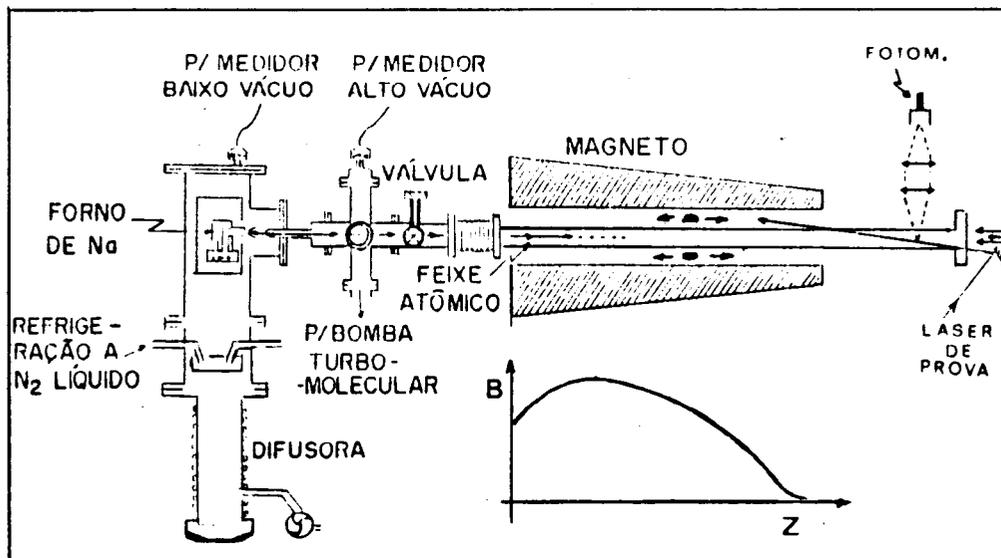


Figura 2.3.1- Esquema do sistema utilizado nos experimentos de desaceleração. A figura nos mostra a câmara do forno, a câmara de desaceleração e o magneto principal. Uma pequena fração do feixe laser desacelerador (feixe auxiliar) intercepta o feixe atômico, a 90° , para se tomar a referência do "detuning" zero, numa janela situada antes do magneto. Abaixo do magneto está indicado o perfil do campo magnético utilizado para se estabelecer a sintonia Zeeman. Na extremidade direita da figura vemos uma montagem típica do sistema de detecção do feixe desacelerado que emerge do sistema. No interior do magneto vemos, em corte, o detector móvel, que é montado sobre um anel de alumínio e pode percorrer toda a câmara de desaceleração, monitorando a fluorescência dos átomos.

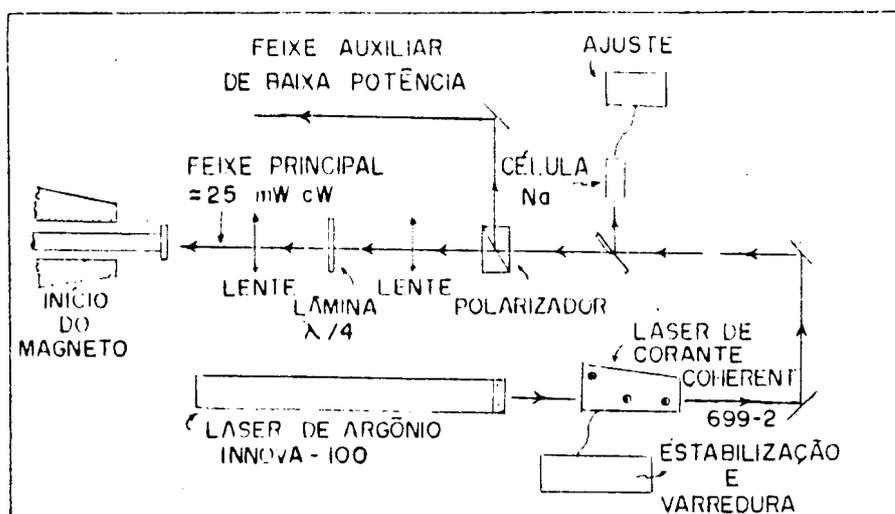


Figura 2.3.2- Esquema do sistema óptico utilizado na desaceleração. As lentes formam um cone de luz laser que é focalizado na saída do forno. A lâmina $\lambda/4$ roda a polarização tornando-a circularmente polarizada à direita. A célula de Sódio serve para sintonizarmos o laser.

2.3.1 - A FONTE DE ÁTOMOS

A fonte de átomos utilizada é do tipo efusiva (ver apêndice 4), consistindo de um forno de cerca de 40 cm cúbicos, onde se coloca o elemento a ser vaporizado e um "nozzle" contendo um furo circular, da ordem de 150 μm de diâmetro, por onde sai o feixe. Ambos são construídos em aço inox. Duas resistências independentes aquecem o forno e o canal, cujas temperaturas são monitoradas por termopares de cromel-alumel. As temperaturas de trabalho típicas, são da ordem de 500 $^{\circ}\text{C}$, para o forno, e de 600 $^{\circ}\text{C}$, para o "nozzle", impedindo que o mesmo seja obstruído

pela condensação do vapor. Todo o sistema (forno + "nozzle") está montado sobre transladores para permitir o alinhamento do feixe com o canal colimador, este último, com cerca de 1 mm de diâmetro e 10 mm de comprimento, é mantido à temperatura de 200 °C. A montagem nos fornece um feixe cuja divergência é de apenas 10 mrd.

A figura abaixo nos mostra uma ilustração, em corte lateral, do forno utilizado nos experimentos.

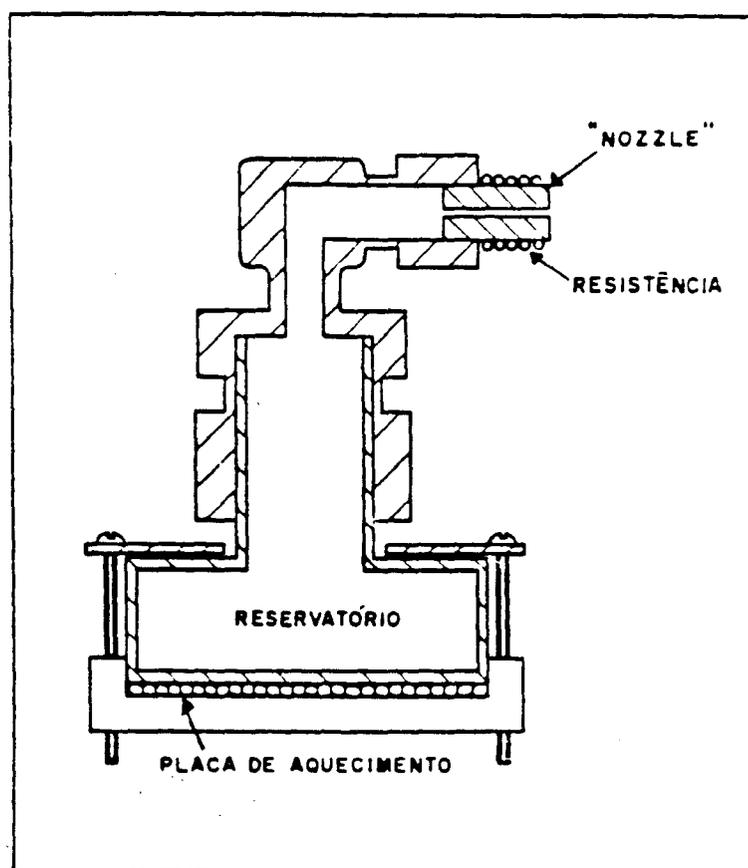


Figura 2.3.1.1- Corte lateral do forno mostrando o reservatório onde se coloca o elemento a ser vaporizado, o "nozzle" e as resistências de aquecimento.

2.3.2 - O MAGNETO^[12]

O magneto foi construído com tubos de cobre recozido, de 6.4 mm de diâmetro, isolados com verniz e plástico transparente, de uso comercial. O enrolamento foi feito sobre um tubo de latão, de 76 mm de diâmetro e 1280 mm de comprimento. As camadas de comprimentos diferentes permitem a obtenção do perfil de campo parabólico, como visto na equação 2.2.10. Entradas e saídas de água, independentes para cada camada, permite uma refrigeração eficiente, podendo-se trabalhar com correntes de até 60 ampères, sem aquecimento demasiado.

As medidas do campo foram realizadas com uma sonda *Hall* da Haltron Hall Effects Probes modelo HS5, que nos dá 52.5 Gauss/mV.

A figura 2.3.1, vista anteriormente, nos mostra a situação do magneto em relação ao restante do equipamento, e figura 2.3.2.1, na página seguinte, nos mostra o perfil do campo magnético, B_z , medido ao longo do eixo.

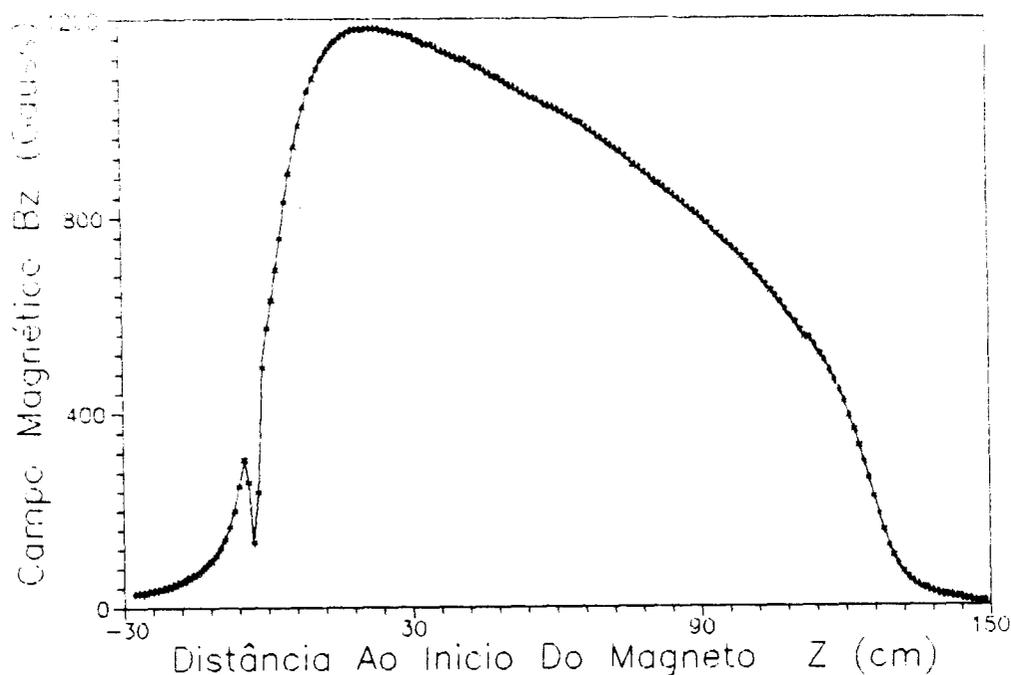


Figura 2.3.2.1- Campo magnético longitudinal, B_z , medido ao longo do eixo do sistema. As medidas foram realizadas para corrente de 35 A no magneto.

2.3.3 - O SISTEMA DE VÁCUO

A câmara do forno é mantida à pressão de 10^{-4} mbar por uma bomba mecânica Edwards n° 18 de dois estágios, ligada em série com uma bomba difusora, com capacidade de bombeamento de 800 litros/s, de construção própria do laboratório de Física Atômica do Instituto de Física e Química de São Carlos. Uma bomba turbo-molecular da BALZERS, mantém a câmara de desaceleração a uma pressão de 10^{-6} a 10^{-7} mbar, estabelecendo a diferença de pressões entre a câmara do forno e a região de desaceleração, necessária para o bom desempenho da máquina de feixes atômicos. Um medidor de vácuo tipo "pirani", da EDWARDS,

monitora o baixo vácuo e, uma cabeça medidora tipo "penning", também de fabricação do laboratório, monitora o vácuo na câmara de desaceleração.

2.4 - O FEIXE DESACELERADO^[13]

A produção de átomos parados, de modo contínuo, foi demonstrada anteriormente no MIT [op.cit.6]. Nesses experimentos, os átomos eram inicialmente desacelerados pela técnica de sintonia *Zeeman* e, em seguida, migravam para uma região de aprisionamento, onde eram levados ao repouso, por meio de um segundo feixe laser e um segundo campo magnético. Este, produzia um novo campo desacelerador, e também tirava o átomo de ressonância com o primeiro laser.

Nós realizamos o experimento de desaceleração de átomos de Sódio, utilizando um único laser para desacelerar e para a diagnose do processo.

O laser desacelerador é sintonizado próximo à linha D_2 , com comprimento de onda $\lambda \approx 589.6$ nm. Os subníveis $3S_{1/2}$ ($F=2$), do estado fundamental, e $3P_{3/2}$ ($F=3$) do primeiro estado excitado, estão subdivididos em subníveis ($m_F = -2, -1, 0, 1, 2$) e ($m_F = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$), respectivamente. Obrigamos o átomo a transitar entre os subníveis $3S_{1/2}$ ($F=2, m_F=2$) e $3P_{3/2}$ ($F=3, m_F=3$), utilizando luz circularmente polarizada à direita (polarização σ^+), o que favorece às transições nas quais $\Delta m_F = +1$, nas absorções (veja esquemas de níveis no apêndice A.4, páginas 70 e 71).

Para o nível atômico superior, temos $\gamma=1.4$ MHz/Gauss (da ordem do magneton de Bohr) e o campo magnético na região de desaceleração é dado, de acordo com o modelo teórico previsto em 2.2.10, por

$$B(z) \approx \left[7.8 + 27 \sqrt{1 - 0.01(Z-20)} \right] I \quad (2.4.1)$$

onde I é a corrente, dada em ampères, Z é a posição, dada em centímetros e $B(z)$ o campo magnético em gauss.

A monitoração da fluorescência ao longo da câmara de desaceleração foi feita pelos detetores montados sobre o anel de alumínio, conforme descrito no item 2.3 e visto na ilustração da figura 2.3.2.

Como vimos no final do item 2.2, durante o processo de desaceleração, átomos com velocidades diferentes, entram em ressonância com o laser em posições diferentes de acordo com o valor local do campo magnético. Desse modo, em cada posição ao longo da câmara, os átomos que estão em ressonância com o laser têm a mesma velocidade. Isto pode ser visto pela condição de ressonância, dada pela equação 2.2.6, de onde tiramos

$$V_z(z) = \frac{\gamma}{k} B_z(z) - \frac{\Delta}{k} \quad (2.4.2)$$

O resultado do experimento está ilustrado na figura 2.4.1, a seguir, que nos mostra o incremento da fluorescência do feixe atômico ao longo da câmara, e demonstra a desaceleração.

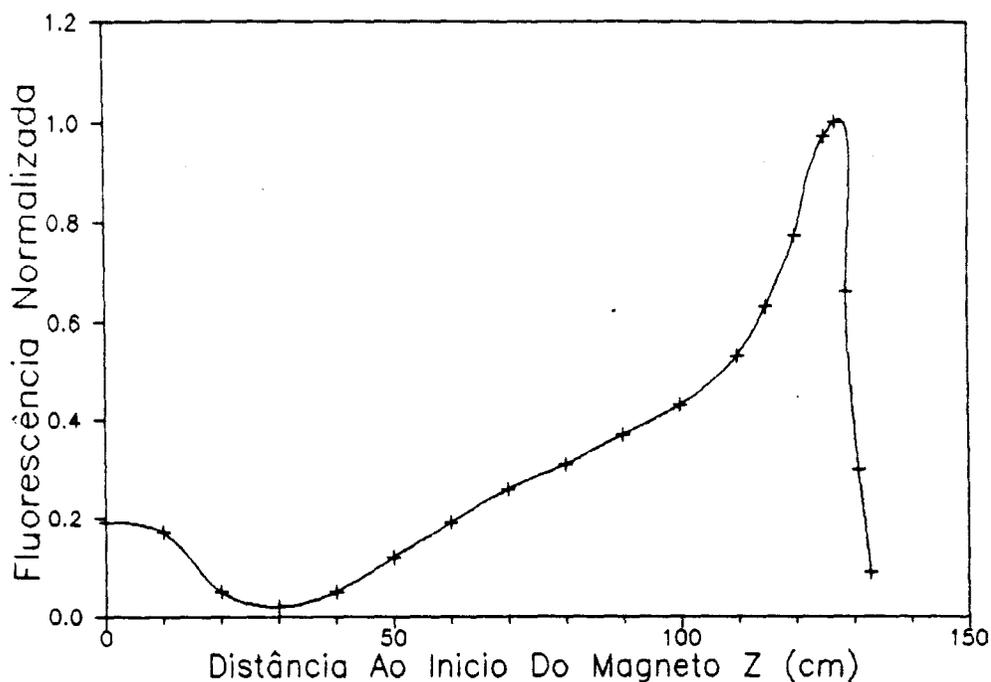


Figura 2.4.1- Perfil da fluorescência do feixe atômico ao longo da câmara de desaceleração. O aumento da fluorescência é uma evidência da desaceleração. Na situação experimental, temos temperatura do forno de 500 °C, "detuning" $\Delta=0$ MHz e corrente no magneto de 36 ampères. A linha contínua é a melhor curva sobre os pontos experimentais.

2.5 - O SEGUIMENTO ADIABÁTICO ^[14]

É possível desacelerar átomos, mantendo-se a sintonia *Zeeman*, com outros perfis de campo magnético, além daquele descrito pela equação 2.2.10. Entretanto, a existência de um valor máximo para a força e conseqüentemente para a aceleração imposta aos átomos, implica num valor máximo para o gradiente de campo que permite manter a ressonância.

Para que os átomos sejam efetivamente desacelerados, é importante que participem do processo até o seu final, onde o campo magnético se aproxima de zero. Para is-

so, eles devem manter a ressonância, seguindo o campo adiabaticamente, até o final do percurso. A seguir, veremos as condições em que isso é possível.

A força radiativa, expressa em 2.2.5, terá seu valor máximo quando $-\mathbf{B}_z(z) + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z = 0$ e podemos então escrever

$$|F_z| \leq \frac{A\Omega^2 \hbar k}{4\Delta^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.5.1)$$

que pode ser reescrita como

$$|F_z| \leq \frac{A\hbar k}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{4}}{\frac{4\Delta^2}{4} + \frac{A^2}{4} + \frac{2\Omega^2}{4}} \quad (2.5.2)$$

ou

$$|F_z| \leq \frac{A\hbar k}{2} \frac{\frac{2\Omega^2}{4\Delta^2 + A^2}}{1 + \frac{2\Omega^2}{4\Delta^2 + A^2}} \quad (2.5.4)$$

ou ainda

$$|F_z| \leq \frac{A\hbar k}{2} \frac{S}{1+S} \quad (2.5.5)$$

onde $S = \frac{2\Omega^2}{4\Delta^2 + A^2}$, sendo $S/(1+S)$ um parâmetro de saturação, que depende essencialmente das características da radiação laser. De um modo geral, trabalhamos com intensidade da ordem de 10^2 mW/cm^2 . Nesse caso, a frequência de Rabi, $\Omega = \mu \cdot E/\hbar$, é grande, $S/(1+S) \rightarrow 1$, e estamos acima da saturação.

A força de pressão só é apreciável dentro de uma faixa de valores restrita, na qual se minimiza seu denominador. Dentro dessa região, podemos dizer que a ressonância se dá numa faixa de valores onde

$$\Delta - \gamma B_z + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z = \delta \quad (2.5.6)$$

sendo δ o parâmetro que delimita essa região.

