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

“MANIPULAÇÃO TRANSVERSAL DE FEIXES ATÔMICOS PARA POSSÍVEL USO EM
LITOGRAFIA ATÔMICA”

OK

Marcos Veríssimo Alves

*Dissertação apresentada ao Instituto de Física
de São Carlos, Universidade de São Paulo,
para obtenção do Título de Mestre em Física
Básica*

ORIENTADOR: *Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato*

SÃO CARLOS

1997

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA D
INFORMAÇÃO

Alves, Marcos Veríssimo

Manipulação Transversal de Feixes Atômicos Para Possível Uso
Nanolitografia Atômica.

São Carlos, 1997.

114 p.

Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física de São Carlos, 1997.

Orientador : Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Feixes Atômicos 2. Nanolitografia Atômica

I. Título.

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

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

Fone (016) 272-6222
Fax (016) 272-2218

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
MARCOS VERÍSSIMO ALVES APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO
CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 30 DE OUTUBRO DE 1997.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato/IFSC-USP

Prof. Dr. Daniel Pereira/UNICAMP

Prof. Dr. Miled Hassan Youssef Moussa/UFSCar

Aos meus pais, Marcos e Ana, ao meu
irmão Rodrigo e, last but never least, à Silvia.

Agradecimentos

- Aos meus pais, pela força desde minha graduação e pelos conselhos amigos e carinhosos ao longo de minha jornada em São Carlos (sete longos anos...). Ao meu irmão, pela amizade e pela saudade sempre constante que a distância (Viçosa é longe, sabem ?) causou. Mais do que tudo, à minha avó Anália e à minha tia Ignez, e à minha tia Laura, também, pelo tanto de rezas e torcida no decorrer do trabalho - sempre ajuda, nunca atrapalha...
- Ao Professor Dr. Vanderlei Salvador Bagnato pela sugestão do tema, orientação e discussões, além da amizade e compreensão durante o decorrer do trabalho e pela sensibilidade em encontrar um trabalho que sabia que eu seria capaz de executar no tempo restante, na hora em que encontrei-me em dificuldades.
- Ao Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa, pela ajuda (indispensável e crucial) no começo do trabalho.
- À Aparecida e à Débora, pela força e conselhos sábios no desenvolver do trabalho, e por me mostrar como é importante a paciência.
- Aos técnicos da Oficina Mecânica do IFSC : Carlinhos, João, Ferris, Evaldo e outros, pela imensa paciência em fazer, às pressas, os trabalhos complexos que sempre apareceram no decorrer do trabalho. Também ao Edivaldo, Marcão e a todos os outros técnicos da Oficina de Óptica, pela presteza em realizar nossos trabalhos.
- Ao nosso técnico e camarada Gilberto, pela paciência em me ajudar sempre que precisei e quebrar meus galhos quando os técnicos da oficina mecânica não podiam.

- Ao "Clã do Jirimum" : Joatan, Daniel, Humbe, Flávio e outros; ao Cleber, Lino e Serginho, pela amizade e ao Gugs pelas "ignorâncias" no lab, o que nos rendeu boas risadas. Ao professor Fred, pelo constante bom-humor que, nos momentos mais difíceis, nos punha pra cima. Ao professor Zílio, por algumas conversas sobre o trabalho, no final.
- Ao Bill pela ajuda na montagem do sistema experimental de estabilização mecânica e desaceleração do feixe atômico.
- Ao Subrata, companheiro de um ano, mas como que um irmão, por ter-nos adotado como família aqui no Brasil e por todas as conversas de desabafo e muitas, mas muitas risadas em casa. Thanx for all, dude !
- Ao Ricardo e André, por me darem a maior força moral durante quase todo o meu período de mestrado.
- Aos meus colegas de curso e amigos desde a graduação : Jabá, Claudinha, Fernandão, Fernandinho, Zé Paulo, Marletta, Marconi, pela amizade e papos-furados na cantina, às 4 da tarde.
- Aos amigos Reginaldo, Cristina, Dione, Marcinho, Salviano, Manzoli, João Vítor, Cíntia e Gilberto, Marcelinho, [Vanderlei (Vandão)], Virgílio, Domingos, Diógenes, Luis, Neemias, Ricardo e André, pelo companheirismo no desenrolar deste mestrado em São Carlos.
- À Silvia que, no momento em que faço as correções finais nesta Dissertação, completa dois anos e meio me aguentando e sempre me dando suporte e força pra passar pelos

momentos difíceis. A ela, que aguentou meus maus-humores com infinita paciência e sendo minha companheira, meu carinho. Obrigado, Miudinha...

- À Sandra, por ter cuidado da Silvia quando ela chegou a São Carlos, e por ter aguentado meus maus-humores por tabela (quem manda ser irmã-gêmea da Silvia?), e claro, pela amizade.
- Ao professor Francisco, por sempre ter mostrado grande interesse em meu trabalho e por sempre ter me dado uma forçona, nunca me pondo pra baixo, desde o Laboratório Avançado, na graduação.
- E, pra não dizerem que deixei alguém de fora, a todos os colegas, professores e funcionários do IFSC-USP que, de uma forma ou de outra, fizeram que o tempo que passou fosse melhor.