Independentemente de δ , podemos ver que

$$\left| \frac{dB_z}{dZ} \right| = \frac{k}{\gamma} \left| \frac{dV_z}{dZ} \right| \quad (2.5.7)$$

Pela segunda lei de *Newton* podemos escrever

$$F_z = m \frac{dV_z}{dt} = m \frac{dV_z}{dZ} \frac{dZ}{dt} = m \frac{dV_z}{dZ} V_z \quad (2.5.8)$$

onde m é a massa do átomo e

$$\frac{dV_z}{dZ} = \frac{F_z}{m V_z} \quad (2.5.9)$$

substituindo-se (2.5.9) e em seguida (2.5.5) em (2.5.7) temos

$$\left| \frac{dB_z}{dZ} \right| \leq \frac{A\hbar k^2}{2\gamma m V_z} \frac{S}{1+S} \quad (2.5.10)$$

Quando 2.5.10 é satisfeita, dizemos que o átomo segue o campo adiabaticamente. Vemos assim, que para determinadas velocidades, os átomos não conseguirão seguir o campo pois o gradiente atinge seu valor de saturação correspondente. Vemos também que velocidades menores toleram um gradiente maior.

No próximo item, faremos a descrição da simulação numérica do seguimento adiabático, onde a questão é melhor ilustrada.

2.5.1 - OBSERVAÇÃO DO EFEITO DO SEGUIMENTO ADIABÁTICO ATRAVÉS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Para estudarmos o movimento dos átomos durante o processo de desaceleração, estudamos o comportamento da

velocidade, $V_z(z)$, em função de posição, Z , ao longo da trajetória dentro da câmara. Para tanto, fizemos a integração numérica da força de Cook, expressa na forma

$$mV_z \frac{dV_z}{dZ} = \frac{-A\Omega^2 \hbar k}{4[\Delta - \gamma B_z + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.5.1.1)$$

pela substituição de 2.5.8 em 2.2.5.

A equação é integrada numericamente pelo método de *Runge-Kutta*.^[15] O programa utilizado pode ser visto no apêndice A.5.

Na página seguinte temos a figura da simulação da desaceleração para dois valores distintos da corrente no magneto principal, quais sejam, para 30 e para 60 ampères. Nas linhas contínuas temos os perfis de $\gamma B_z - \Delta$ e $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z$, para corrente de 30 ampères, e podemos observar que o átomo atinge a ressonância ($\gamma B_z - \Delta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_z$), em torno de $Z=88$ cm, permanecendo ressonante com o laser, e sendo desacelerado até o repouso, em torno de $Z=130$ cm. Eventualmente, troca o sinal da velocidade e muda o sentido do movimento, em baixa velocidade. As linhas pontilhadas são para corrente de 60 ampères e podemos observar que após entrar em ressonância, em torno de $Z=110$ cm, o átomo é desacelerado por alguns instantes mas a intensidade do gradiente do campo magnético atinge seu valor de saturação, conforme descrito na equação 2.5.10, e sai de ressonância, escapando do processo, em torno de $Z=120$ cm.

Esta é a forma pela qual podemos controlar a velocidade dos átomos que emergem do magneto principal.

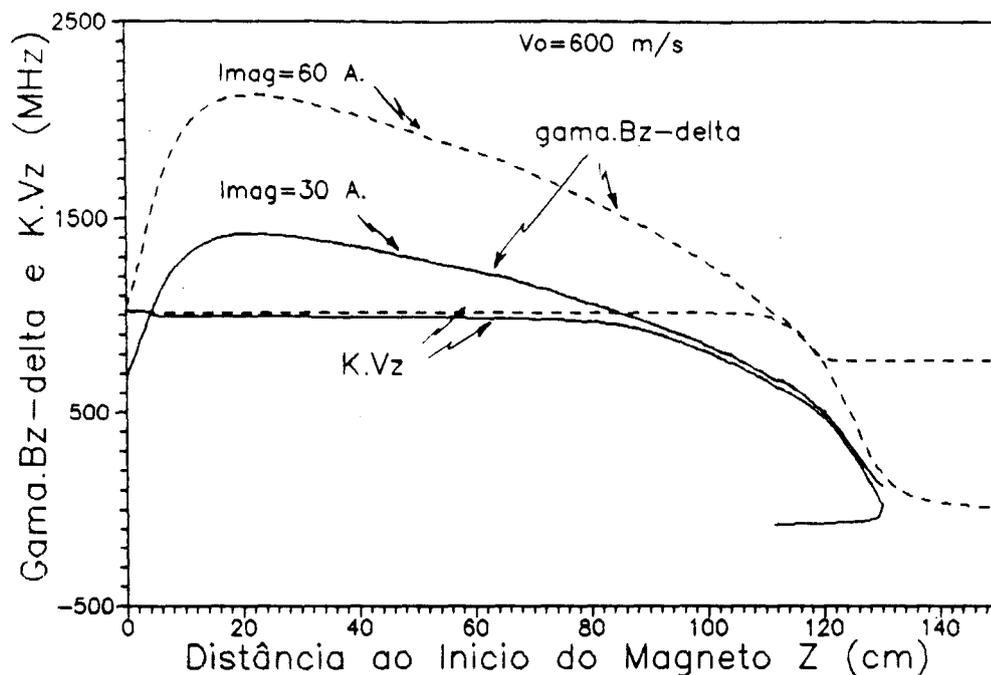


Figura 2.5.1.1- Simulação numérica do seguimento adiabático. Nas linhas contínuas temos os perfis de $\gamma B_z - \Delta$ e de $k.V_z$, para corrente de 30 ampères no magneto principal. O átomo acompanha adiabaticamente o campo, desde o instante em que entra em ressonância, em torno de $Z=88$ cm, até atingir o repouso em $Z=130$ cm. As linhas pontilhadas são para a corrente de 60 ampères e vemos que o átomo sai de ressonância antes de atingir o repouso, pois encontra um gradiente de campo maior que o máximo permitido.

2.5.2 - ESTUDO DA DESACELERAÇÃO EM FUNÇÃO DO "DETUNING"^[16]

Após o processo de desaceleração, desejamos que a densidade de átomos parados, ou que o fluxo de átomos lentos que emerge do sistema, seja o maior possível.

Com o objetivo de determinarmos as condições ideais de funcionamento da máquina de desaceleração, realiza-

mos um estudo do processo, em função do "detuning" Δ , isto é, em função da diferença entre a frequência do laser desacelerador e a frequência atômica em campo zero e velocidade zero. O estudo nos mostra que para qualquer valor escolhido para Δ , a intensidade da fluorescência dos átomos aumenta à medida que caminhamos para a região de campos magnéticos menores, na extremidade do magneto. Este aumento na intensidade é devido ao fato de, ao caminarmos para a região de campos menores, cada vez mais átomos da distribuição original entram em ressonância com o laser desacelerador, e espalham mais fótons. Além disso, quanto mais lento o átomo, mais fótons por unidade de comprimento ele espalha. O perfil da fluorescência dos átomos para três "detunings" é mostrado na figura 2.5.2.1. Na situação temos, de acordo com a equação (2.4.1), $B_z \approx 328 + 1134\sqrt{1-0.01(Z-20)}$ Gauss, para a corrente de 42 Ampères no magneto.

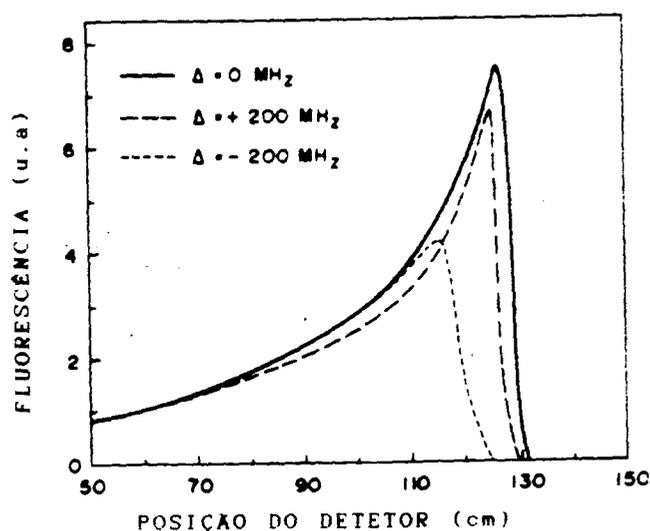


Figura 2.5.2.1- Perfis da fluorescência ao longo da câmara de desaceleração para três "detunings". O final do magneto principal está em $Z \approx 130$ cm e carrega uma corrente de 42 amperes

Nas medidas mostradas na figura anterior, vemos que para $\Delta=0$ MHz, temos uma forte queda da fluorescência, na região próxima ao fim do magneto principal, a partir de $Z \approx 125$ cm, onde $B_z \approx 292$ G. A condição de ressonância nos diz que na posição onde a fluorescência cessa, os átomos têm velocidades em torno de 240 m/s, indicando que, para essa velocidade e esse campo, o átomo não consegue seguir adiabaticamente o campo até o final, porque nessa região o gradiente do campo, $dB_z/dZ \approx 45$ G/cm, está acima do limite máximo suportável nessas condições. Esse valor concorda com o valor teórico, calculado através de 2.5.10, $dB_z/dZ \approx 44.5$ G/cm, onde usamos $S/(1+S) \approx 0.94$, calculado para o caso em questão.

Para o "detuning" $\Delta=+200$ MHz (para o azul), a fluorescência também cai abruptamente, correspondendo a uma posição no campo onde os átomos têm velocidade $V_z = 150$ m/s. Entretanto, a observação visual dessa região nos mostra que existe um considerável aumento da intensidade nos últimos milímetros e que não é observada para $\Delta=0$ MHz. Infelizmente, a figura 2.5.2.1 não mostra esse fato, porque nosso detetor não tem resolução para discriminar a fluorescência melhor do que alguns centímetros e, em consequência, o gráfico fica alargado da ordem de 5 cm. Entretanto, acreditamos que um grande número de átomos têm velocidade longitudinal, V_z , nula. Quando o "detuning" é então deslocado para o azul, a posição do repouso é deslocada para valores menores de Z , pois, nesse caso, é necessário maiores campos magnéticos para se manter a ressonância para velocidade zero.

Na situação de "detunings" negativos (para o ver-

melho) a posição do máximo de fluorescência se desloca mais ainda para dentro do magneto principal, como vemos para $\Delta = -200$ MHz; $Z \approx 114$ cm (na figura 2.5.2.1.). A queda não é tão abrupta quanto o caso do "detuning" para o azul, o decaimento da fluorescência está alargada de cerca de 10 cm, mostrando que para esse "detuning", os átomos começam a deixar o processo de desaceleração mais cedo, pois o gradiente de campo máximo tolerável se torna menor, e assim, os átomos começam a deixar o processo antes que nos casos anteriores. Como temos maiores velocidades para o caso de "detunings" para o vermelho, (lembremo-nos da condição de ressonância), podemos concluir do experimento que átomos mais rápidos toleram menores gradientes, enquanto que os mais lentos ("detuning" para o azul) conseguem sobreviver, ainda em ressonância com o campo, em posições mais próximas do fim do magneto, com campos menores e maiores gradientes, de acordo com a teoria vista anteriormente.

O "considerável aumento de intensidade nos últimos milímetros" que dissemos observar com "detunings" para o azul, será mostrado no item 3.5 ao estudarmos a geometria dos átomos parados.

CAPÍTULO 3

A EXTRAÇÃO DO FEIXE E A GEOMETRIA DOS ÁTOMOS PARADOS

3.1- A BOBINA EXTRATORA E O NOVO CAMPO MAGNÉTICO

Uma das dificuldades para se estudar os átomos em seu estado de velocidade mínima é o fato de estes se encontrarem dentro do magneto principal. Como forma de contornar este problema, construímos uma bobina, composta de dez camadas de fio envernizado, nº 23, cada qual com 30 espiras. Suas dimensões são: diâmetro interno 10 cm, diâmetro externo 13.3 cm e comprimento 5.9 cm.

A bobina é posicionada logo após o magneto principal e a modificação do campo faz com que os átomos saiam de ressonância com o laser (devido ao gradiente do campo), antes de alcançar a velocidade mínima, ainda dentro do magneto. Em seguida, migram para a região do campo da bobina extratora, onde novamente entram em ressonância e terminam a desaceleração. Agora, os átomos estão fora dos solenóides, numa região de fácil acesso.

Na página seguinte vemos a ilustração da nova situação experimental, figura 3.1.1, mostrando o posicionamento da bobina extratora em relação ao magneto principal. A seguir, a figura 3.1.2, mostra as medidas do novo perfil do campo magnético a que os átomos estão submetidos.

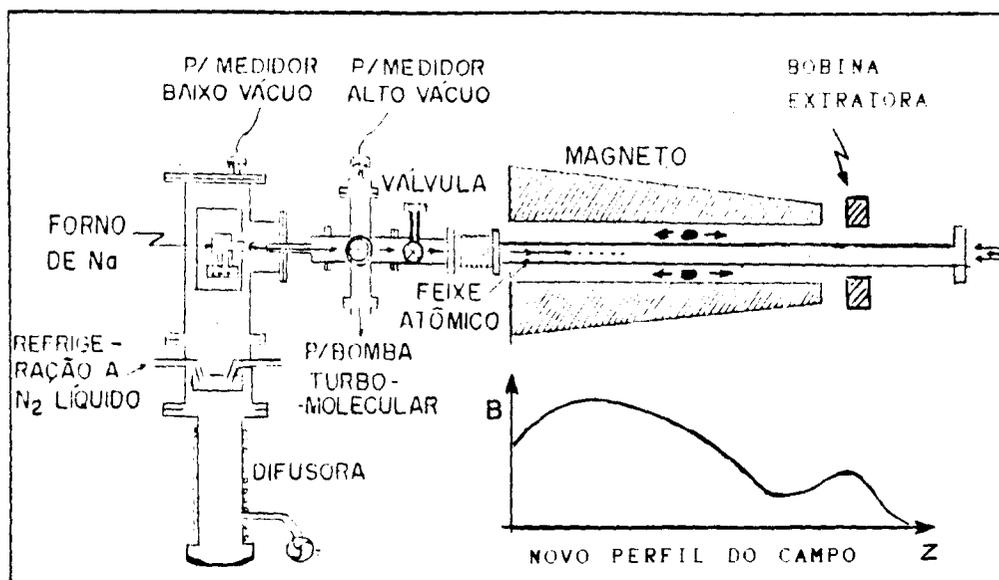


Figura 3.1.1- Diagrama do sistema utilizado para a extração dos átomos. A figura mostra o posicionamento da bobina extratora em relação ao magneto principal.

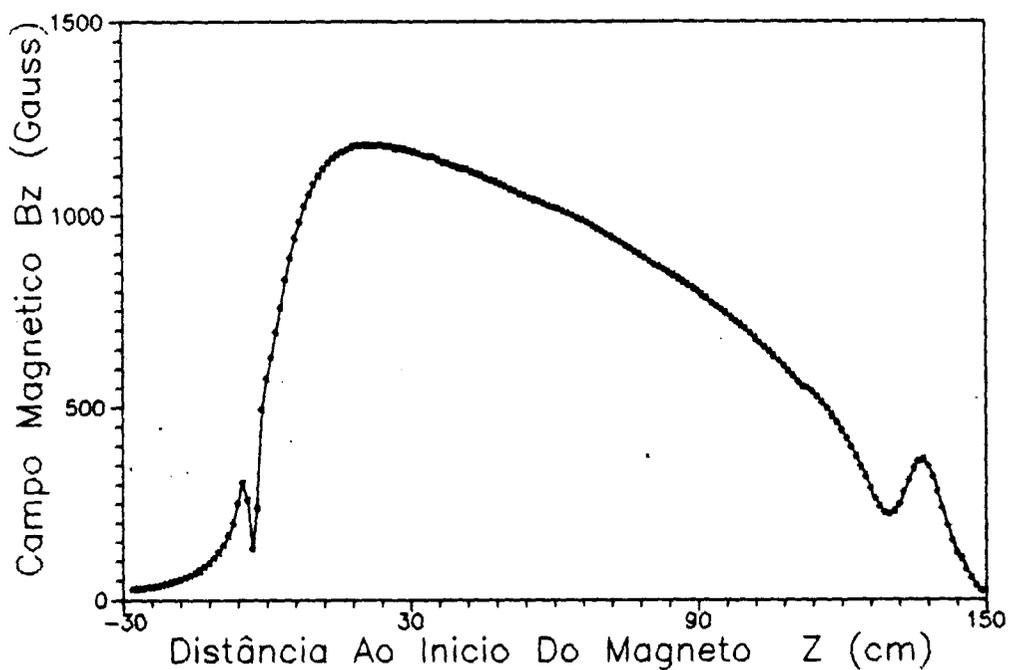


Figura 3.1.2- Perfil do campo magnético para corrente de 35 ampères no magneto principal e 15 ampères na bobina extratora.

3.2- OBSERVAÇÃO DOS ÁTOMOS FORA DOS SOLENÓIDES ^[op.cit.16]

A varredura da fluorescência dos átomos, ao longo da câmara de desaceleração, nos mostra a modificação na posição na qual os átomos atingem o repouso, quando o campo da bobina extratora é ligada. A figura 3.2.1 nos mostra o perfil da fluorescência dos átomos, medidos para diversos "detunings", nessa situação.

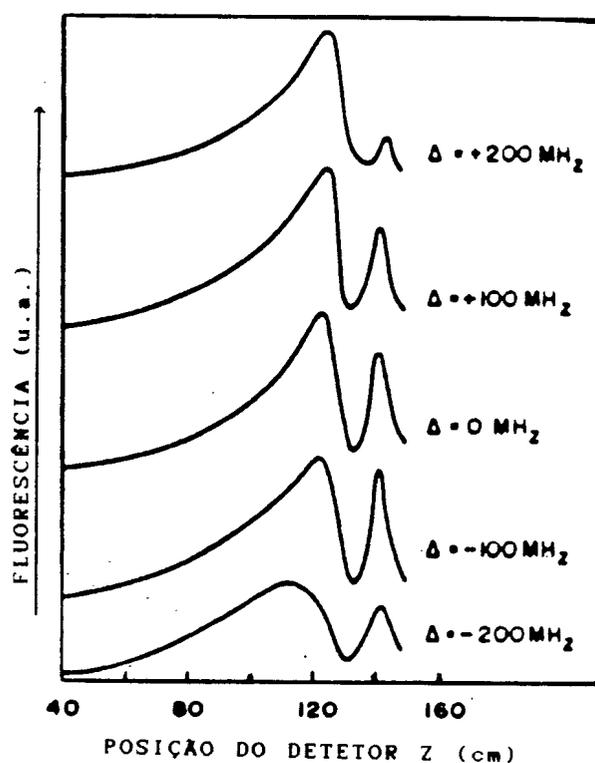


Figura 3.2.1- Perfis da fluorescência em função da posição do detector para diversos "detunings". A bobina extratora carrega uma corrente de 10 A e o magneto 32 A. O fim da bobina extratora se encontra em $Z \approx 138$ cm. Os átomos atingem o repouso em torno de $Z \approx 143$ cm.

Com "detunings" para o vermelho, como por exemplo $\Delta = -200$ MHz, observamos que o incremento inicial na intensidade da fluorescência ocorre como no caso de desaceleração sem a bobina extratora, vista na seção 2.5.2, figura 2.5.2.1 (pg.23), para a primeira parte do processo e, em seguida, executa uma segunda desaceleração na outra parte do campo mas sai ainda em alta velocidade.

Para "detuning" zero, calculamos na posição de máxima fluorescência, uma velocidade de 65 m/s e a observação visual nos mostra que a fluorescência se estende para a região de campos mais baixos, mostrando que os átomos continuam em ressonância nessa região, espalhando fótons, embora num fluxo menor. Isto nos mostra que para $\Delta \approx 0$ MHz são produzidos também, átomos com velocidades menores que 65 m/s.

Para "detunings" positivos, $\Delta = +100$ MHz, por exemplo, o segundo máximo da fluorescência ocorre com átomos com velocidades muito próximas de zero (10 a 20 m/s), constituindo-se num conjunto quase estacionário de átomos. Para detunings mais altos ($\Delta = 200$ MHz, por exemplo) temos átomos com velocidades nulas e mesmo negativas, embora em muito menor quantidade.

Uma das principais causas da limitação da densidade de átomos no final do processo de desaceleração é a aleatoriedade no processo de emissão espontânea. Isso provoca o aumento na velocidade transversal do átomos, fazendo com que saiam do cone de luz laser desacelerador. Esta é a principal causa da diminuição da intensidade da fluorescência, no segundo pico de intensidade, para o caso do "detuning" para o azul, com $\Delta = 200$ MHz, mostrado na figura

3.2.1, pois os átomos saem em baixa velocidade do primeiro estágio da desaceleração e têm mais tempo para espalhar luz, antes de chegar na segunda parte do campo e terminar o processo.

Na extremidade do magneto, o campo tem componentes não paralelas ao eixo Z, e assim, aumenta a probabilidade do átomo fazer uma transição "errada" e sair do processo de desaceleração.

3.3 - OBSERVAÇÃO VISUAL DO PROCESSO DE DESACELERAÇÃO

Foi feito todo um registro visual dos experimentos através de fotos e gravação em vídeo. A seguir, vemos uma série de fotos tiradas à frente da bobina extratora. Podemos observar que ao deslocarmos o "detuning" para o azul, os átomos param cada vez mais próximo dos solenóides, em regiões de campo magnético mais alto, conforme mostrado anteriormente.

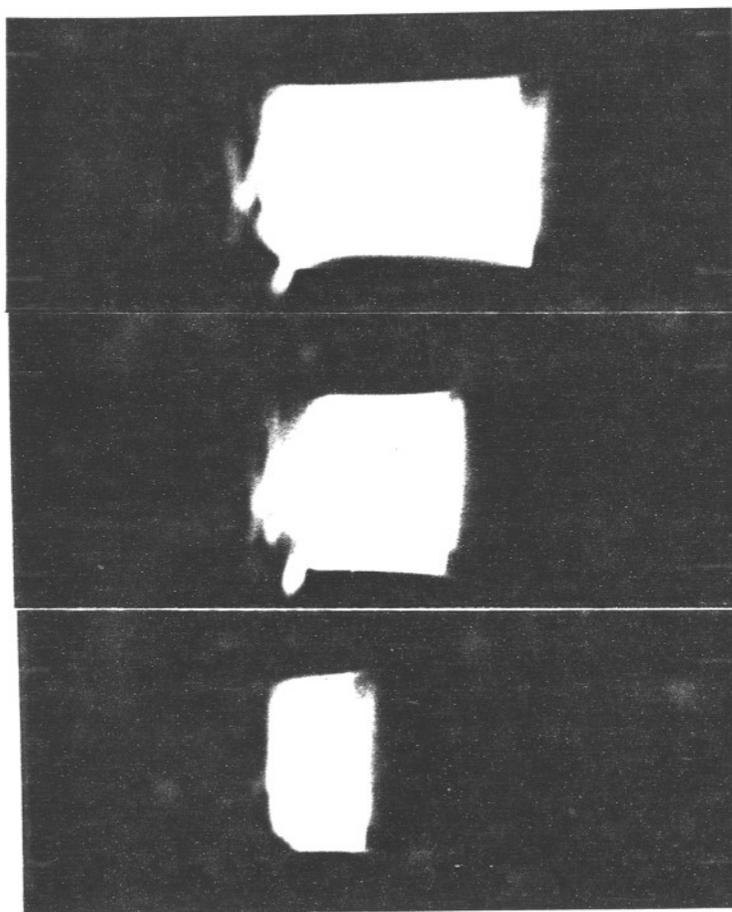


Figura 3.3.1- Sequência de fotos dos átomos desacelerados à frente da bobina extratora. O feixe atômico viaja da esquerda para a direita. De cima para baixo temos os "detunings" 0, 100 e 200 MHz, respectivamente. Podemos observar a "frente" de átomos cada vez mais próxima da bobina, conseqüentemente em campos mais altos.

3.4 - SIMULAÇÃO DA DESACELERAÇÃO NO NOVO CAMPO

O programa utilizado na simulação é o mesmo já citado, e que se encontra no apêndice A.5. As modificações consistem apenas em carregá-lo com os novos valores do campo, obtidos experimentalmente, e os valores do "detuning", potência do laser (implícita no valor da frequência de Rabi, Ω) e das velocidades iniciais que desejamos. O resultado da simulação pode ser visto na figura 3.4.1.

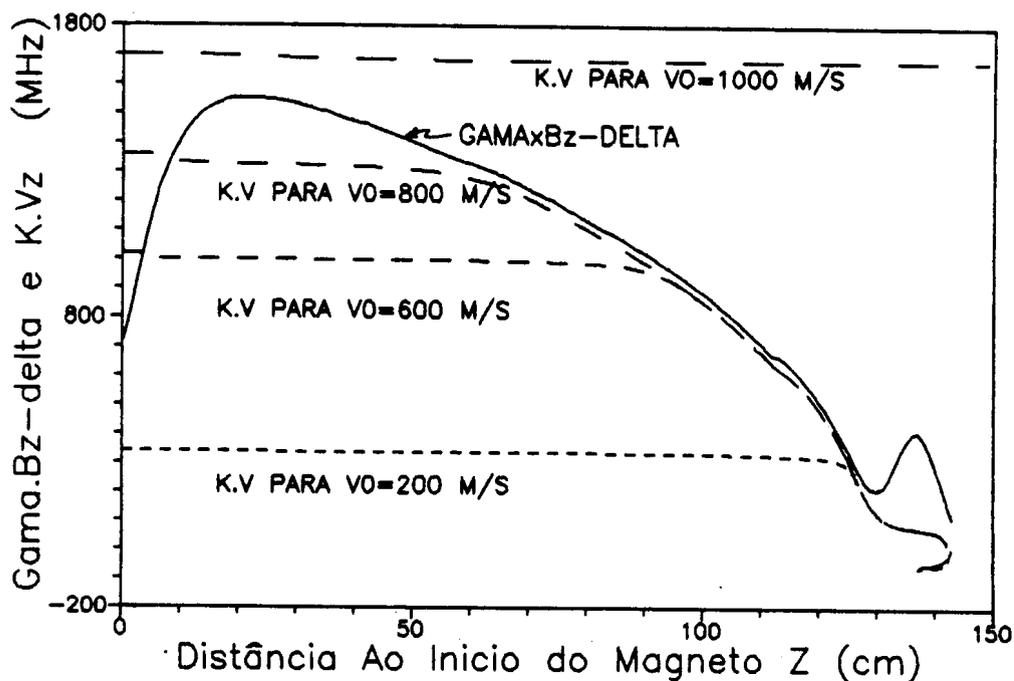


Figura 3.4.1.- Simulação numérica do movimento dos átomos com a bobina extratora. Para altas velocidades o átomo não chega a entrar em ressonância com o laser e não é desacelerado. Os átomos com velocidades menores, entram em ressonância assim que $\gamma B_z - \Delta$ se iguala a $k \cdot V_z$ e são desacelerados até próximo ao fim do magneto principal, quando o campo magnético inverte o sentido de sua derivada, próximo a $Z \approx 125$ cm. Nesse ponto os átomos saem de ressonância, caminham com velocidade constante até que o campo novamente tenha um valor favorável, próximo a $Z \approx 140$ cm, e terminam de desacelerar, parando fora dos solenóides, em torno de $Z = 143$ cm.

3.5- A GEOMETRIA DA "FRENTE" DE ÁTOMOS PARADOS

A geometria apresentada pelos átomos na posição na qual atingem o repouso, apresenta uma característica peculiar, mostrando-se sob a forma de uma "taça" (como nos mostra a observação visual mostrada na figura 3.5.2, pg 34). A princípio, imaginávamos que a forma das linhas do campo que se abrem no final do magneto (ou na bobina extratora), era responsável pelo fenômeno.

Uma análise numérica detalhada nos mostra a verdadeira causa do fenômeno, que se deve ao fato do perfil da frente de onda do laser desacelerador ser Gaussiano. Para verificarmos a veracidade dessa hipótese, supomos que a potência da frente de onda do laser desacelerador está distribuída sob a forma gaussiana, ao longo do raio, perpendicular à direção de propagação, e simulamos a desaceleração para cada uma dessas potências. Calculamos, ponto a ponto, a posição em que a velocidade atômica se anula, isto é, dado r e a potência correspondente, calculamos Z para $V_z = 0$.

Os resultados das simulações concordam plenamente com o fenômeno observado, conforme podemos verificar, comparando-os com a observação visual, ambos mostrados a seguir, na próxima página, nas figuras 3.5.1 e 3.5.2.

A concordância entre o fenômeno observado e os resultados numéricos demonstra a eficiência da técnica utilizada para a desaceleração.

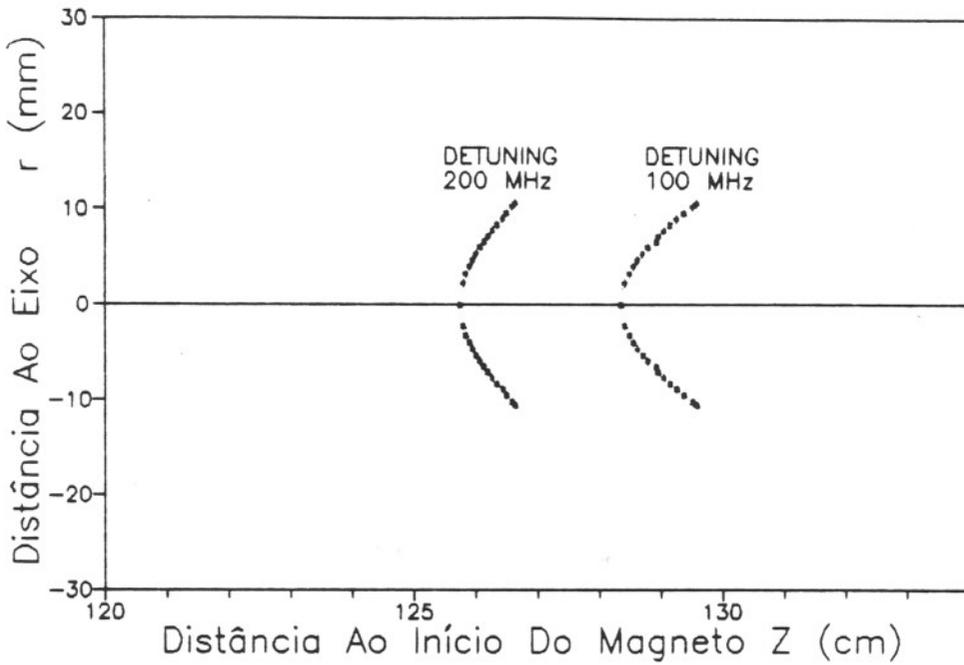


Figura 3.5.1- Simulação numérica da posição em que os átomos param, supondo um feixe laser gaussiano. Cada ponto representa a posição $P(r,Z)$ para as quais $V=0$ m/s, para cada intensidade da distribuição gaussiana, ao longo do raio. A posição em que os átomos param, para cada "detuning" utilizado, está em perfeito acordo com os experimentos

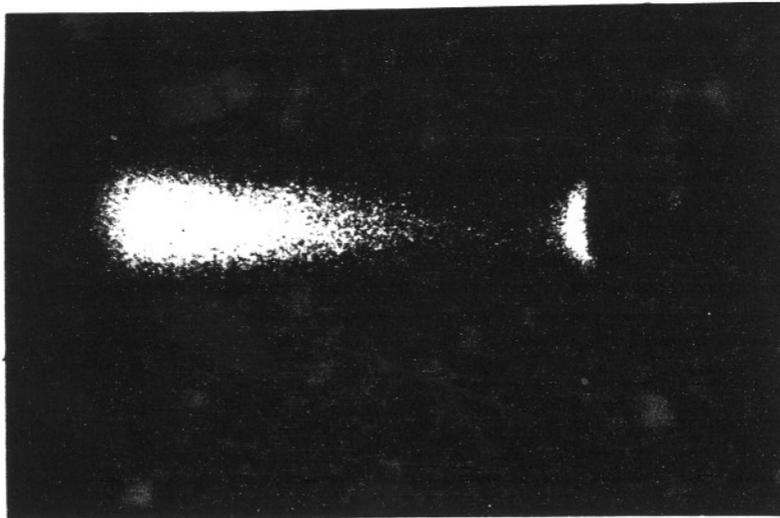


Figura 3.5.2- Imagem fotográfica da geometria dos átomos parados à frente da bobina extratora. A linha mais brilhante, em forma de taça, é a fluorescência dos átomos ao atingirem o repouso. O feixe laser caminha da direita para a esquerda da fotografia.

CAPÍTULO 4

A DISPERSÃO DO FEIXE DESACELERADO

Como vimos durante o processo de desaceleração, o feixe laser é contrapropagante ao feixe atômico e os átomos absorvem momentum apenas na direção e sentido dos fótons. Como resultado, temos a desejada diminuição da velocidade atômica. No entanto, como a emissão espontânea é completamente aleatória, a velocidade tangencial tem média nula, mas seu valor médio quadrático é diferente de zero. Os átomos, cujas velocidades tangenciais são praticamente nula no início da desaceleração, se afastam do eixo, e um grande número deles saem do cone de luz laser, levando a uma forte e indesejável diminuição da densidade atômica no final do processo.

4.1- A FOCALIZAÇÃO MAGNÉTICA

— SIMULAÇÃO E EXPERIMENTO —

Para minimizar o problema da dispersão e da conseqüente diminuição na densidade de átomos parados, ou do fluxo de átomos lentos, partimos para a construção de um hexapolo. Nestes dispositivos obtemos um forte gradiente de campo magnético, perpendicular ao movimento, que nos permite modificar a trajetória atômica, numa tentativa de compensar a dispersão do feixe.

O campo magnético de um hexapolo é dado por^[17]

$$H_y = \frac{H_0}{R_0} y^2 \quad (4.1.1)$$

onde H_0 é o campo na ponta de um dos polos, R_0 a distância do eixo do hexapolo à ponta do polo e y , a distância do eixo ao ponto correspondente ao campo.

Se uma partícula com momento de dipolo magnético efetivo μ_{ef} atravessa o campo descrito acima, ela sofrerá uma força magnética, na direção do gradiente do campo, com a forma:

$$\vec{F} = \mu_{ef} \vec{\text{grad}} H_y \quad (4.1.2)$$

assim, por IV.2 temos:

$$\vec{F} = \mu_{ef} \frac{2H_0}{R_0^2} y \quad (4.1.3)$$

Este efeito foi utilizado por *H. Ebinghaus* e colaboradores,^[18] em 1973, como forma de selecionar velocidades num feixe de átomos alcalinos.

4.1.1- SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO MOVIMENTO DOS ÁTOMOS EM UM HEXAPOLO MAGNÉTICO

Para estudar teoricamente o movimento de átomos lentos que atravessam o campo do hexapolo, realizamos uma simulação através da qual levantamos a trajetória dos átomos no plano yz (o que é suficiente, devido à simetria cilíndrica), dados a posição, a velocidade inicial e a constante de aceleração β .

No programa (ver apêndice A.5), supomos que uma força do tipo

$$F_y = -\alpha y \quad \text{ou} \quad \frac{dV}{dt} = -\frac{\alpha}{m} y \quad \text{sendo} \quad dV = \beta y dt \quad (4.1.1.1)$$

onde

$$\alpha = \mu_{ef} \frac{2H_0}{R_0^2} \quad \text{e} \quad \beta = \alpha/m, \text{ atua sobre o átomo, num espaço}$$

de 4 cm (comprimento hipotético da ação do hexapolo).

Para átomos de sódio, temos $m \approx 3,82 \times 10^{-23}$ g e $\mu_{ef} \approx 9 \times 10^{-21}$ erg/Gauss. Usando $R_0 = 4,25$ cm, obtemos $\beta \approx 20.H_0$. Fizemos também $H_0 = 400$ Gauss, o que corresponde aproximadamente ao caso experimental.

As figuras 4.1.1.1, 4.1.1.2 e 4.1.1.3 ilustram os resultados da simulação. Em todas elas, supomos que o hexapolo ocupa uma região entre $Z = 0$ cm e $Z = 4$ cm, na qual a força atua sobre os átomos. O eixo do hexapolo coincide com o eixo Z.

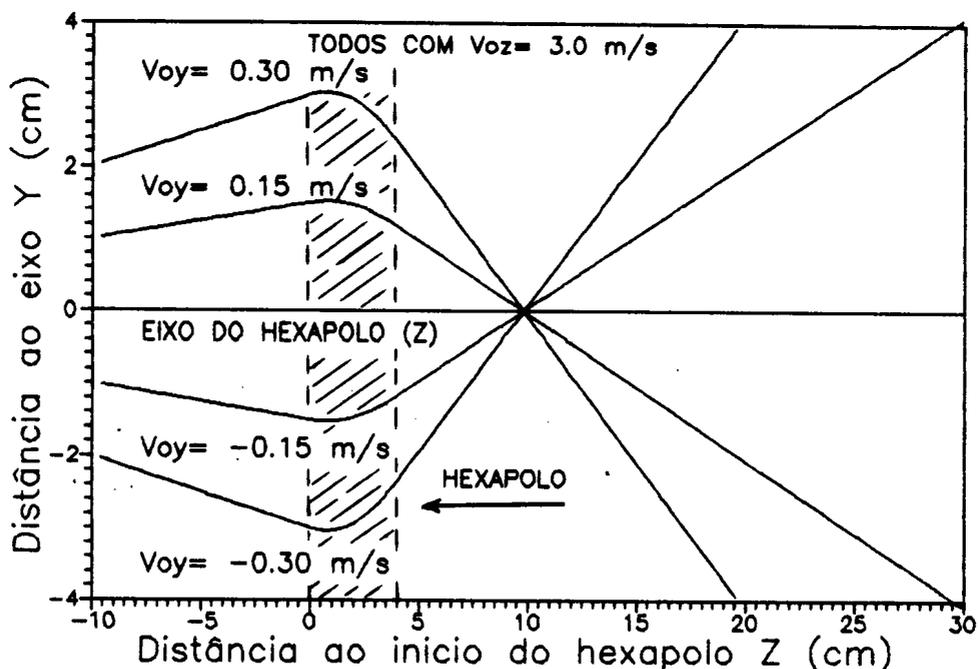


Figura 4.1.1.1 - Simulação do movimento dos átomos ao atravessar o campo de um hexapolo. Átomos de Sódio lentos, chegando no hexapolo com a mesma velocidade longitudinal (V_{oz}) e várias velocidades transversais (V_{oy}). Todos se focalizam no mesmo ponto, próximo a $Z=10$ cm.