Conteúdo

Resumo	i
Abstract	ii
1 Introdução	1
2 A Força de Radiação e a Desaceleração de Feixes Atômicos.	5
2.1 Princípios de Desaceleração de um Feixe Atômico	5
2.1.1 A Técnica de Ajuste Zeeman	6
2.2 O Seguimento Adiabático	10
2.2.1 O Campo Magnético e a "Trajetória das Velocidades "	10
2.3 Aparato e Procedimento Experimentais	16
2.3.1 O Sistema de Vácuo	17
2.3.2 A Fonte Efusiva de Átomos	18
2.3.3 O Sistema Óptico	18
2.4 Obtenção e Caracterização de um Feixe Atômico Desacelerado de Sódio - Procedimento e Resultados Experimentais	19
2.4.1 O Problema do Bombeamento Óptico[14]	20
2.4.2 Obtenção de um Feixe Atômico Desacelerado	22

CONTEÚDO	2
3 A Compressão do Feixe Desacelerado Através do 2DMOT	26
3.1 Resultados Experimentais : Compressão do Feixe Térmico	26
3.2 Simulação Numérica do Experimento de Compressão para Átomos Desacelerados	30
3.3 Aparato e Procedimento Experimentais Usados Para a Compressão do Feixe Atômico Desacelerado	36
3.3.1 a) Análise da Compressão Obtida com a Variação do Detuning dos Feixes de Compressão	43
3.3.2 b) Análise da Compressão Obtida com a Variação do Detuning do Feixe Desacelerador	51
3.3.3 c) Análise da Compressão Obtida com a Variação da Corrente no Magneto de Desaceleração	55
3.3.4 d) Análise da Compressão Obtida com a Variação da Corrente na Bobina Extratora	55
4 A Força Magneto-Óptica e Estruturas Espaciais	56
4.1 Cálculos para Estruturas em Anéis	57
4.2 A Força de Vórtex. Condições para a Formação de Órbitas Estáveis para um Átomo Aprisionado num MOT no Modelo sem Correções	62
4.3 O Modelo Corrigido	66
4.4 Resultados Numéricos : Simulações de uma Armadilha Magneto-Óptica Bidimensional (2DMOT)	67
4.4.1 O Programa de Integração	68
4.4.2 Resultados Numéricos	69

CONTEÚDO	3
4.5 Resultados Experimentais : Observação de uma Estrutura em Anel no Feixe Atômico Térmico.	86
4.5.1 Resultados Numéricos: Simulações de Estruturas em Anel num Feixe Atômico Térmico	89
4.5.2 Resultados Numéricos: Compressão de uma Estrutura em Anel Formada no Feixe Térmico	92
4.5.3 Resultados Numéricos: Compressão de uma Estrutura em Anel Formada num Feixe Desacelerado	93
5 Discussão	102
Apêndice: Forças de Radiação sobre um Átomo de Dois Níveis	108

Lista de Figuras

2.1	<i>Gráfico do campo magnético calculado para desacelerar os átomos no feixe.</i>	9
2.2	<i>Campo magnético medido experimentalmente com uma sonda Hall em nosso laboratório. Os parâmetros experimentais, obtidos através de fitting, estão listados no gráfico. A corrente no magneto era de 38 A, a mesma corrente usada para desacelerar os átomos.</i>	11
2.3	<i>Gráfico de k_v e $f(z)$ para vários valores de velocidades iniciais. Os valores estão devidamente listados no gráfico.</i>	12
2.4	<i>Gráfico mostrando que pode haver valores de detuning e velocidade inicial para os quais o átomo chega a voltar sobre sua trajetória espacial longitudinal.</i>	13
2.5	<i>Gráfico de $k_v(z)$ e $f(z)$ para uma velocidade inicial de 500 m/s e detuning do laser desacelerador de 100 MHz.</i>	14
2.6	<i>Região ampliada mostrando o cruzamento de k_v com $f(z)$. Note a região onde $k_v - f(z)$ é praticamente constante, mostrando que o efeito Doppler é constantemente compensado pelo efeito Zeeman.</i>	15
2.7	<i>Esquema completo da montagem experimental, mostrando o sistema óptico utilizado em nosso experimento, assim como o sistema de vácuo.</i>	17
2.8	<i>Estrutura hiperfina e níveis eletrônicos do átomo de sódio.</i>	20