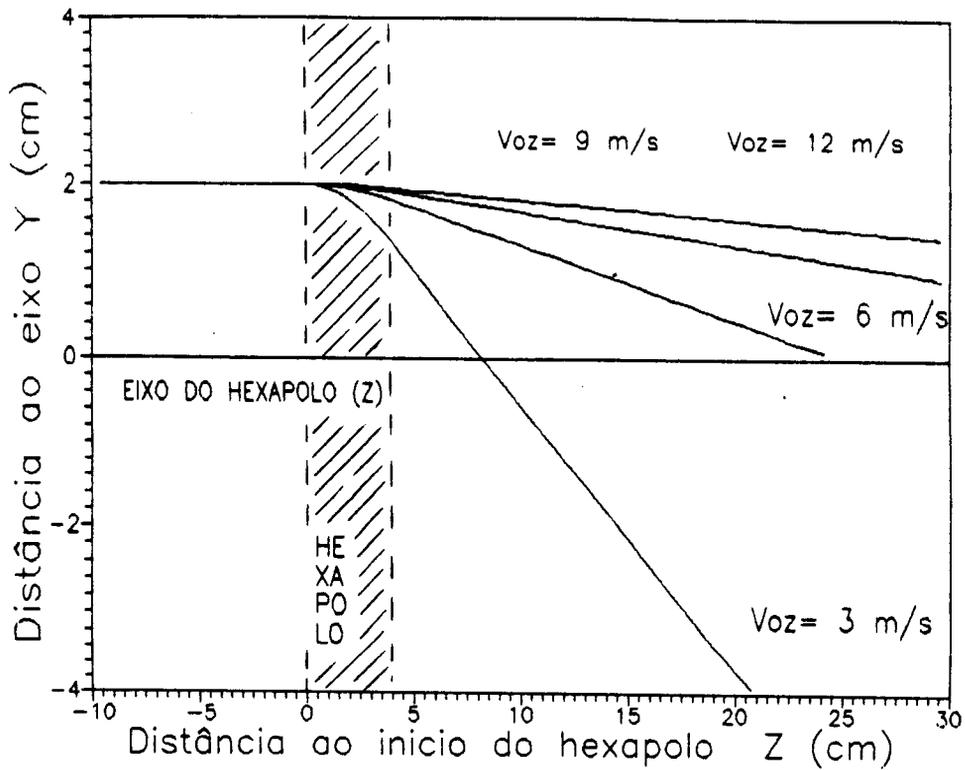


Figura 4.1.1.2- Simulação do movimento de átomos atravessando o campo hexapolar com velocidades diferentes. Os átomos chegam ao hexapolo numa trajetória paralela ao eixo, todos em $Y = 2$ cm, com várias velocidades longitudinais (V_{oz}).

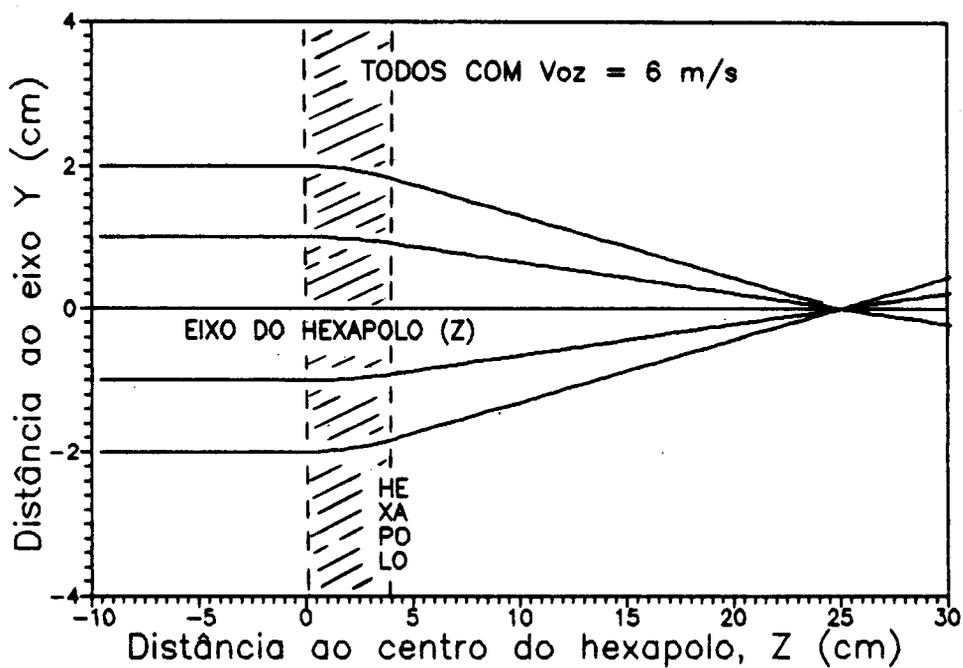


Figura 4.1.1.3- Átomos com trajetórias paralelas ao eixo, chegando no hexapolo com a mesma velocidade longitudinal, em várias posições transversais. Todos também se focalizam no mesmo ponto, no caso, próximo a $Z = 25$ cm.

4.1.2 - HEXAPOLO - CONSTRUÇÃO E EXPERIMENTO

O hexapolo é constituído de seis bobinas construídas com tubos condutores de cobre recozido, com cerca de 4 mm de diâmetro, por onde circula água sobre pressão. Sendo o circuito de refrigeração independente em cada uma das bobinas, o sistema pode suportar correntes da ordem de 50 Ampères sem aquecimento prejudicial. Cada uma das bobinas possui um núcleo de aço 1020 e são fixas em um bloco hexagonal de latão.

A figura 4.1.2.1, a seguir, ilustra o hexapolo construído. As figuras 4.1.2.2 e 4.1.2.3, nas páginas seguintes, são as linhas de campo magnético quando o hexapolo é submetido à corrente de 16 A, e o campo magnético, B_z , medido ao longo do raio do hexapolo, respectivamente.

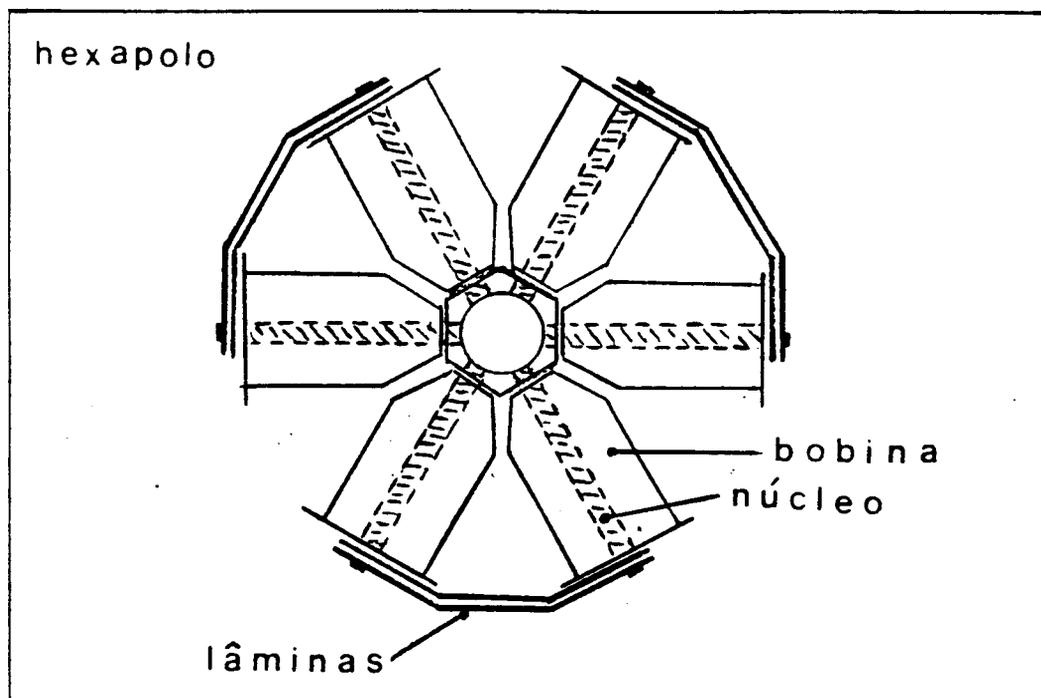


Figura 4.1.2.1- Ilustração do hexapolo. A figura mostra as seis bobinas, seus núcleos e as lâminas de ferro que servem para "fechar" o campo externamente. O círculo central constitui a região útil do campo magnético, por onde passa o feixe atômico, dentro da câmara de desaceleração.

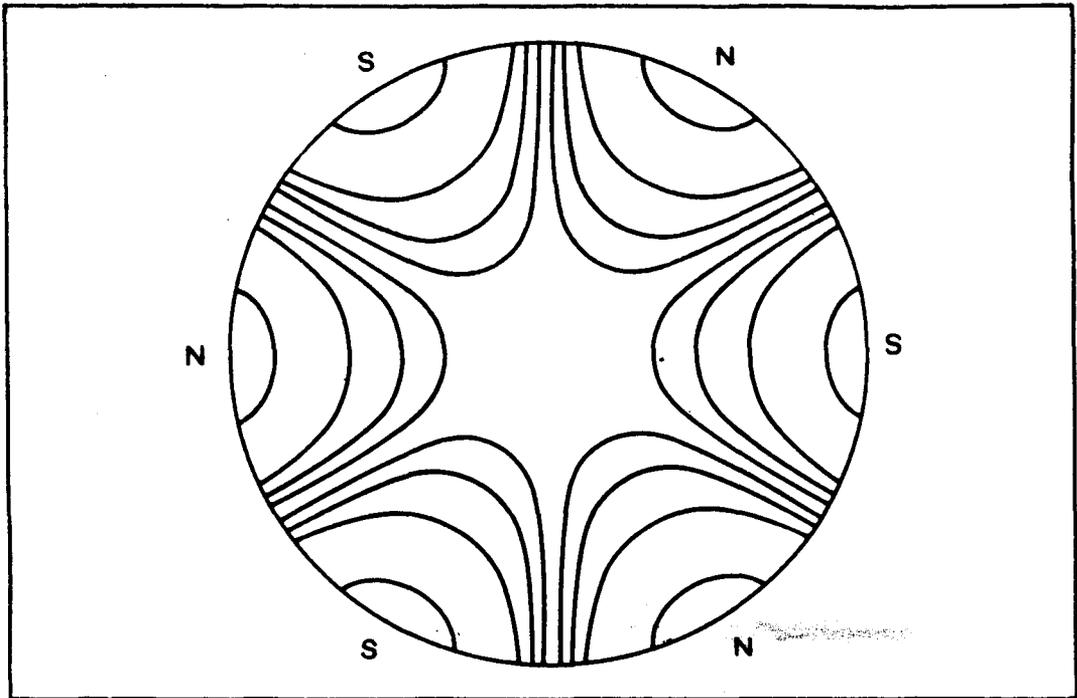


Figura 4.1.2.2 - Esboço das linhas de força do campo magnético na região central do hexapolo. O esboço está feito em verdadeira grandeza

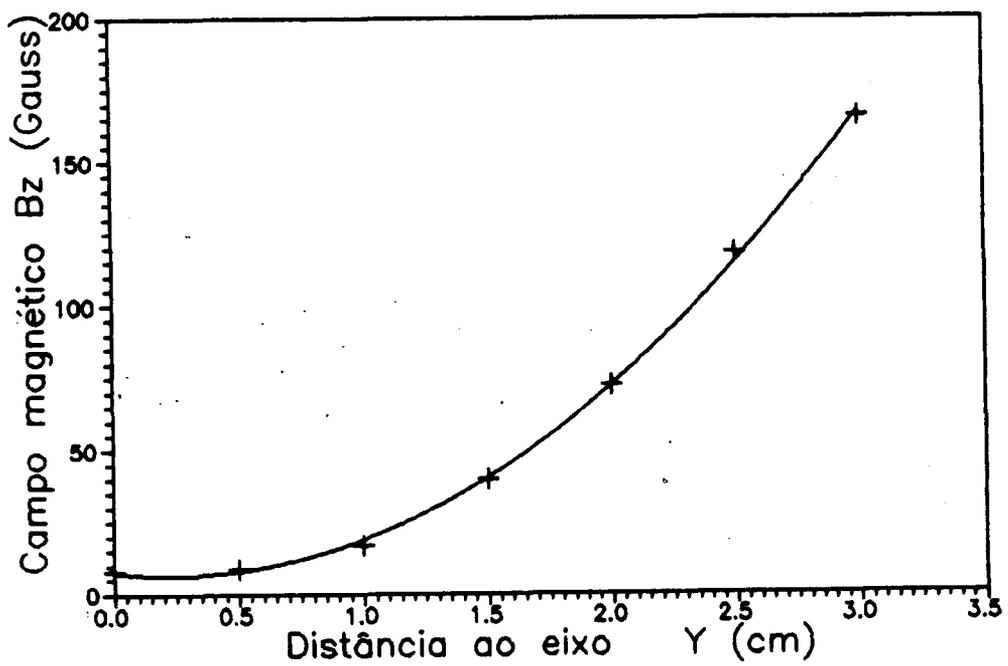


Figura 4.1.2.3 - Campo magnético medido ao longo do raio do hexapolo, na direção de um dos pólos, para corrente de 16 ampères.

Uma série de medidas foram realizadas com o obje-

tivo de determinar a influência do hexapolo sobre os átomos que emergem do magneto principal. De um modo geral, fizemos as medidas em condições tais, que grande parte dos átomos que saem do magneto têm velocidade bastante reduzida em relação àquelas com que deixam o forno.

Em todas as situações estudadas pudemos observar um incremento na densidade de átomos, principalmente daqueles que se encontram transitando entre $3S_{1/2}$ ($F=2$) e $3P_{3/2}$ ($F=3$) ao atravessarem o campo do hexapolo. Esses átomos são aqueles que participaram do processo de desaceleração e tiveram portanto suas velocidades reduzidas, podendo assim ser "focalizados" pelo campo hexapolar.

A figura 4.1.2.4, na página seguinte, nos mostra o esquema experimental utilizado nos experimentos com o hexapolo.

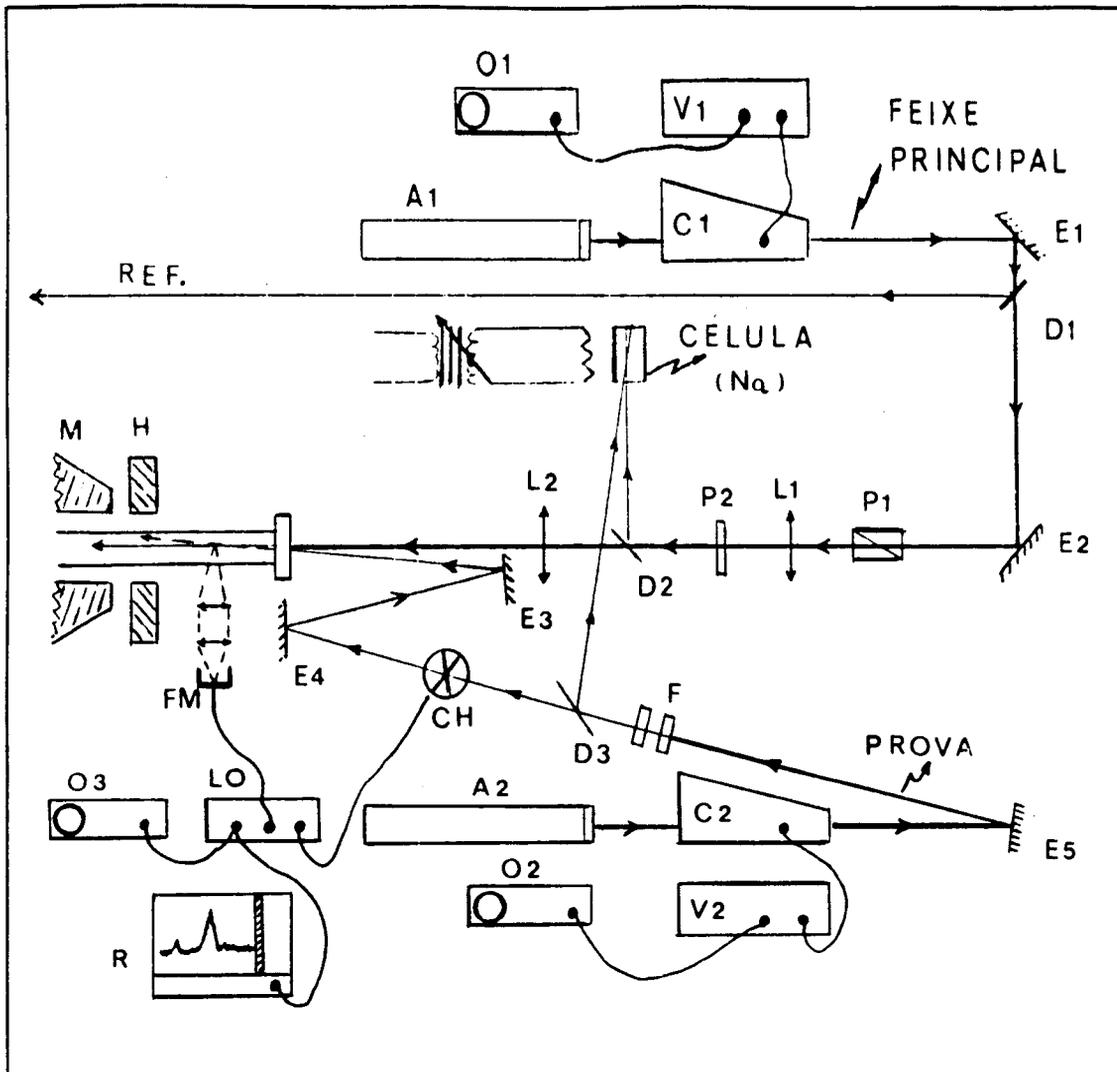


Figura 4.1.2.4- Esquema experimental utilizado nas medidas com o hexapolo.

- A1 e A2 são lasers de argônio da Coherent, Inova-100 e 200 que bombeiam os de corante em anel, Coherent-699, (C1 e C2), altamente estabilizados, com largura de linha de 1 Mhz. Tais lasers podem fazer varreduras de frequência de 10 MHz a 30 GHz, com potências da ordem de 500 mW, monomodo. V1 e V2 são os sistemas de estabilização e varredura.
- L1 e L2 são lentes que expandem e a seguir focalizam o feixe desacelerador diretamente sobre o orifício no nariz do forno.
- P1 é um polarizador linear de calcita e P2 uma lâmina $\lambda/4$ para o amarelo, tornando a luz circularmente polarizada.
- E1, E2, E3, E4, e E5 são espelhos com "coating" combinado de óxido de Silício e Óxido de Zircônio, totalmente refletores para o amarelo.
- La1, La2 e La3 são lâminas de vidro, utilizadas como divisores de feixe e F representa filtros neutros (filmes de inonel sobre vidro) que diminuem a intensidade do laser de prova.
- O1, O2 e O3 são osciloscópios para monitoração do experimento, Lo um "lockin", FM uma foto-multiplicadora, CH um "chopper" e R um registrador yt.

Numa célula de Sódio aquecida, a técnica de absorção saturada nos fornece a referência sobre a linha espectral que desejamos sintonizar.

Finalmente M representa a parte final do magneto principal e H, o hexapolo.

A figura 4.1.2.5, na página seguinte, nos mostra uma situação típica, onde fizemos uma varredura na frequência do laser de prova de cerca de 6 GHz, incluindo deste modo as duas linhas do estado fundamental, $3S_{1/2}$ (F=1) e $3S_{1/2}$ (F=2), separadas de 1.77 GHz. Na situação da figura, o laser desacelerador está deslocado em frequência, para o vermelho, de 200 MHz, em relação à frequência natural atômica, e sua potência é da ordem de 25 mW na entrada da câmara de desaceleração. O laser de prova tem potência menor que 1 mW, e o sinal da fotomultiplicadora é coletado num registrador yt, após passar pelo "lock-in". A varredura de referência é feita apenas com uma fração do laser de prova entrando a 90° com relação ao feixe atômico, no mesmo ponto de observação, (perpendicular ao plano da figura 4.1.2.4).