2.9	<i>Esquema de níveis para o átomo de sódio e as transições usadas para a desaceleração.</i>	21
2.10	<i>Espectro de fluorescência (em unidades arbitrárias e normalizadas) em função da varredura de frequência do laser de prova, em GHz. Note-se o pico de intensidade em $F=1$ e a pequena quantidade de átomos em $F=2$. As linhas sólidas verticais são as frequências das transições $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ e $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$. O zero está posicionado na frequência da segunda transição mencionada.</i>	24
2.11	<i>Gráfico da velocidade dos átomos emergentes contra o detuning do laser de-sacelerador. O gráfico mostra o comportamento linear esperado, mostrando perfeita concordância do experimento com a teoria.</i>	25
3.1	<i>Feixe atômico térmico visto de frente por meio de um laser de prova a 90° antes de os lasers de compressão serem ligados</i>	27
3.2	<i>Feixe atômico térmico após a compressão. Note-se a maior intensidade no centro.</i>	28
3.3	<i>Perfil de intensidades do feixe atômico, captado pela CCD, sem compressão. A distribuição é baixa e larga.</i>	28
3.4	<i>Perfil de intensidades do feixe atômico comprimido, captado pela CCD. Aparece um pico de intensidades aproximadamente 5,5 vezes maior, e há uma diminuição da largura a meia-altura de um fator de aproximadamente 4 vezes.</i>	29
3.5	<i>Gráfico mostrando as posições finais calculadas para um ensemble de 1000 átomos após o processo de desaceleração.</i>	32

3.6 *Gráfico mostrando os átomos do ensemble após o processo de compressão.*
A região de interação é de 2 cm, as frequências de Rabi usadas são de 29
MHz e o gradiente de campo magnético é igual nos dois eixos do plano. . . 33

3.7 *Histograma do número de átomos em função da distância ao centro do*
sistema de coordenadas. 34

3.8 *Histograma do número de átomos em função da distância ao centro do*
2DMOT, após a compressão da distribuição inicial. 35

3.9 *Esquema simplificado mostrando a montagem experimental para a com-*
pressão do feixe atômico. B.I. é uma bomba iônica e B.T. é uma bomba
turbo, não mostradas e conectadas com flanges em forma de T com janelas
com coating anti-refletor em suas extremidades. 37

3.10 *Imagem do feixe atômico comprimido, obtida através de uma câmera CCD.*
O feixe, visto na figura como um "risquinho " bastante brilhante, tem cerca
de 0.1 mm de espessura. 38

3.11 *Gráfico mostrando a fluorescência em função da posição no plano x-y. Note*
o pico no centro, mostrando um ponto com grande fluorescência, indicando
que ali é maior a densidade de átomos. A largura do pico, na direção x,
é maior do que na direção y. Isto deve-se à assimetria dos gradientes de
campo magnético nestas direções. 39

3.12 *Perfil de intensidades do feixe atômico sem compressão, em vermelho, e do*
feixe atômico comprimido, em preto, após suavização por FFT. 41

3.13 *Início da sequência em que variamos o detuning dos feixes de compressão.*
Aqui o detuning está em cerca de 5 MHz. 44

LISTA DE FIGURAS	7
3.14 <i>Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de +</i> <i>2.5 MHz.</i>	45
3.15 <i>Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de 0</i> <i>MHz.</i>	46
3.16 <i>Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de</i> <i>-2.5 MHz.</i>	47
3.17 <i>Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de -5</i> <i>MHz.</i>	48
3.18 <i>Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de</i> <i>-7.5 MHz.</i>	49
3.19 <i>Final da sequência em que se varia o detuning dos lasers de compressão.</i> <i>Aqui os lasers estão com o detuning a cerca de -10 MHz.</i>	50
3.20 <i>Início da sequência onde se variou a velocidade do feixe atômico. Aqui o</i> <i>laser desacelerador tinha seu detuning a +800 MHz, e alguns átomos não</i> <i>conseguiram sair do magneto de desaceleração, sendo parados ou voltando</i> <i>sobre sua trajetória antes de conseguirem sair.</i>	52
3.21 <i>Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 600 MHz.</i>	53
3.22 <i>Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 400 MHz.</i>	53
3.23 <i>Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 200 MHz.</i>	54
3.24 <i>Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 0 MHz. Este</i> <i>último gráfico corresponde essencialmente ao feixe atômico descomprimido.</i>	54

-
- 4.1 *Representação esquemática de um 2DMOT. Os quatro feixes desalinhados exercem uma força, sobre o átomo, que varia espacialmente, de modo que ele percorre uma trajetória circular no plano xy . Esta trajetória é helicoidal, quando observada em duas dimensões, visto que o átomo possui velocidade não-nula na direção z (não mostrada na figura). 58*
- 4.2 *Representação esquemática da abertura dos níveis de energia de um átomo de dois níveis cujo estado fundamental tem $s = 0$ e o estado excitado tem $s = 1$. A força restauradora é sempre direcionada para a origem, onde $B = 0$ 59*
- 4.3 *Trajetoária de um átomo numa armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT). O raio inicial é $r_0 = 0.07$ cm. Note-se a diferença inicialmente pequena, aumentando gradativamente e posteriormente diminuindo, entre os raios de órbita r_n e r_{n+1} 70*
- 4.4 *Trajetoária de um átomo numa armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT). O raio inicial é $r_0 = 0.14$ cm. 71*
- 4.5 *Trajetoária de um átomo numa armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT). O raio inicial é $r_0 = 0.35$ cm. 71*
- 4.6 *Trajetoária de um átomo num 2DMOT. O raio inicial é de aproximadamente $r_0 = 0.5$ cm. Note como o raio da órbita diminui à medida em que o detuning é aumentado, nos gráficos subsequentes. 72*
- 4.7 *Trajetoária de um átomo num 2DMOT. O raio da órbita estável agora é de aproximadamente $r_0 = 0.38$ cm. A variação no detuning foi de 0.5 MHz. 73*
- 4.8 *Trajetoária de um átomo num 2DMOT. O raio da órbita estável é de aproximadamente $r_0 = 0.17$ cm. 74*