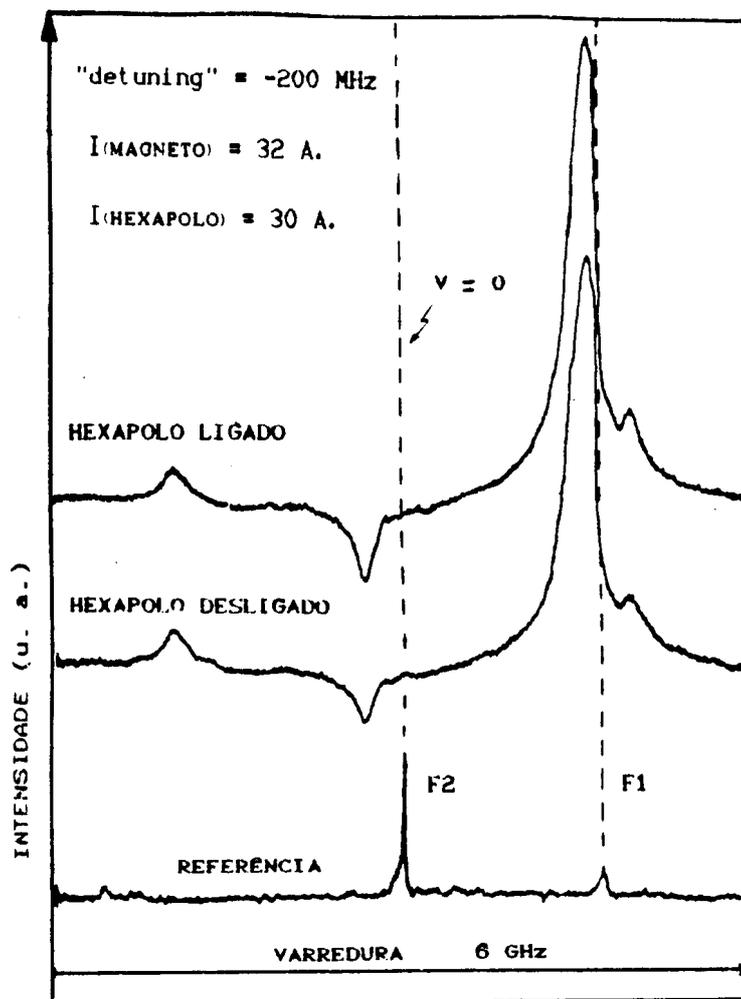


Figura 4.1.2.5 - Espectro dos átomos emergentes do processo de desaceleração, com o hexapolo ligado e desligado. Estão incluídas as duas linhas do estado fundamental do Sódio, $3S_{1/2}$ (F=1) e $3S_{1/2}$ (F=2). No caso, o experimento foi realizado com o laser principal deslocado, em frequência ("detuning"), de 200 MHz, para o vermelho, em relação à frequência natural do átomo

Em ambos os gráficos -hexapolo ligado e hexapolo desligado- o primeiro pico (da esquerda para a direita) representa átomos que não foram desacelerados. Têm velocidades em torno de 1173 m/s e não se encontram em ressonância com o laser desacelerador. No momento da passagem do laser de prova por F=2 entram em ressonância e fluorescem.

O segundo pico representa uma queda ou diminuição na fluorescência de fundo. Estes são átomos que foram desacelerados e estão ainda em ressonância com o laser desacelerador. Sua velocidade está em torno de 180 m/s. Como

o laser de prova não tem a mesma polarização do primeiro, ao passar por $F=2$ estes átomos fazem uma transição para $F=1$, saindo de ressonância com o laser principal, o que resulta no pico invertido observado.

O terceiro pico, mais alto, é devido àqueles átomos que deixaram o processo de desaceleração, caindo em $3S_{1/2}(F=1)$, e que são novamente bombeados para $3S_{1/2}(F=2)$ quando da passagem do laser de prova por $3S_{1/2}(F=1)$. Os átomos entram novamente em ressonância com o laser principal, resultando na forte fluorescência observada. A velocidade de pico desses átomos é da ordem de 108 m/s.

O quarto pico, mais à direita, aparece apenas em condições bastante singulares, quais sejam: temperatura do forno da ordem de 500 °C; "detunings" negativos, entre -200 MHz e -300 MHz; corrente do magneto de 32 ampères e se fazemos uma varredura bem lenta do laser de prova. Em várias outras situações semelhantes, onde todos os outros picos são observados, ele não se encontra presente. Ele está deslocado da ordem de 275 MHz para o azul, com respeito à posição do pico em $F=2$, na referência.

O efeito do campo magnético é maior sobre os estados de maior dipolo magnético. Além disso, se considerarmos átomos em todos os estados, o efeito de focalização se torna praticamente nulo, pois, átomos em estados diferentes se comportam distintamente ao atravessar o campo hexapolar, focalizando em posições diferentes, ou mesmo divergindo, ao invés de focalizar. Assim sendo, fizemos um estudo mais detalhado dos átomos ressonantes em $F=2$. Os resultados estão resumidos na figura 4.1.2.6, onde são comparados os espectros com o campo hexapolar ligado e desligado, para vários "detunings" entre a frequência do

laser desacelerador e a frequência natural atômica. Foi observado um incremento entre 8 % e 22 % na fluorescência dos átomos (que é proporcional à densidade), sendo o maior dos picos para o "detuning" de 200 MHz.

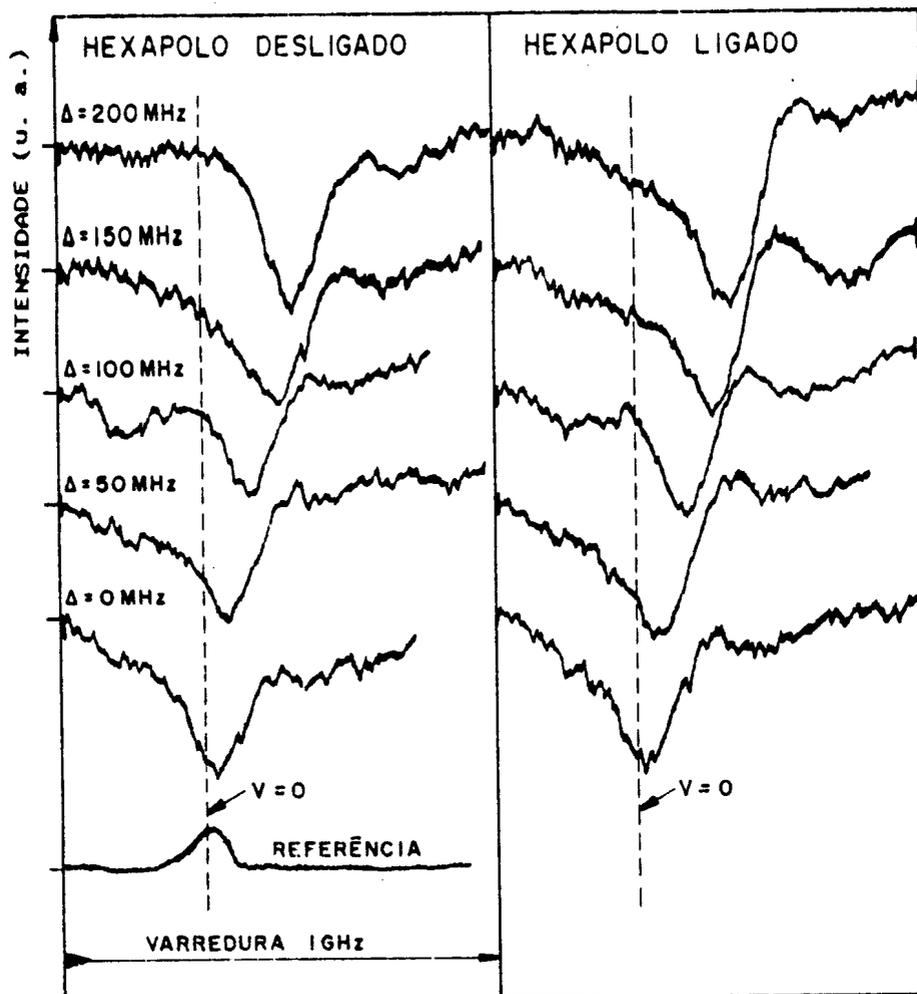


Figura 4.1.2.6 - Comparação entre as intensidades do pico em $F=2$, com e sem o hexapolo. A figura mostra o aumento de intensidade sempre que o hexapolo é ligado. As medidas foram feitas com corrente no magneto de 42 ampères e varredura do laser de prova de 1 GHz, em torno da linha $F=2$. A velocidade dos átomos no centro dos vales variaram de 0 a -114 m/s o que se pode notar nos seus deslocamentos para a esquerda (para o azul), em relação à referência. Δ é o "detuning" usado em cada varredura.

A análise, tanto das intensidades quanto das áreas sob os picos, nos levam aos mesmos resultados. Mostram um incremento na fluorescência sempre que o hexapolo

é ligado, sendo o maior deles para o "detuning" de 200 MHz. Isto consiste numa evidência de que o hexapolo ajuda a aumentar a densidade no fluxo de átomos desacelerados embora numa proporção inferior àquela que de início desejávamos.

O principal problema para se conseguir uma efetiva focalização é o fato da largura da distribuição de velocidades dos átomos desacelerados ser da ordem de 10^2 m/s. Dessa forma, o campo hexapolar não consegue focalizar todo o espectro de velocidades dentro do espaço disponível à frente do hexapolo, que é de apenas 30 cm. Seria também desejável que o comprimento de atuação do hexapolo fosse maior, pois isto faria com que átomos com maiores velocidades focalizassem mais próximo.

CAPÍTULO 5

O HEXAPOLO "FRUSTRADO"

— UMA NOVA ARMADILHA — ^[19]

Durante um dos experimentos com o hexapolo, ligamos as suas bobinas, inadvertidamente, ao contrário, isto é, com todos os polos internos, sul. Tivemos assim uma grata surpresa, pois foi possível observar o aprisionamento de átomos de sódio sob a forma de um disco de aproximadamente 20 mm de diâmetro e 1-2 mm de espessura no interior do hexapolo. Passamos então a estudar os processos físicos envolvidos no fenômeno e a analisar os parâmetros relevantes e passíveis de medição, com o arsenal experimental disponível em nosso laboratório. Estudamos o tempo gasto pelos átomos para serem aprisionados, fizemos uma comparação entre os valores medidos e aqueles obtidos de um modelo teórico simples que utilizamos, e realizamos uma análise visual do fenômeno observado.

5.1 - AS ARMADILHAS

Uma ampla revisão sobre resfriamento e aprisionamento de átomos por laser pode ser vista no número especial do "Journal of Optical Society of American", citado na referência [20]. A seguir faremos uma breve descrição dos três principais processos empregados na atualidade para se restringir o movimento de átomos neutros: o confinamento óptico, a armadilha ou "trap" magneto-óptico e o confinamento magnético.

O confinamento óptico, foi realizado pela primeira vez por *Balikhyn e colaboradores em 1984*.^[21] Nesses experimentos foi usada uma configuração bidimensional de feixes laser, com a finalidade de resfriar transversalmente o movimento atômico num feixe de átomos de sódio. O conceito do "optical molasses", isto é, de um meio luminoso "viscoso", tridimensional, onde se utilizam seis feixes laser contrapropagantes dois a dois e dispostos em três eixos perpendiculares entre si, foi proposto e realizado por *Steven Chu et al.*, em 1985,^[22] nos laboratórios da Bell.

Átomos de Sódio, provenientes de uma fonte pulsada, eram desacelerados pelo método da "frequency chirp", conforme descrito anteriormente (cap.2). Os autores utilizaram a técnica introduzida por *Ertmer et al.*,^[23] empregando um modulador eletro-óptico para produzir uma banda lateral, que pode ser varrida em frequência, de modo a manter a ressonância entre o feixe laser e a frequência natural atômica, devido à variação do efeito Doppler durante a desaceleração.

Uma parte dos átomos do feixe, após atingirem velocidades da ordem de 30 m/s, eram então capturados na região definida pelo encontro dos seis feixes laser. As frequências dos feixes são fixadas ligeiramente abaixo da frequência da linha natural do átomo. Em qualquer direção que este caminhe, entrará em ressonância com o feixe que lhe é contrapropagante, sofrendo a ação de uma força contrária ao movimento. O meio viscoso de fótons criado no encontro dos seis feixes laser é chamado melado (ou melaço) óptico, do inglês, "optical molasses".

Não sendo propriamente uma armadilha, o "optical



molasses" é bastante eficaz no resfriamento de átomos neutros. A figura 5.1.1 mostra o esquema do aparato utilizado por *Chu et al.*

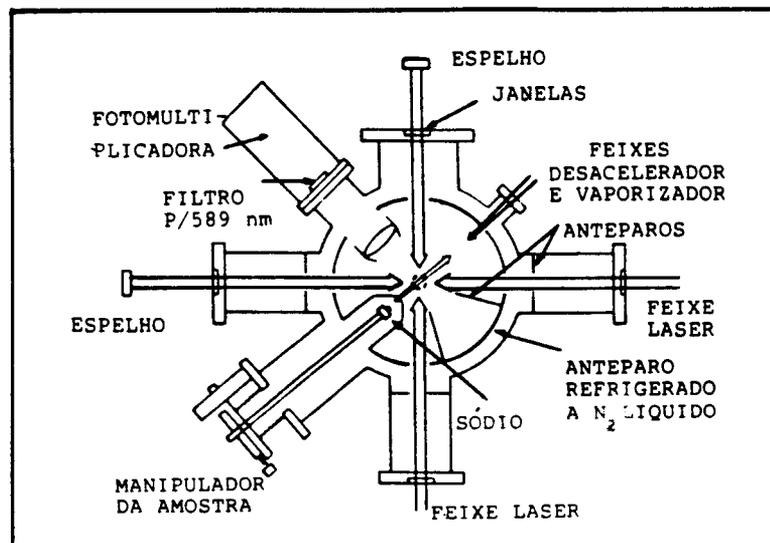


Figura 5.1.1 - Esquema da câmara de vácuo e dos feixes laser que formam o "optical molasses". O feixe laser vertical (\perp à folha) está indicado pelo pequeno círculo pontilhado.

As armadilhas magneto-ópticas consistem em utilizar o campo magnético com a finalidade de selecionar transições atômicas, e a força radiativa espontânea como força restauradora, de modo a confinar os átomos numa região do espaço. Como no caso descrito anteriormente, são utilizados os seis feixes lasers.

O princípio básico em questão foi utilizado pela primeira vez por *E. I. Raab et al.* em seu trabalho sobre aprisionamento de átomos com pressão de radiação.^[24]

Consideremos um átomo hipotético, com spin $S=0$, ($m_s=0$), no estado fundamental, e spin $S=1$, ($m_s=+1,0,-1$), no seu estado excitado. Se este átomo é submetido a um campo inhomogêneo do tipo $B=bx$, seus níveis de energia so-

frerão um incremento na energia, dado pelo efeito *Zeeman*, de $\delta E = \mu m_s \cdot B = \mu m_s \cdot bx$, conforme ilustrado na figura 5.1.2. Ao iluminarmos o átomo com luz de polarização σ^- , propagando-se no sentido $-x$, e de polarização σ^+ , no sentido $+x$, se ainda, a luz é sintonizada ligeiramente abaixo da ressonância para $B=0$, teremos que os átomos em $x>0$ irão absorver mais os fótons σ^- do que os de polarização σ^+ , pois a frequência do laser estará mais próxima da transição onde $\Delta m = -1$. Analogamente os átomos em $x<0$ absorverão mais os fótons σ^+ , resultando na força restauradora que obriga os átomos a permanecerem em torno de $x=0$. A figura 5.1.2 ilustra o procedimento utilizado.

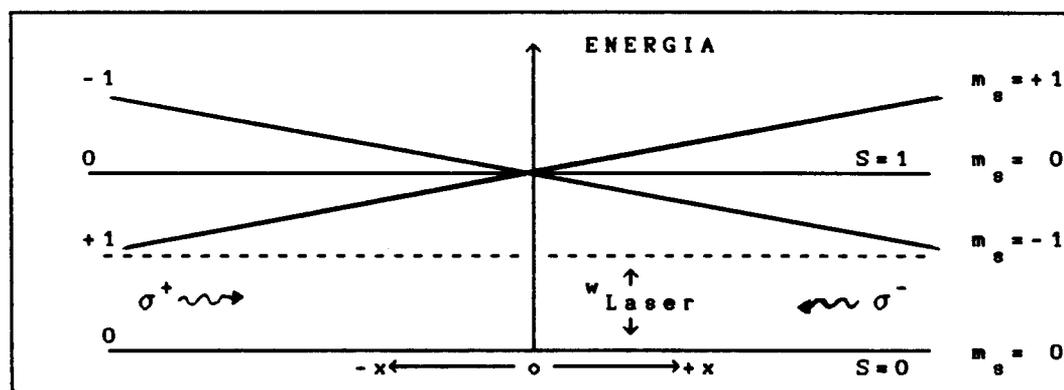


Figura 5.1.2- Diagrama de níveis de um átomo hipotético que tem spin $S=0$ no estado fundamental e spin $S=1$ no estado excitado, imerso num campo magnético, $B=bx$. A frequência e a polarização dos lasers contrapropagantes são escolhidas de modo a produzir uma força restauradora que impele os átomos para a posição $x=0$, caracterizando a armadilha (no caso, linear).

As armadilhas magneto-ópticas são bastante úteis nos experimentos realizados em células, graças ao fato de se combinar o resfriamento viscoso com forças restauradoras. Entretanto, a presença constante dos fótons promovendo o resfriamento dos átomos, enquanto confinados, limita a sua aplicação, como por exemplo no estudo de colisões.

A armadilha magnética consiste na utilização de campos magnéticos estáticos. São baseadas no fato de que alguns dos estados atômicos possuem energias que aumentam com a amplitude do campo magnético (efeito *Zeeman*). Átomos nesses estados, sofrerão uma força magnética no sentido do mínimo de campo, sendo assim aprisionados.

A energia de interação de átomos neutros com os campos magnéticos é normalmente muito pequena (da ordem de $\mu_b \cdot B$ onde μ_b é o magneton de *Bohr*), dessa forma, para aprisionar átomos térmicos seriam necessárias intensidades de campos magnéticos muito acima daquelas que podemos obter no laboratório. O confinamento magnético só se tornou possível após o desenvolvimento das técnicas de desaceleração de feixes atômicos, onde obtemos amostras de átomos frios o suficiente para que sejam capturados.

A primeira observação de átomos aprisionados magneticamente foi realizada por *L. Alan et al* em 1985^[25]. Utilizando um feixe de átomos de Sódio previamente resfriado até cerca de 30 m/s, estes eram aprisionados no centro de dois solenóides, dispostos paralelamente e com correntes contrárias, o que produz um mínimo de campo magnético, no ponto médio entre os dois. Isto forma a armadilha.

A figura 5.1.3, na página seguinte, nos mostra as equipotenciais do campo produzido pelo dois solenóides nesses experimentos.

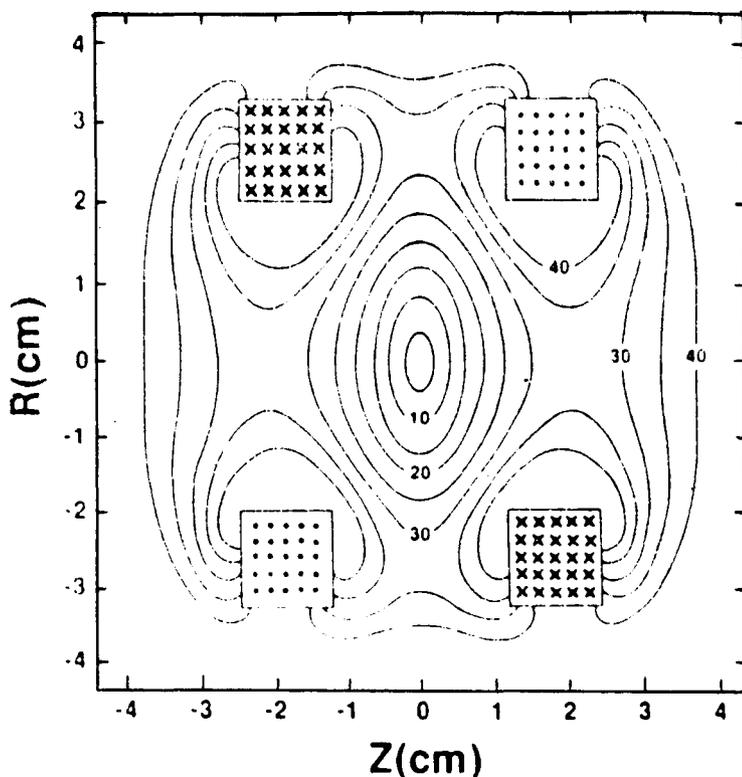


Figura 5.1.3- Linhas equipotenciais (posições de mesma intensidade em militesla) da armadilha quadrupolar construída por *L.Alan et al.* A figura mostra um corte lateral das duas bobinas, num plano que contém o eixo de simetria (eixo z).