LISTA DE FIGURAS	9
4.9 Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.2 MHz.	76
4.10 Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.4 MHz.	76
4.11 Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.6 MHz.	77
4.12 Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.8 MHz.	77
4.13 Gráfico da trajetória de um átomo num 2DMOT. Na sequência mostrada, o raio médio da órbita varia de aproximadamente 0.08 cm. Este último gráfico mostra o valor limite onde a órbita ainda pode existir, o que pode ser notado pela maior proximidade do fim da órbita, do centro do sistema de coordenadas.	78
4.14 Gráfico mostrando a trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se os efeitos de emissão espontânea. Os parâmetros são os mesmos usados para obetr-se o gráfico da figura 4.13. Desta vez, não se forma uma órbita estável.	80
4.15 Trajetória para um átomo que interage com o campo por 0.005 segundos. .	81
4.16 Trajetória para um átomo que interage com o campo por 0.05 segundos. . .	81
4.17 Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 5 cm.	82

LISTA DE FIGURAS

10

4.18

Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 10 cm.

83

4.19

Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 15 cm.

84

4.20

Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 20 cm.

85

4.21

Estrutura em anel obtida desalinhando-se os feixes e variando-se o detuning dos lasers de compressão.

87

4.22

Perfil de intensidades da estrutura em anel, captado pela CCD. Há um maior número de átomos num dos lados do anel, indicado por um nível maior de intensidade na medida da fluorescência captada pela CCD.

88

4.23

Gráfico mostrando as posições finais de um ensemble de 800 átomos após passar por um 2DMOT com uma região de interação de 20 cm.

90

4.24

Histograma mostrando o número de átomos em função do raio no plano. Podemos notar que há um maior número de átomos em torno de 0,3 cm.

91

4.25

Distribuição inicial de átomos num anel, considerando-se o problema da emissão espontânea.

93

4.26

Histograma de distribuição de átomos em função da distância ao centro da armadilha.

94

4.27

Gráfico mostrando as posições finais dos átomos da figura anterior após passar por um 2DMOT com região de interação de 20 cm.

95

4.28	<i>Histograma da distribuição de átomos em função da distância ao centro da armadilha.</i>	96
4.29	<i>Gráfico mostrando as posições finais para um ensemble de 900 átomos com velocidade de saída de 15 m/s num 2DMOT com região de interação de 20 cm. O problema da emissão espontânea foi considerado na simulação numérica.</i>	97
4.30	<i>A estrutura em anel, comprimida. O quadrado em vermelho mostra a região que será ampliada para uma investigação mais cuidadosa da possibilidade de existência da compressão do anel numa estrutura menor.</i>	98
4.31	<i>Ampliação da região central onde estão os átomos da estrutura em anel formada no feixe desacelerado, após a compressão.</i>	99
4.32	<i>Histograma do número de átomos em função da distância ao centro da armadilha.</i>	100

*Este trabalho foi financiado pela Fundao de Amparo à
Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e pelo Conselho Nacional
de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).*

Resumo

Desde o desenvolvimento de técnicas para controlar o movimento atômico usando a força de pressão de radiação, muitas aplicações têm sido sugeridas e implementadas. Entre estas, o aprisionamento atômico e o desenvolvimento de estruturas espaciais com átomos frios merece atenção especial devido à sua potencial aplicação em depósitos superficiais como litografia. Realizamos, neste trabalho, um estudo sobre feixes atômicos e sua desaceleração e compressão espacial. Realizamos também estudos numéricos sobre a formação de estruturas em anéis em feixes atômicos, verificando ser factível, e estudando também a compressão destas estruturas espaciais, com vistas a possíveis aplicações em nanolitografia atômica.

Abstract

From the very beginning of the development of atomic motion control techniques using the radiation pressure force, a variety of applications have been suggested and implemented. Of all these, atomic trapping techniques and the development of spatial structures using cold atoms deserves special attention due to its potential application to surface deposition such as lithography. In the present work, we perform a study on atomic beams and their deceleration and spatial compression. We also perform numerical studies and present experimental observation of the realization of spatial ring structures in atomic beams, verifying its factibility, and we study the compression of such ring-shaped structures with application in atomic nanolithography as the ultimate goal.