5.2 - APRISIONAMENTO NO HEXAPOLO "FRUSTRADO"

A ligação das seis bobinas do hexapolo em série, e com a corrente no mesmo sentido, nos fornece um campo magnético nulo, no centro de simetria do aparato, e que cresce em todas as direções, caracterizando uma armadilha para átomos neutros.

A figura 5.2.1, na página seguinte, nos mostra as linhas de força do campo magnético do "hexapolo frustrado", num corte normal ao plano das bobinas.

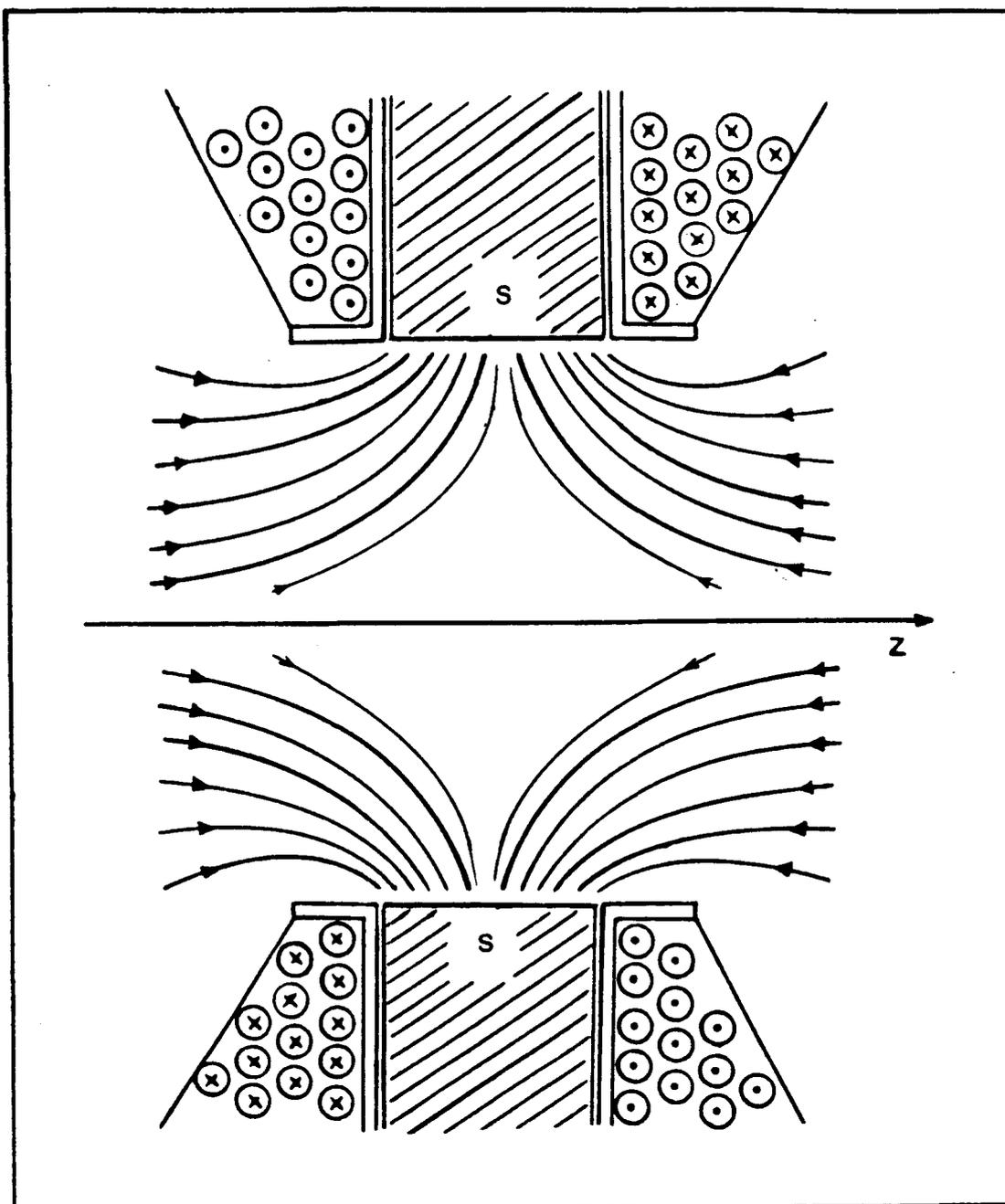


Figura 5.2.1 - Linhas de força do campo magnético do hexapolo "frustrado". A vista é de perfil, e em verdadeira grandeza. O corte contém o plano que passa pelo eixo de simetria do sistema (eixo z). A figura nos mostra as pontas de duas das seis bobinas com seus núcleos de ferro e parte das expiras condutoras.

O campo magnético longitudinal, B_z , medido ao longo do eixo, quando o "hexapolo frustrado" está posicionado à frente do magneto desacelerador, tem o perfil mostrado na figura 5.2.2, a seguir, apresentando um gradiente

dB_z/dz da ordem de -167 Gauss/cm, na região onde se posiciona o hexapolo.

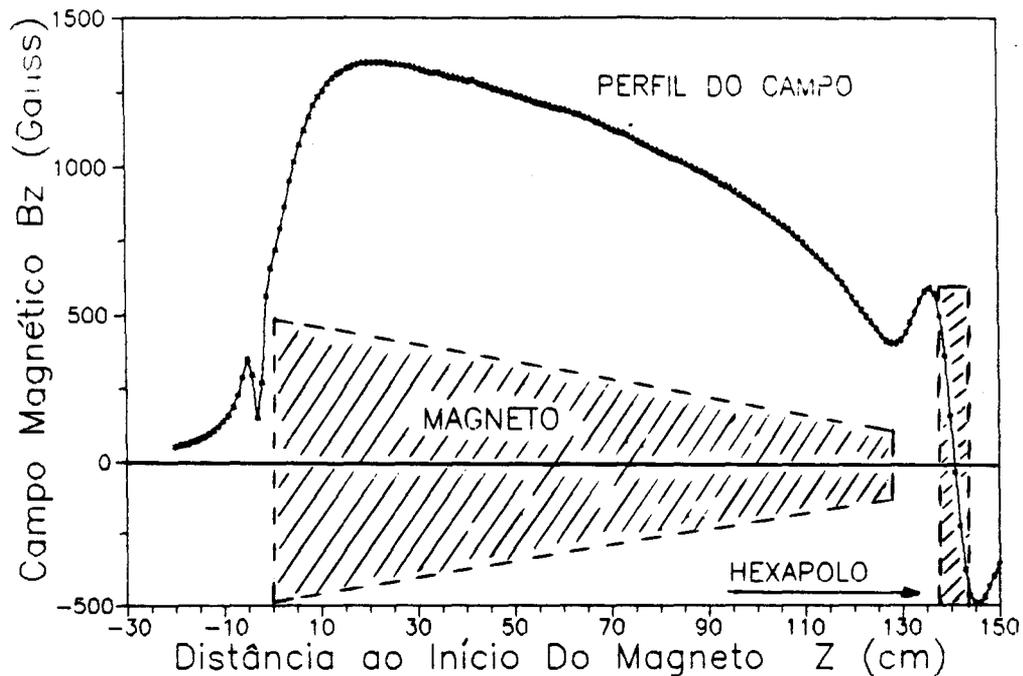


Figura 5.2.2- Campo magnético B_z , do magneto com o hexapolo "frustrado". As medidas foram feitas no eixo do sistema, para corrente de 40 A no magneto principal e 30 A no hexapolo. Na figura estão indicadas as posições tanto do hexapolo quanto do magneto. Os átomos são aprisionados em torno de $z=141$ cm.

Os átomos provenientes da fonte são desacelerados até o final do magneto, quando atingem a região onde aparece o primeiro mínimo de campo, em torno de $z=129$ cm, onde $B_z \approx 400$ G. A partir desse ponto, já com velocidade bastante reduzida, os átomos migram para o interior do campo hexapolar e, após sofrerem uma desaceleração final, são aprisionados. A profundidade da armadilha é da ordem de 600 Gauss, o que limita a velocidade dos átomos que podem ser aprisionados, devido à sua energia cinética. Podemos estimar a temperatura desses átomos, levando em conta que no final do processo de desaceleração, embora

estejam com velocidades muito baixas, estão espalhando luz. Desse modo podemos escrever para sua energia:

$$\frac{3}{2} K_B T = \mu_B B_z \quad (5.2.1)$$

onde K_B é a constante de Boltzman, T a temperatura absoluta, μ_B o magnetom de Bohr e B_z o valor mais alto do campo na armadilha.

Assim, obtemos

$$T = \frac{2}{3} \frac{\mu_B}{K_B} B_z \approx 27 \text{ mK} \quad (5.2.2)$$

Pelo exposto acima, podemos inferir que átomos com energias correspondendo à temperaturas superiores a 27 mK, não serão aprisionados.

5.3 - OBSERVAÇÃO VISUAL DO APRISIONAMENTO

Num primeiro experimento, fizemos a observação visual do fenômeno e o documentamos através de vídeo e fotografias. As figuras 5.3.1 e 5.3.2, na página seguinte, ilustram essa observação, mostrando-nos detalhes do aparato experimental utilizado, em operação. Na segunda figura o "detuning" muito alto causa o aparecimento da forma em anel dos átomos aprisionados, pois somente em campos mais altos (mais afastados do eixo) os átomos estarão em ressonância com o laser desacelerador.

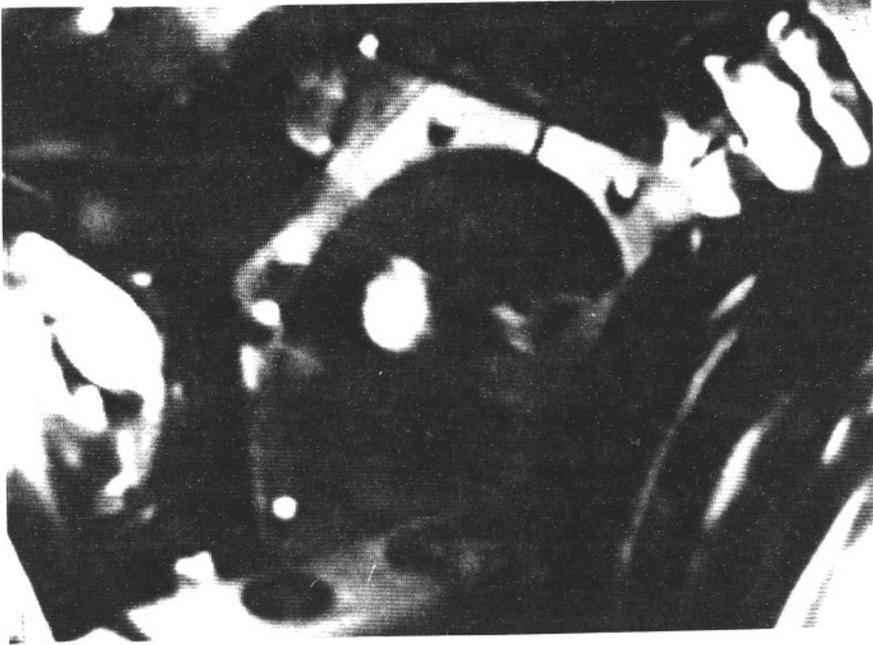


Figura 5.3.1- Imagem fotográfica dos átomos aprisionados no hexapolo. À direita, temos o final do magneto principal, e à sua frente, o hexapolo "frustrado", onde aparecem tres das seis bobinas apoiadas no suporte hexagonal. No seu centro, vemos os átomos aprisionados. Eles aparecem sob a forma de um disco luminoso, no interior do tubo de vidro que constitui a câmara de desaceleração.

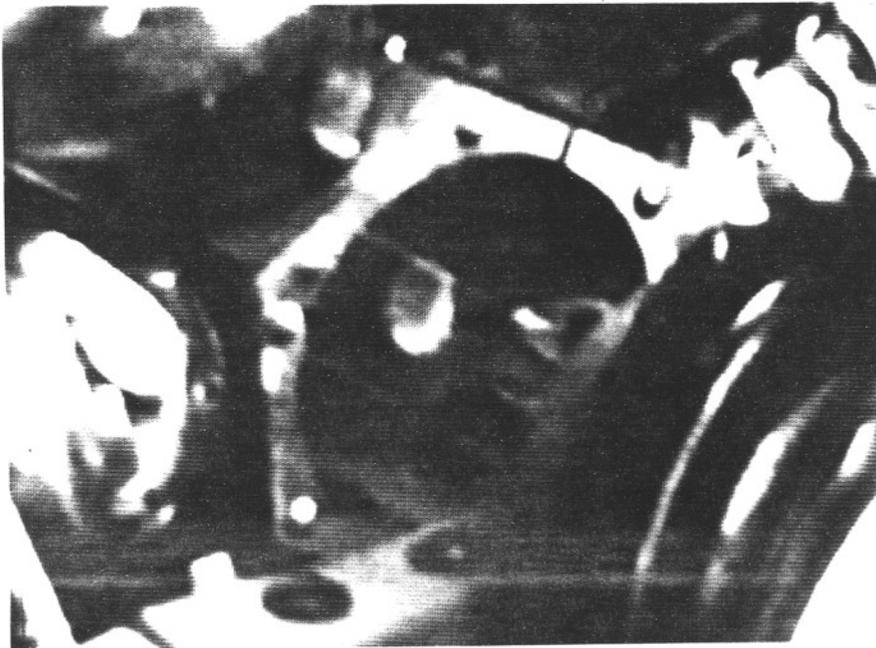


Figura 5.3.2- Fotografia mostrando a forma em anel dos átomos aprisionados no hexapolo. O "detuning", neste caso, é de 400 MHz, fazendo com que aqueles átomos que se encontram em campos mais altos (afastados do eixo) estejam, preferencialmente, em ressonância com o laser principal.

5.4- MEDIDAS DO TEMPO DE PREENCHIMENTO DA ARMADILHA

Para medirmos o tempo médio que os átomos gastam para serem aprisionados na armadilha, foi utilizado basicamente o mesmo esquema experimental descrito na figura 4.1.2.4. Posicionamos o sistema de detecção com a fotomultiplicadora inclinada de 45° em relação ao eixo Z de modo a que a região de observação passou a ser o centro do hexapolo (agora, "frustrado"). O "chopper" foi colocado no foco do feixe desacelerador, à frente da primeira lente (L_1 , na figura 4.1.2.4 pg 42). Desse modo, pudemos analisar o processo de preenchimento da armadilha ao longo do tempo, através da observação do aumento da fluorescência, após o laser desacelerador ser ligado.

Nas medidas, o tempo para o "chopper" abrir e fechar é da ordem de 0.5 ms, sendo de 7 ms o tempo total de abertura.

Os resultados do experimento estão reunidos na figura 5.4.1, na página seguinte. Foram obtidas num osciloscópio, onde observamos a evolução do sinal da fluorescência atômica com o tempo, para várias frequências do laser desacelerador. Podemos notar que a partir de $\Delta \omega 500$ MHz praticamente mais nenhum sinal é observado. Isto se deve ao fato de que para esses "detunings" os átomos ressonantes com o laser desacelerador começam a parar antes de deixarem o magneto principal, não atingindo a região onde se encontra a armadilha, no interior do "hexapolo frustrado".

Para "detunings" para o vermelho, os átomos que emergem do magneto principal são muito rápidos para que sejam aprisionados.

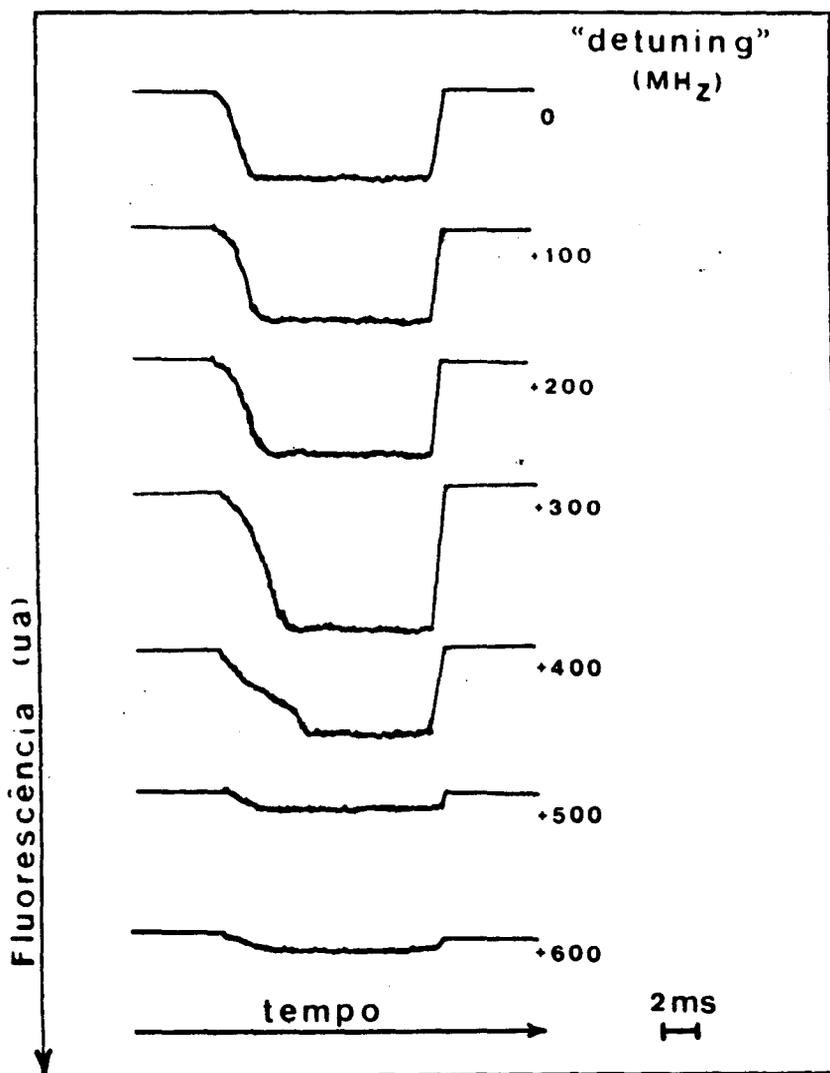


Figura 5.4.1- Observação do tempo de preenchimento da armadilha em função do "detuning" Δ . Nota-se que para Δ a partir de 500 MHz, o sinal cai rapidamente, pois os átomos começam a parar, antes de atingir a armadilha, não mais sendo aprisionados.

5.5- ESTIMATIVA TEÓRICA DO TEMPO DE PREENCHIMENTO DA ARMADILHA

Até chegar à armadilha, em $Z = 141$ cm, os átomos atravessam basicamente quatro regiões distintas, no que diz respeito ao campo magnético a que estão sendo submetidos. Em cada uma dessas regiões, o movimento atômico apresenta uma característica própria que passaremos a considerar.

A figura 5.5.1, a seguir, nos mostra um detalhe ampliado da figura 5.2.2, destacando-se o perfil do campo magnético na região onde se posiciona o hexapolo "frustrado" e também a posição da armadilha, em torno de $Z \approx 141$ cm.

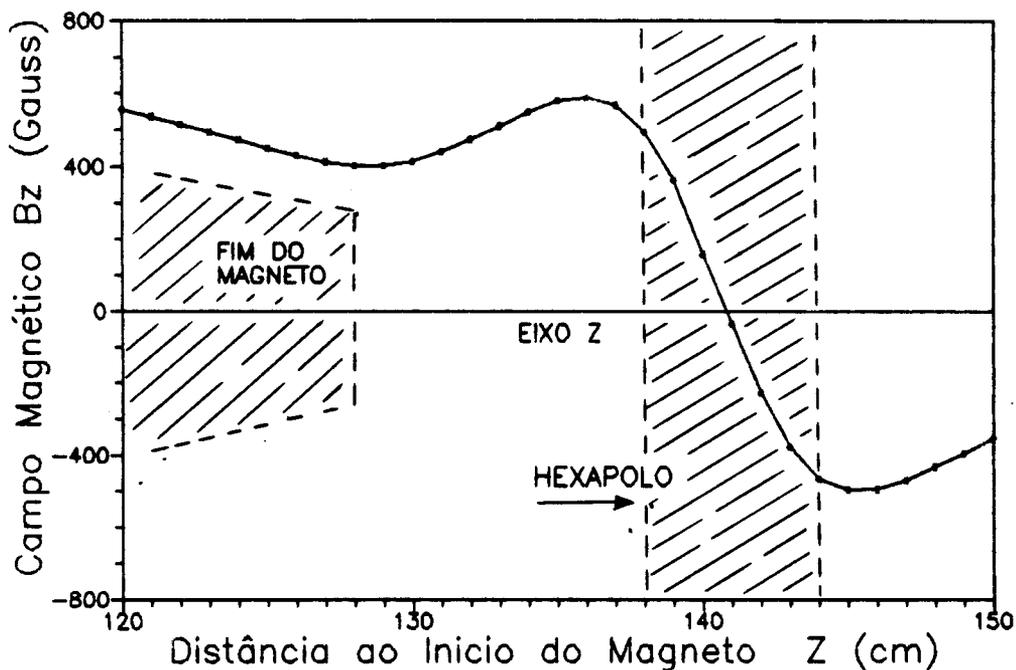
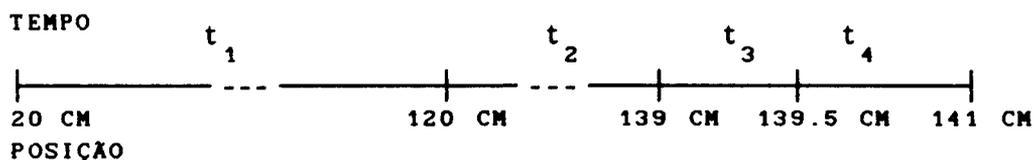


Figura 5.5.1- Perfil do campo magnético na região final da desaceleração. Estão indicadas as posições do hexapolo "frustrado" e da extremidade do magneto principal.

Entre $Z = 20$ cm, (onde $B_z \approx 1500$ G), e $Z = 129$ cm, (onde $B_z \approx 400$ G), os átomos são desacelerados uniforme-

mente. Em $Z \approx 129$ cm, o gradiente dB_z/dZ muda bruscamente, e os átomos saem de ressonância com o laser desacelerador. A partir daí, caminham com movimento uniforme até $Z \approx 139$ cm, onde o campo, após passar por um máximo, volta ao valor $B_z = 400$ G. Neste ponto, espalha mais alguns fótons, é desacelerado por alguns instantes, mas não consegue acompanhar adiabaticamente todo o campo, (devido novamente ao forte gradiente), parando de desacelerar. Finalmente, gasta mais algum tempo caminhando até a região central, em torno de $Z = 141$ cm, onde é aprisionado.

Em resumo, vamos considerar as quatro regiões citadas e quatro intervalos de tempo, t_1, t_2, t_3 e t_4 , segundo o esquema:



Para efetuar os cálculos, vamos considerar um átomo que tem uma velocidade tal que entra em ressonância com o laser desacelerador no primeiro máximo do campo, $B_z \approx 1500$ Gauss em $Z \approx 20$ cm, sendo desacelerado até cair na armadilha

Cálculo de t_1 :

Temos as equações do movimento uniformemente acelerado:

$$\left[\begin{array}{l} v_f = v_i - at \\ \text{e por Torricelli} \\ v_f^2 = v_i^2 - 2a\delta Z \end{array} \right. \quad (5.5.1)$$

(δZ = caminho percorrido)

ou ainda

$$\left[\begin{array}{l} t = \frac{V_i - V_f}{a} \\ e \\ a = \frac{V_i^2 - V_f^2}{2\delta Z} \end{array} \right. \quad (5.5.2)$$

assim

$$t = 2\delta Z \frac{V_i - V_f}{V_i^2 - V_f^2} \quad (5.5.3)$$

pela condição de ressonância

$$\gamma B_z - \Delta = kV \rightarrow V = \frac{\gamma B_z - \Delta}{k} \quad (5.5.4)$$

substituindo-se (5.5.4) em (5.5.3)

$$t = 2\delta Z \frac{\frac{\gamma B_{z_i} - \Delta}{k} - \frac{\gamma B_{z_f} - \Delta}{k}}{\left[\frac{\gamma B_{z_i} - \Delta}{k} \right]^2 - \left[\frac{\gamma B_{z_f} - \Delta}{k} \right]^2} \quad (5.5.5)$$

assim podemos obter os vários valores de t_1 para os valores de Δ que desejarmos.

Cálculo de t_2 :

Nesse caso temos velocidade constante. Assim:

$$V = \frac{\delta Z}{t_2} \quad \text{onde} \quad t_2 = \frac{\delta Z}{V} \quad (5.5.6)$$

com V dado por (5.5.4)

$$t_2 = \frac{k\delta Z}{\gamma B_z - \Delta} \quad (5.5.7)$$

onde $B_z = B_z(z=129 \text{ cm}) = 400 \text{ Gauss}$.

Cálculo de t_3 :

Calculamos o tempo t_3 do mesmo modo que t_1 sendo que os campos inicial e final são, respectivamente, $B_{zi} = 400$ G e $B_{zf} = 350$ G. De modo que o movimento é uniformemente retardado, mas por um breve período de tempo pois o átomo sai de ressonância com o laser desacelerador devido ao fortíssimo gradiente de campo a que está submetido ao caminhar nessa região.

Cálculo de t_4 :

O cálculo do movimento nesse intervalo de tempo é bastante difícil pois, na região correspondente, o campo magnético possui um alto gradiente z. As outras componentes do campo (B_x e B_y) variam bastante e os átomos entram e saem de ressonância com o laser desacelerador de acordo com a sua posição no espaço e, conseqüentemente de acordo com o campo total a que estão submetidos, nessa posição.

Vamos proceder os cálculos, desprezando a velocidade transversal no intervalo δZ considerado.

Considerando o movimento uniforme temos, como em (5.5.7)

$$t_4 = \frac{k\delta Z}{\gamma B_z - \Delta} \quad (5.5.8)$$

onde no caso, $B = 400$ G e $\delta Z = 0.015$ m.

Finalmente, computando-se todo o tempo para o átomo chegar à armadilha podemos compará-lo com os tempos medidos, conforme visto na figura 5.5.1. Nota-se que a quantidade de átomos cai rapidamente a partir de $\Delta \approx 500$ MHz isto porque, com "detunings" muito altos, os átomos que são desacelerados, começam a atingir o repouso próximo ao

fim do magneto, em torno de $Z = 130$ cm, não mais atingindo a armadilha. De fato, para "detyunings" ≥ 560 MHz nenhum sinal é detetado no seu interior, o mesmo acontecendo quando se desloca a frequência do laser desacelerador para o vermelho ("detunings" negativos).

Os resultados estão expostos na figura a seguir e mostram uma razoável concordância entre as medidas e os cálculos, principalmente para "detunings" mais baixos.

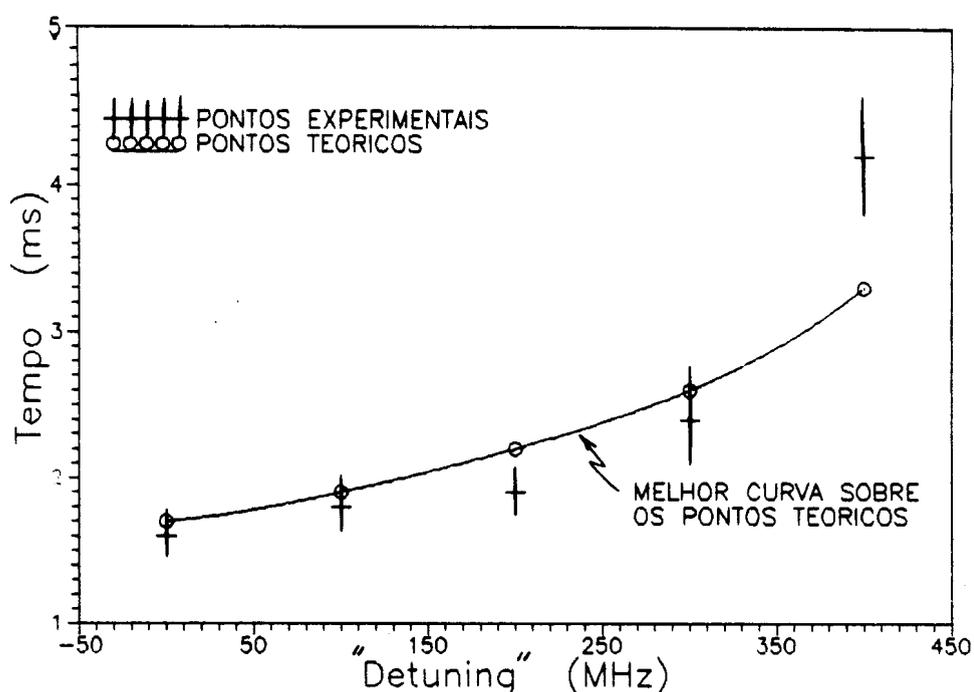


Figura 5.5.2- Comparação entre o tempo medido e a estimativa teórica para que os átomos preencham a armadilha formada pelo hexapolo "frustrado".

Uma série de medidas em escalas de tempo de abertura do "chopper" diferentes foi realizada, variando-se sua frequência angular. Observamos o tempo de preenchimento da armadilha, mantendo-se fixo o "detuning". Os resultados podem se vistos na figura (5.5.3), a seguir.

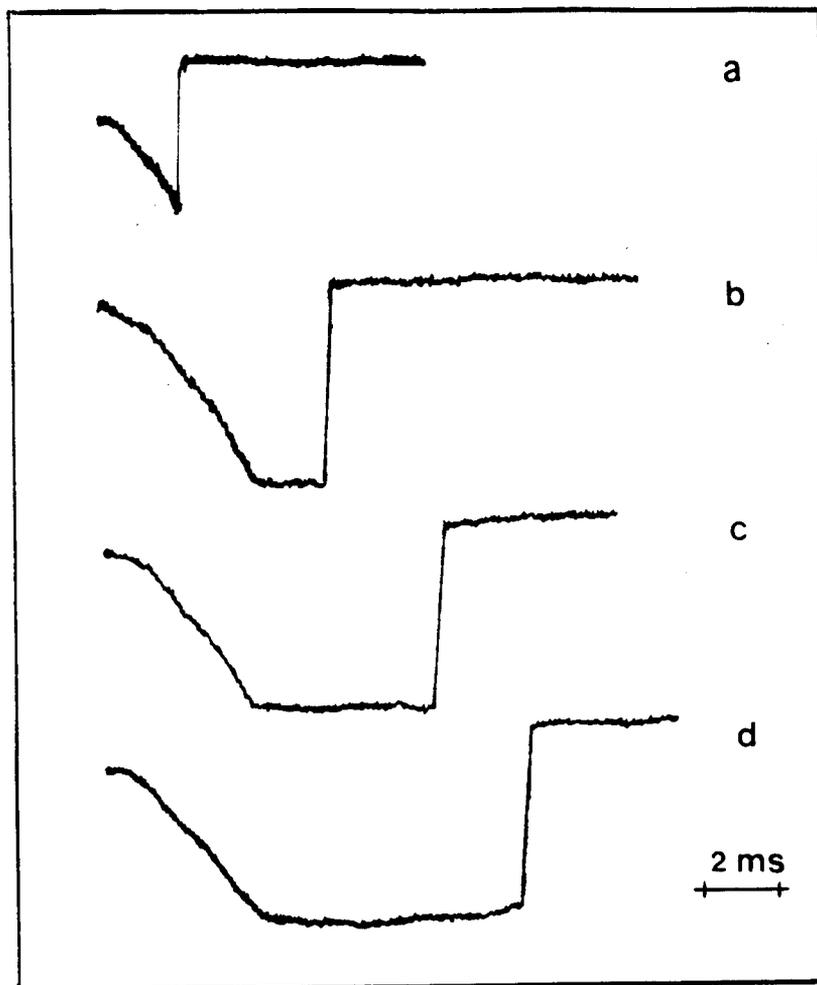


Figura 5.5.3- Fluorescência dos átomos no interior da armadilha. Em todos os casos temos 40 A no magneto principal, 30 A no hexapolo "frustrado" e "detuning" $\Delta = 350$ MHz. O tempo total de abertura é gradualmente aumentado, de **a** para **d**. Em **a**, vemos que ainda não deu tempo de se alcançar o regime estacionário. A partir de **b**, a fluorescência atinge seu máximo, e podemos medir um tempo da ordem de 4 ms para a armadilha ser preenchida.

CAPÍTULO 6 — CONCLUSÕES —

Dentro dos objetivos iniciais propostos no projeto, foi possível realizar e demonstrar a desaceleração utilizando-se apenas um laser. O estudo do processo e as conclusões a que chegamos sobre o comportamento do feixe atômico no que diz respeito aos campos, gradientes de campos magnéticos e do "detuning do laser desacelerador, nos permitiu a obtenção de átomos levados ao repouso e de feixes atômicos lentos, com velocidades conhecidas e controladas.

As técnicas de focalização do feixe foram estudadas e embora não tenhamos alcançado o objetivo de produzir uma grande quantidade de átomos numa pequena região do espaço (foco), livres de campos magnéticos e sem a presença da radiação luminosa, os experimentos foram conclusivos e nos levaram a novas possibilidades, como o estudo do aprisionamento de átomos em armadilhas magnéticas.

O estudo da forma da "frente" dos átomos desacelerados nos levou à compreensão de mais um comportamento do feixe atômico quando submetido à ação do feixe laser desacelerador.

Como sugestão para novos experimentos podemos citar a possibilidade de aumentarmos a eficiência da armadilha magnética no campo hexapolar invertido (no hexapolo frustrado), e também do poder de focalização do hexapolo convencional, multiplicando-se o gradiente do campo através de uma refrigeração mais eficiente das bobinas que compõem o hexapolo e do incremento da corrente no mesmo.

Experimentos de choques dos átomos lentos com superfícies são também factíveis com a utilização dos equipamentos construídos.

APÊNDICES

A.1 - CONSTANTES E PARÂMETROS UTILIZADOS NO TEXTO

— Constante de *Plank*

$$h \approx 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg.s} = 6.63 \times 10^{-20} \text{ J.s}$$

e

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \approx 2.1 \times 10^{-20} \text{ J.s}$$

— Coeficiente *A*, de *Einstein*

O coeficiente representa a taxa de emissão espontânea de um nível atômico. Para um sistema de dois níveis ele é igual ao inverso do tempo de vida, τ . No caso da linha D_2 do Sódio, temos $\tau \approx 16$ ns, assim,

$$A = \frac{1}{\tau} \approx \frac{1}{16 \times 10^{-9}} \text{ s}^{-1} \approx 2\pi \times 10 \text{ MHz}$$

— Constante de *Boltzman*

$$K_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ Joule/K} = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$$

— Frequência de *Rabi*, Ω

Sendo μ o momento de dipolo elétrico e E a amplitude do campo elétrico, temos, por definição,

$$\Omega = \frac{\mu E}{\hbar}$$

— Número de onda

O número de onda é normalmente definido como $2\pi/\lambda$, onde λ é o comprimento da radiação em questão. No nosso caso temos $\lambda \approx 590$ nm, e definimos, por simplicidade,

$$k \approx \frac{1}{590 \times 10^{-9}} \approx 1.7 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$$

onde, para as simulações, fizemos

$$k \approx = 1.7 \frac{\text{MHz}}{\text{m/s}} = 0.017 \frac{\text{MHz}}{\text{cm/s}}$$

— Magneton de Bohr

O magneton de Bohr constitui uma unidade natural de medida dos momentos magnéticos. Sua definição está ligada ao fato de a razão entre os módulos do momento de dipolo magnético, μ_1 , e o momento angular do elétron, L , ser uma constante. Sendo m a massa, e a carga do elétron e c a velocidade da luz, temos

$$\frac{\mu_1}{L} = \frac{e}{2mc}$$

que é escrita, usualmente, como

$$\frac{\mu_1}{L} = g_1 \frac{\mu_B}{\hbar}$$

sendo g_1 o fator g orbital, que no caso é igual à unidade. Assim, temos, por definição,

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} \approx 0.927 \times 10^{-20} \text{ erg/Gauss}$$

No texto, utilizamos também a constante γ que é definida como:

$$\gamma = \frac{\mu_B}{h} \approx 1.4 \times 10^6 \frac{\text{erg/Gauss}}{\text{erg.s}}$$

ou

$$\gamma = 1.4 \text{ MHz/Gauss}$$

— Massa do Sódio

$$M_{\text{Na}} \approx 3.8 \times 10^{-20} \text{ Kg} \approx 3.8 \times 10^{-23} \text{ g}$$

A.2 - ESQUEMAS DAS ENERGIAS DO ÁTOMO DE SÓDIO

A figura A.2.1 representa o esquema das energias do estado fundamental do átomo de Sódio na presença de um campo magnético externo. Foram calculadas pela fórmula de Breit-Rabi.^[26]

A figura A.2.2. na página seguinte representa uma visão um pouco mais geral dos níveis e subníveis Zeeman, envolvendo as duas linhas D_1 e D_2 , na região de 590 nm do espectro.