Capítulo 1

Introdução

Feixes atômicos têm sido amplamente estudados nas duas últimas décadas, por seu enorme potencial de aplicações em física básica e aplicada. A manipulação das velocidades de um feixe atômico através da pressão de radiação é uma das técnicas usadas para a obtenção de feixes com átomos lentos, que têm aberto várias possibilidades em campos de pesquisa na área de espectroscopia, estudos de violação de paridade e metrologia, para citar apenas algumas das áreas beneficiadas por estas técnicas.

As primeiras evidências da manipulação de feixes usando a força de radiação surgiram por volta da década de 30. Em 1933, Frisch[1] observou a deflexão de um feixe de átomos de sódio através da pressão de radiação ressonante de uma lâmpada de sódio. Em 1950, Cross e Ramsey[2] verificaram que o momentum de recuo do fóton e do elétron eram simultâneos e estavam de acordo com as leis de conservação de energia e de momentum. No entanto, não poder-se-ia conseguir melhores resultados com fontes de luz térmicas, principalmente devido a problemas advindos da baixa densidade espectral destas fontes.

Com o advento dos lasers houve um grande salto nesta área de pesquisa, com avanços impressionantes e novas perspectivas em pesquisa. As primeiras propostas de desaceleração de átomos, tirando proveito da pressão de radiação, foram feitas independente-

mente por Hänsch e Schawlow[3], em Stanford, e por Wineland e Dehmelt[4], na Universidade de Washington, em 1975. A primeira observação de desaceleração de átomos foi realizada por Wineland[5], em 1979, com íons de magnésio aprisionados numa armadilha iônica. De lá para cá, várias técnicas foram desenvolvidas[6], tais como a de "*frequency chirping*", que usa um laser varrendo em frequência para desacelerar os átomos, ou desaceleração através do uso de uma fonte de luz branca, que estará sempre em ressonância com os átomos, em parte, para produzir a desaceleração. Nesta última, usa-se um laser multimodo para conseguir que a fonte seja a mais próxima possível de uma fonte de luz branca. Apesar de terem sido utilizadas com sucesso para a produção de átomos lentos, a técnica de "*frequency chirping*" proporciona apenas um pequeno número de átomos lentos produzidos por unidade de tempo, e a técnica de luz branca não proporciona nenhuma compressão no espaço real. Para produzirmos um grande número de átomos lentos e conseguirmos compressão no espaço das velocidades, devemos usar a técnica de ajuste Zeeman, que usa um campo magnético para abrir os níveis de energia dos átomos e ajustar a ressonância durante todo o processo de desaceleração.

Ultimamente, o interesse na área de feixes atômicos tem-se voltado também para a área de nanotecnologia. Desde 1991, grupos como o de Prentiss e McClelland [7] têm realizado estudos de estruturas espaciais criadas em feixes atômicos desacelerados, com vista à criação de nanoestruturas de resolução maior que as que se conseguem com técnicas convencionais de criação de tais estruturas, como "*wet etching*" ou litografia por feixe de elétrons. Utilizando dois lasers contra-propagantes, cria-se uma onda estacionária, através da qual o feixe atômico fica sujeito a um potencial periódico de periodicidade $\lambda/2$, onde λ é o comprimento de onda utilizado. Os átomos, guiados pela força de dipolo induzida, se acumulam então nos nós do potencial periódico, formando linhas de aproximadamente 80 nm de espessura, formando uma "grade de difração" de átomos, que pode ser depositada em cima de um substrato. A resolução conseguida hoje, por técnicas convencionais, é de

aproximadamente 100 nm. Mais recentemente, em trabalhos de 1996, o grupo de Prentiss conseguiu elaborar um meio de, teoricamente, "selecionar" a linha que seria depositada no substrato, o que significa a possibilidade de construir-se nanocircuitos com esta técnica.

Seguindo esta linha de trabalho, mas agora com aprisionamento de átomos em três dimensões, McClelland et al. aprisionaram átomos de cromo numa *optical lattice* cúbica simples, e depositaram os sítios da rede num substrato. O resultado foram *quantum dots* de 80 nm de diâmetro, numa rede quadrada bidimensional, separados entre si de uma distância de $\lambda/2$. Isto abre também novas possibilidades na área de nanolitografia, com possíveis implicações em estudos de estruturas de baixa dimensionalidade - no caso, de dimensionalidade quasi-zero. No caso de feixes atômicos, as estruturas têm dimensionalidade um (linhas), o que abre perspectivas para a construção de nanocircuitos e eventualmente fabricação de dispositivos baseados em "*quantum wires*". Tecnicamente falando, a técnica ainda não é viável para materiais de corrente interesse, como semicondutores e semicondutores compostos, como o GaAs. Entretanto, é viável a princípio pois, para uma desaceleração de feixes de Ga e As, bastaria que houvesse um laser que emitisse luz no comprimento de onda apropriado de uma transição atômica fechada em dois níveis tanto para um material como para outro.

No trabalho de McClelland *et al* utilizando pressão de radiação em duas dimensões, a utilização da força magneto-óptica demonstrou apenas a formação de linhas paralelas de átomos. Para uma ampla aplicação em litografia, outras possibilidades de distribuições atômicas, como uma distribuição espacial circular, seriam desejadas. Nosso grupo de pesquisa vem, há vários anos, desenvolvendo técnicas que possibilitam a produção de várias distribuições espaciais com átomos frios. A aplicação e demonstração destas técnicas em feixes atômicos, bem como o estudo de sua viabilidade é um de nossos propósitos aqui.

Em nosso trabalho estamos interessados em desacelerar um feixe de átomos neutros de sódio através da técnica de ajuste Zeeman, comprimindo-lo, diminuindo assim a divergência

apresentada na saída do magneto, e estudar a formação de estruturas espaciais no feixe desacelerado através de uma armadilha magneto-óptica bidimensional (2DMOT). Nesta armadilha realizamos a compressão e criação das estruturas. Estamos também interessados em verificar teoricamente se as estruturas em anel vistas em outros experimentos em nosso laboratório, em três dimensões, são factíveis em duas dimensões, e quais as possíveis limitações no tamanho e espessura dos anéis. Este tipo de informação é interessante e necessária para qualquer proposição no campo de litografia atômica. Ainda, uma das faces do problema, que tentaremos compreender, será a possibilidade de compressão das estruturas formadas.

O presente trabalho está estruturado da seguinte maneira : no primeiro capítulo, apresentamos a força de pressão de radiação como deduzida por Cook, numa aproximação semiclássica. No regime de baixos campos magnéticos e baixas intensidades, esta força pode ser expandida e aparece uma componente muito importante quando os feixes aprisionantes sofrem um desalinhamento, a *força de vórtex*, responsável pelo aparecimento das estruturas em anel nos MOTs. No segundo capítulo, estudamos a compressão transversal de feixes atômicos e apresentamos resultados de simulações numéricas, assim como resultados experimentais para feixes atômicos térmicos sem e com desaceleração. No terceiro capítulo, apresentamos os resultados de simulações numéricas para átomos passando por uma armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT), variando os parâmetros relevantes a um experimento realizado em laboratório, como intensidade dos lasers, *detuning* e intensidade dos campos magnéticos envolvidos. Apresentamos, ainda, resultados teóricos de compressão de uma estrutura em anel criada em um feixe atômico, considerando o problema da emissão espontânea. Este último estudo é muito importante para as aplicações destas estruturas em litografia, pois neste caso macroestruturas poderão ser reduzidas em tamanho, criando micro-estruturas.

Capítulo 2

A Força de Radiação e a Desaceleração de Feixes Atômicos.

O átomo de dois níveis constitui-se uma excelente aproximação para muitas aplicações na Física, onde sistemas complexos como um átomo de muitos elétrons podem ser reduzidos, sob determinadas condições, a sistemas muito mais simples e passíveis de serem tratados analiticamente. Usando a aproximação de um átomo de dois níveis, estudaremos aqui os princípios de desaceleração de um feixe atômico, particularmente pela técnica de ajuste Zeeman. Apresentaremos resultados de simulações numéricas e resultados experimentais que nos permitirão compreender plenamente o processo de desaceleração de um feixe atômico.

2.1 Princípios de Desaceleração de um Feixe Atômico

O princípio fundamental de desaceleração de um feixe atômico é a transferência de momento de fótons incidentes para os átomos, considerados neste tratamento como um sistema de dois níveis. Para que isto ocorra, um laser, com sua frequência em sintonia com

uma transição atômica conveniente, incide em sentido contrapropagante ao dos átomos. Cada fóton absorvido transfere momentum e, gradativamente, os átomos são desacelerados.

Quanto ciclos de absorção-emissão são necessários para que um átomo seja levado ao repouso ? Para saber a resposta, consideremos um átomo de sódio proveniente de uma fonte efusiva, como é o caso em nosso laboratório. Se a fonte estiver a 500 °C, sua velocidade mais provável será $v \cong 914$ m/s. Cada fóton pode transferir um momentum $\delta p = \hbar k$ para o átomo, com uma variação de velocidade correspondente $\delta v = \hbar k / m \cong 3.0 \times 10^{-2}$ m/s. Portanto, são necessários aproximadamente 10^4 fótons para que este átomo seja levado ao repouso.

No processo de desaceleração de um feixe atômico, a absorção de momento se dá apenas na direção de propagação dos átomos, em sentido contrário. Para um grande número de emissões e absorções, a aleatoriedade da emissão espontânea faz com que haja uma difusão transversal do feixe, resultando numa abertura do feixe ao final do processo de desaceleração. O feixe terá uma velocidade transversal dada por $v_t = \sqrt{N} \frac{\hbar k}{M}$ [8], onde N é o número de fótons absorvidos e M é a massa do átomo. A emissão estimulada não contribui para o processo de desaceleração pois o momentum absorvido pelo átomo é reemitido na mesma direção e sentido. Seu único efeito é de saturar a força.