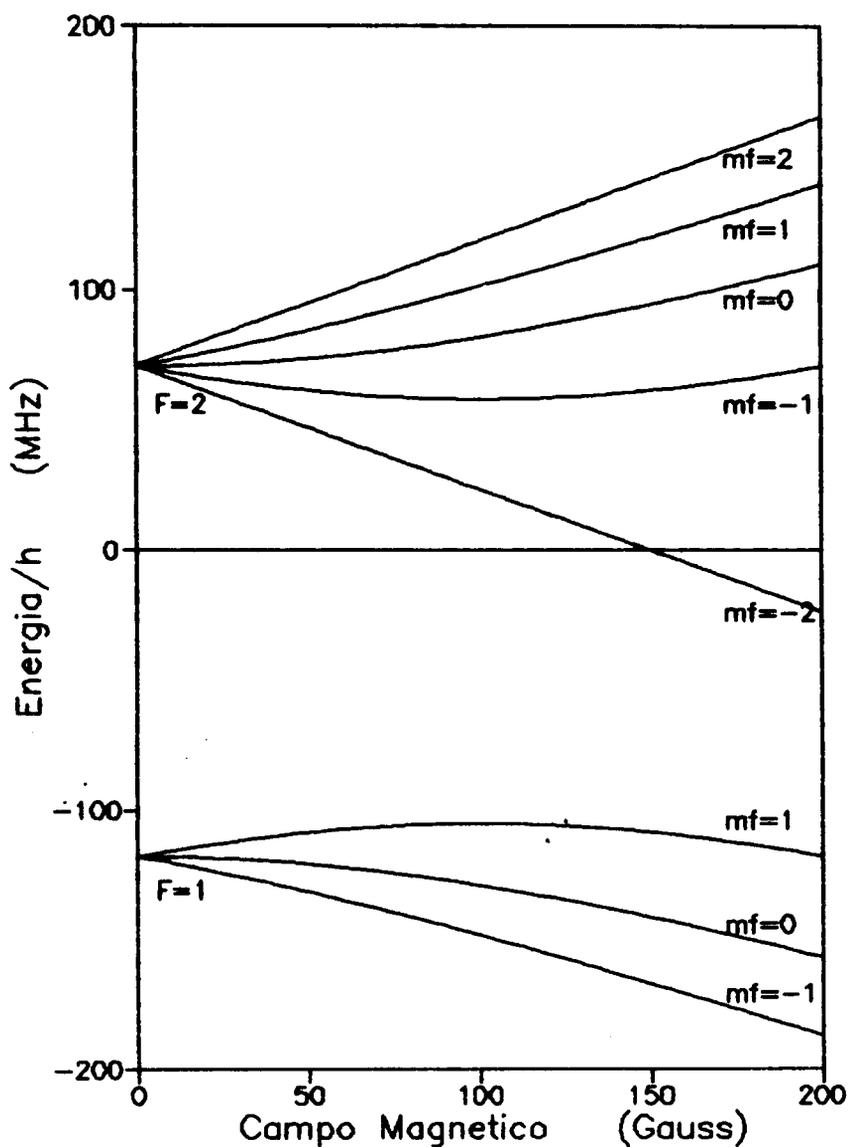


Figura A.2.1- Esquema dos subníveis $3S_{1/2}$ ($F=0$) e $3S_{1/2}$ ($F=1$) do estado fundamental do átomo de Sódio, na presença de um campo magnético externo.

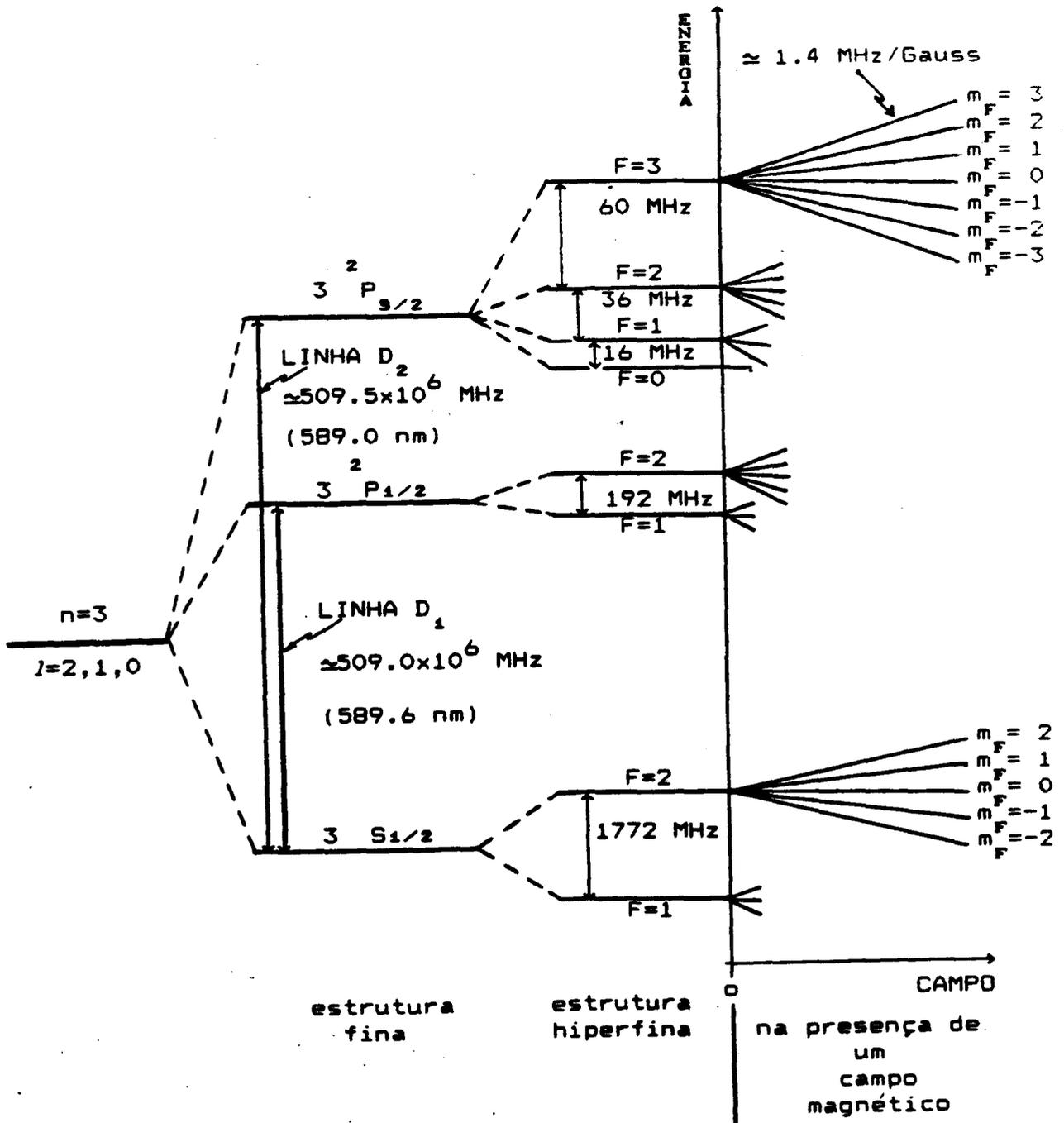


Figura A.2.2 - Esquema parcial dos níveis do átomo de Sódio incluindo as duas linhas D_1 e D_2 do dubleto. A figura nos mostra, esquematicamente, a separação Zeeman dos principais níveis envolvidos no processo de desaceleração.

ou

$$f' = f + f \frac{u}{c} \quad \text{onde} \quad u = \frac{c}{f} (f' - f) \quad (\text{A.3.5})$$

substituindo-se $c = \lambda f$ temos

$$u = \lambda (f' - f) \quad (\text{A.3.6})$$

no nosso caso, o comprimento de onda é $\lambda \approx 590 \times 10^{-9}$ m, assim, se usarmos $(f' - f)$ em MHz, podemos escrever

$$u = 590 \times 10^{-9} (f' - f) \times 10^6 \quad (\text{A.3.7})$$

ou

$$u = 0.59 (f' - f) \quad (\text{A.3.8})$$

Assim, basta multiplicar $(f' - f)$, obtido diretamente dos gráficos de fluorescência dos feixes desacelerados, por 0.59, para obtermos a velocidade dos átomos que estão em ressonância com o laser de prova, em metros/segundo.

Nas nossas medidas, o feixe de referência é direcionado perpendicularmente ao feixe atômico o que nos dá a posição, em frequência, correspondente à velocidade zero (em primeira aproximação), quando tomamos o espectro da fluorescência, ao varrermos o laser de referência em torno da linha espectral desejada. Com a varredura do laser de prova, obtemos a nova posição, correspondente à velocidade dos átomos desacelerados, para cada "detuning" do laser desacelerador. O laser de prova é direcionado quase paralelo ao feixe atômico.

A disposição experimental utilizada foi mostrada na figura 2.3.1, na página 11. Notar que a entrada do laser de prova é quase paralela ao feixe atômico.

A figura A.3.1, na próxima página, apresenta um espectro típico da fluorescência do feixe desacelerado. No espectro, estão indicadas as velocidades dos átomos que emergem do magneto principal para os diversos casos.

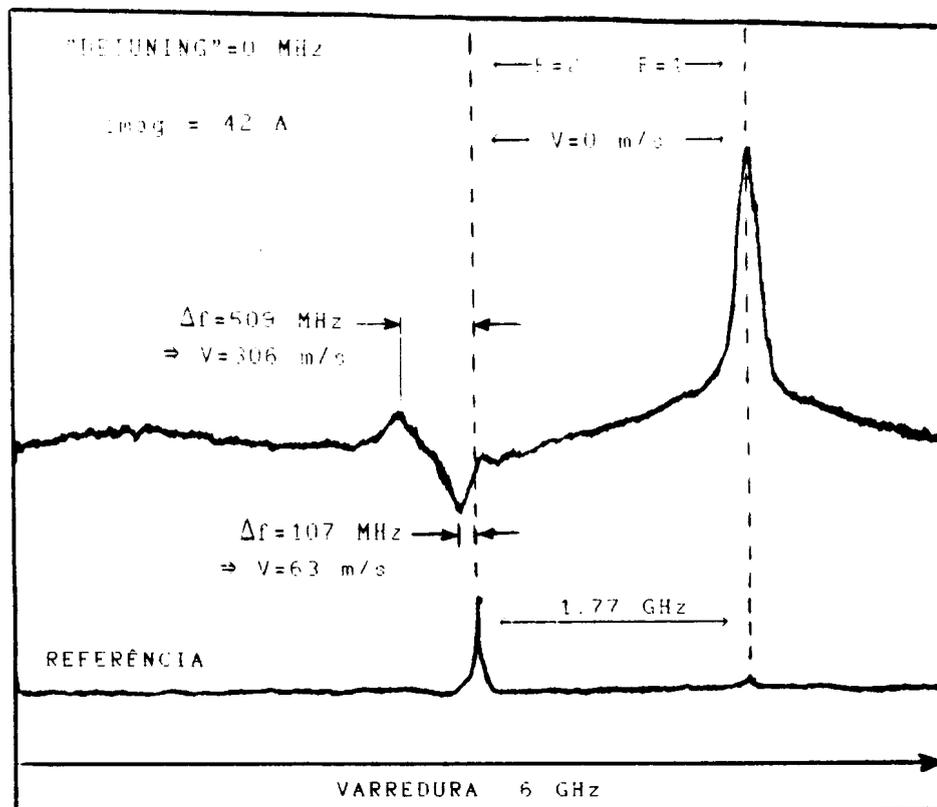


Figura A.3.1- Espectro típico dos átomos desacelerados. Foi feita uma varredura de 6 GHz em torno do dubleto. Abaixo vemos a varredura de referência apenas com uma fração do laser de prova passando a 90° com a direção do feixe, no ponto de observação. Acima temos o espectro feito com o laser desacelerador ligado, com "detuning" zero, ao varreremos o laser de prova. Estão indicadas as posições correspondentes aos subníveis com F=1 e F=2 do estado fundamental do Sódio e as velocidades mais prováveis dos átomos em cada caso.

A.4 - A FONTE EFUSIVA E A VELOCIDADE DOS ÁTOMOS^[27]

Nossa fonte de átomos consiste do forno descrito no item 2.3.1 e mostrada na figura 2.3.1.1 na página 12. Dis-se que uma fonte é do tipo efusiva, quando a abertura pela qual as partículas (átomos ou moléculas) são expelidas da câmara que os contém, é muito menor que seu livre caminho médio no interior da câmara. No nosso caso, temos uma abertura circular na extremidade do "nozzle", da ordem de $10^2 \mu\text{m}$ sendo portanto este, o nosso caso.

— A distribuição de velocidades de *Maxwell*

Sendo dN o número de partículas com velocidade entre v e $v+dv$, em um certo volume de gás, e N , o número total de partículas, temos, pela conhecida lei de distribuição de velocidades de *Maxwell*

$$\frac{dN}{dv} = Nf(v) = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\alpha^3} v^2 e^{-v^2/\alpha^2} \quad (\text{A.4.1})$$

onde $\alpha = \sqrt{2K_B T/m}$, sendo m a massa da partícula

— A distribuição de velocidades no feixe atômico

A probabilidade de uma partícula emergir através da pequena abertura é proporcional à sua velocidade. Dessa forma a dependência com a velocidade no feixe será propor-

cional à equação A.4.1 multiplicada por v . A constante de proporcionalidade pode ser obtida pela normalização da intensidade total do feixe, I_0 . Sendo $I(v)dv$ a intensidade de partículas com velocidades entre v e $v + dv$,

$$I(v) = \frac{2I_0}{\alpha^4} v^3 e^{-v^2/\alpha^2} \quad (\text{A.4.2})$$

Das equações A.4.1 e A.4.2 e utilizando-se os procedimentos contidos na referência [24], podemos escrever para o feixe:

a) **Velocidade mais provável**

$$v_{mp} = \alpha = \sqrt{3/2} \alpha = 1.22\alpha \quad (\text{A.4.3})$$

b) **Velocidade média**

$$\bar{v} = (3/4)\sqrt{\pi} \alpha = 1.33\alpha \quad (\text{A.4.4})$$

c) **Velocidade quadrática média**

$$v = \sqrt{2} \alpha = 1.42 \alpha \quad (\text{A.4.5})$$

A.5 - PROGRAMAS UTILIZADOS NAS SIMULAÇÕES^[28]

Os programas utilizados nas simulações numéricas estão listados a seguir. Em cada caso, foram feitas as variações necessárias, tais como o perfil do campo magnético, o "detuning", a velocidade etc., de acordo com o problema em questão.

O programa Desacel foi utilizado para as simulações da desaceleração dos feixes atômicos e o programa Hexal.for, nas simulações sobre o movimento dos átomos ao atravessarem o campo hexapolar, nos estudos de focalização.

```
C      HEXA1.FOR (calcula a trajetória dos átomos ao
C      atravessarem o campo hexapolar)
      DIMENSION VZ(1000),VY(1000),Z(1000),Y(1000)
      WRITE(*,*)'DIGITE :N,Z0,Y0,VZ0,VY0,DELTAT,BETA'
      READ(*,*)N,Z(1),Y(1),VZ(1),VY(1),DELTAT,BETA
      DT=DELTAT/N
      WRITE(*,*)'NUMERO DE PONTOS A SALTAR ANTES DE ESCREVER ?

      READ(*,*)NPS
      AZ=0.
      DO 2 I=1,N+1
      IF (Z(I).GE.0.AND.Z(I).LE.4)THEN
      AY=-BETA*Y(I)
      ELSE
      AY=0
      END IF
      VZ(I+1)=VZ(I)+DT*AZ
      VY(I+1)=VY(I)+DT*AY
      Z(I+1)=Z(I)+DT*VZ(I+1)
      Y(I+1)=Y(I)+DT*VY(I+1)
      IF(I/NPS.EQ.FLOAT(I)/FLOAT(NPS))THEN
      WRITE (11,4)Z(I+1),Y(I+1)
      END IF
2      CONTINUE
4      FORMAT(3X,F8.2, 3X,F8.2)
      STOP
      END
```

```
program DESACEL
implicit double precision (a-h,o-z)
dimension CAMPO(0:150)
common DELTA,CAMPO
double precision DZ,L,Z,V,V0,AUXILIAR,PI,
double precision VETOR(1:150000)
double precision K0,K1,K2,K3,MATRIZ(1:150000)
double precision ZED(1:150000)
parameter(PI=3.14159265359D0)
parameter(N=150000,L=150.0D0)
call LERCAMPO(CAMPO)
DELTA=200.0D0
V0=60000.0D0
WRITE(*,*)'DIGITE O VALOR DA CORRENTE'
READ(*,*)CORR
DO 10 I=0,149
CAMPO(I)=CAMPO(I)*(CORR/35.0D0)
10 CONTINUE
DZ=L/N
Z=0.0D0
V=V0
do 20 i=0,N
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)=V
MATRIZ(i)=1.4D0*B(Z)-DELTA
20 continue
do 30 i=12540,12640
WRITE(10,*)ZED(i*10),VETOR(i*10),MATRIZ(I*10)
30 continue
stop
```

c Continuação do programa desacel
 end

c
 double precision function B(Z)
 implicit double precision (a-h,o-z)
 common DELTA,CAMPO(0:150)
 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 DELTA
 double precision K,MU
 parameter (PI=3.14159265359D0,K=0.017D0,MU=1.4D0)
 parameter (A=10.0D0,OMEGA=40.0D0)
 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(0:150)
 do 40 i=0,149
 read(119,*)CAMPO(i)
40 continue
 return
 end

REFERÊNCIAS

- 1 - V. S. Bagnato, D. E. Pritchard, and Daniel Klepner, *Phys. Rev. A*, **35**, 4354 (1987)
- 2 - "Possibilidades de Produção de um Feixe Atômico Monoenergético" Valdir Carlos Collussi- tese de mestrado apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos- USP- São Carlos (1992)
- 3 - W. Hänsch and A. L. Shawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975)
- 4 - J. V. Prodan, W.D. Phillips, and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1149 (1982).
- 5 - R. N. Watts and C. E. Wieman, *Opt. Lett.* **11**, 291 (1986).
- 6 - W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, *phys. Rev Lett.* **54**, 996 (1985).
- 7 - V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- 8 - R. J. Cook, *Phys. Rev. A*. **20**, 224 (1979)..
- 9 - R. J. Cook, *Phys. Rev. A*. **22**, 1078 (1980).
- 10 - W. D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- 11 - V. S. Bagnato, C. A. Faria Leite, R. J. Napolitano and S. C. Zilio— "Observations on the Zeeman Technique to Produce Slow Atoms" — Proceeding of the Workshop, Held in Marciana Marina, Elba Island - Italy, May-2-5, 70 (1990)

- 12 - "Construção de um Sistema Experimental Para Desaceleração de Átomos" *Marcel Eduardo Firmino* — Tese apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos - USP - São Carlos (1991)
- 13 - *V. S. Bagnato, A. Aspect and S. C. Zilio*, *Opt. Comm.* **72**, 76 (1989)
- 14 - *V. S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega Jr. and S. C. Zilio*, *J. Opt. Soc. Am. B.* (1990)
- 15 - *Shan S. Kuo*, "Computer Applications of Numerical Methods" - Addison Wesley Publishing Company, Inc. (1972).
- 16 - *M. E. Firmino, C. A. Faria Leite, S. C. Zilio and V. S. Bagnato*, *Phys. Rev. A.* **41**, 4070 (1990).
- 17 - *H. Friedburg*, *Z. Physik* **130**, 493 (1951)
- 18 - *H. Ebinghaus, G. Spindler and E. Stiffens*, *Z. Physik*, **267**, 15-18 (1974).
- 19 - *V. S. Bagnato, V. Colussi, C. A. Faria Leite, L. Marcassa, D. Millori, R. Napolitano, M Oriá, G. Surdutovich and S. C. Zilio* — "Cooling and Trapping of Atoms and Ions" — Anais da III Escola de Verão Jorge André Swieca de Óptica Quântica e Não Linear, Recife (1992)
- 20 - "Laser Cooling and Trapping of Atoms" *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2020-2220 (1989).
- 21 - *V. I. Balikin, V. S. Letocov and A. I. Sidorov*, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **40**, 251 (1984)

- 22 - Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cøole, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- 23 - W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
- 24 - E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- 25 - Alan L. Mgdall, John V. Prodan, and Willian D. Phillips, Phys. Rev. Lett. **54**, 2598 (1985).
- 26 - Alan Corney — "Atomic and Laser Spectroscopy" — Oxford: Clarendon Press. (1977)
- 27 - O estudo experimental com feixes moleculares é descrito com riqueza de detalhes no livro "Molecular Beams", Norman F. Ramsey - Oxford: Clarendon Press (1963)
- 28 - "Simulação do Processo de Desaceleração de Átomos Pela Técnica de Ajuste Zeeman" - R. J. Napolitano - Tese apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos- USP- São Carlos (1990)