2.1.1 A Técnica de Ajuste Zeeman

Na prática, conforme os átomos absorvem a radiação laser, estes começam a sair de ressonância devido ao efeito Doppler, após a absorção de cerca de 300 a 400 fótons, o que equivale a uma variação de alguns metros por segundo. Em seu referencial, o átomo vê a frequência do laser deslocar-se para o vermelho à medida em que é desacelerado. Para uma variação de apenas alguns m/s na velocidade, esta variação torna-se da ordem de

largura de linha da absorção, com a frequência vista pelo átomo distanciando-se bastante da frequência de ressonância. Com isto, há um considerável decréscimo da absorção de luz pelo átomo, tornando a desaceleração ineficiente.

Entretanto, a introdução de um campo magnético $B=B(z)$, longitudinal, pode separar os níveis eletrônicos do átomo, através do efeito Zeeman, o que anula o efeito Doppler por manter o átomo ressonante durante *todo o processo de desaceleração*[9, 13, 11].

Como já visto anteriormente, a expressão da força de radiação assim deduzida é dada por

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

onde

$\Omega = \frac{\mu E_o}{\hbar}$ é a frequência de Rabi, e μ é o momento de dipolo da transição,

$\Delta = \nu_L - \nu_o$ é o *detuning*, sendo ν_L a frequência do laser e ν_o a frequência da transição atômica,

$A = \frac{4\omega_o^3 |\langle 1|\mu|2 \rangle|^2}{3\hbar c^3} = \frac{1}{\tau}$ é o coeficiente de Einstein, sendo τ o tempo de vida da transição atômica, e

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ é o vetor de onda.

Podemos ver que o deslocamento causado pelo efeito Doppler é de grande influência sobre a força de radiação. Analisaremos o termo $\left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \right]^2$; quanto maior for este termo, mais fracamente o laser interage com os átomos a serem desacelerados. Para compensar este efeito introduz-se, como mencionado anteriormente, um campo magnético longitudinal $B(z)$ para que os níveis eletrônicos do átomo, antes degenerados, sejam desacoplados e abram-se. A introdução de um termo do tipo $\gamma B(z)$ assegura-nos que durante quase todo o processo de desaceleração o átomo estará em ressonância com o laser, pois o termo Doppler é compensado pelo efeito Zeeman.

Na presença de um campo magnético $B(z)$, a frequência de ressonância do átomo muda

de ω_0 para $\omega_0(z)$, supondo-se uma abertura Zeeman *linear*, na forma

$$\omega_0(z) = \omega_0 + \gamma B(z) \quad (2.2)$$

onde γ é uma constante de proporcionalidade entre a energia do nível atômico e o campo magnético $B(z)$. Deste modo, a expressão (2.1) pode ser escrita na forma

$$F = -\frac{A\Omega^2\hbar k}{4[\Delta + kv - \gamma B(z)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.3)$$

pois $\vec{k} \cdot \vec{v} = -kv$.

Para que a desaceleração seja eficiente, devemos ter a expressão acima em seu máximo.

Para que isto seja verdade, devemos ter

$$\Delta + kv - \gamma B(z) = 0 \quad (2.4)$$

Isto nos leva a uma desaceleração constante e, usando a fórmula de Torricelli, $v = \sqrt{v_0 - 2az}$, obtemos

$$B(z) = \frac{\Delta}{\gamma} + \frac{kv_0}{\gamma} \sqrt{1 - \frac{2a}{v_0}z}$$

ou

$$B(z) = B_b + B_0 \sqrt{1 - \beta z} \quad (2.5)$$

O perfil de campo magnético dado por esta expressão é mostrado na figura 1.

Figura 2.1: Gráfico do campo magnético calculado para desacelerar os átomos no feixe.

Aqui, B_0 é um offset, que ajuda a manter a separação dos níveis Zeeman. Isto ajuda a diminuir a possibilidade de transições indesejáveis, que tiram o átomo da ressonância. B_0 e β são constantes arbitrárias, a serem determinadas de acordo com as condições iniciais experimentais, e z , a trajetória do átomo. Consideramos aqui o ponto de entrada do átomo no campo como $z = 0$.

Podemos também saber a velocidade do átomo ponto a ponto ao longo do processo de desaceleração. O resultado, obtido a partir de (2.4), é

$$v(z) = -\frac{\Delta}{k} + \frac{\gamma}{k}B(z) \quad (2.6)$$

Além do problema do ajuste Zeeman, há um outro a ser considerado, que é o problema do bombeamento óptico, através do qual o átomo, por não ser um sistema de dois níveis, mas de vários níveis, dos quais apenas dois são considerados, pode fazer transições indesejadas e causar uma perda de população de átomos sendo desacelerados. Este problema será abordado e explicado mais adiante, e duas possíveis maneiras de contornar este problema serão estudadas.

2.2 O Seguimento Adiabático

O perfil de campo (eq. 2.5) não é o único que permite que átomos sejam desacelerados pela técnica de ajuste Zeeman. Entretanto, o fato de haver um máximo valor para a força de pressão de radiação implica que os átomos terão um máximo valor de aceleração. Por sua vez, isto implica num valor máximo para o gradiente de campo que permitirá manter os átomos em ressonância.

Somente os átomos que participarem do processo até o final serão efetivamente desacelerados. Para isto, devem seguir o campo adiabaticamente, mantendo a ressonância até o ponto onde o campo se aproxima de zero. Para isto, certas condições devem ser satisfeitas. Esta seção será dedicada a investigar estas condições.

Ao desacelerarmos um feixe atômico, desde que os átomos tenham todos uma velocidade inicial v_0 , emergem do campo magnético com uma velocidade final em torno de uma velocidade v , bem definida. Estes átomos possuem um $\vec{k} \cdot \vec{v}$ que tende a estar paralelo à função

$$f(z) = -\Delta + \gamma B(z) \quad (2.7)$$

Com isto, garantimos que o efeito Zeeman sempre compensa o efeito Doppler ponto a ponto, mantendo o átomo em ressonância. Este é o chamado *seguimento adiabático*[11].

2.2.1 O Campo Magnético e a "Trajetória das Velocidades "

A equação (2.3) é uma equação altamente não-linear. Portanto, a solução $v(z)$ para (2.3) é obtida numericamente. Uma visualização desta solução é bastante útil para o entendimento do comportamento do átomo durante o processo de desaceleração. Para isto, usamos um método de Runge-Kutta de 4ª ordem, seguindo o procedimento utilizado por Napolitano[11].

Começamos da expressão (2.3) para a pressão de radiação para um feixe laser contra-propagante ao feixe atômico. Pela regra da cadeia, ela pode ser escrita como

$$Mv(z) \frac{dv(z)}{dz} = - \frac{A\Omega^2 \hbar k}{4 [\Delta + kv - \gamma B(z)]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (2.8)$$

A aceleração máxima ocorre, como já foi visto, quando $f(z) = \vec{k} \cdot \vec{v}$. É conveniente, então, que vejamos simultaneamente o comportamento de $f(z)$ e $kv(z)$. Dos parâmetros experimentais obtidos em nosso laboratório, através de medidas com uma sonda Hall, dentro do magneto, temos $B_b = 335.6$ gauss, $B_0 = 1015.2$ gauss e $\beta = 0.01 \text{ cm}^{-1}$. A figura a seguir mostra o campo teórico plotado com os parâmetros obtidos. O campo real, mostrado na figura 2.2, mostra muito boa concordância com o campo teórico dentro de um intervalo de 100 cm.

Figura 2.2: Campo magnético medido experimentalmente com uma sonda Hall em nosso laboratório. Os parâmetros experimentais, obtidos através de fitting, estão listados no gráfico. A corrente no magneto era de 38 A, a mesma corrente usada para desacelerar os átomos.

Consideramos o intervalo de $z = 20$ cm a $z = 120$ cm como região de desaceleração. Notemos que o campo magnético medido, ao contrário do campo magnético calculado, não cai a zero imediatamente fora do magneto, havendo, assim, um campo magnético "residual". Isto deverá afetar nossos resultados experimentais e certamente deveria ser levado em conta para obtermos resultados bastante realistas. Entretanto, para um bom entendimento do processo de desaceleração, podemos usar o campo magnético teórico em nossas simulações, sem maiores problemas.

Devemos resolver a equação (2.8), que é uma equação diferencial não-linear. Resolvendo-a numericamente, obtemos o seguinte gráfico para as funções $kv(z)$ e $f(z) = \gamma B(z) - \Delta$, para vários valores de velocidades iniciais e *detuning* fixo:

Figura 2.3: Gráfico de kv e $f(z)$ para vários valores de velocidades iniciais. Os valores estão devidamente listados no gráfico.

Do gráfico 2.3, podemos notar que com o campo magnético descrito por (2.5), átomos com diferentes velocidades entrarão em ressonância e iniciarão o processo de desaceleração em pontos diferentes do espaço. Átomos com velocidade acima de uma certa velocidade

máxima $v_{0máx}$ não sofrem desaceleração, pois o campo é insuficiente para abrir os níveis Zeeman para uma compensação do efeito Doppler.

Para cada classe de velocidades de átomos que estejam abaixo de $v_{0máx}$, há um trecho durante o percurso no qual o efeito Doppler é completamente compensado pelo efeito Zeeman. Neste caso, todas as classes emergem com a mesma velocidade final. Na literatura este fenômeno é conhecido como *velocity bunching*, pelo fato de comprimir todos os átomos ao redor da mesma velocidade.

Pode, ainda, acontecer que, para um determinado valor de velocidade inicial e *detuning* do laser desacelerador, haja uma desaceleração completa do átomo antes que este saia da região de campo, podendo até mesmo voltar em sua trajetória espacial, como mostra a figura 2.4.

Figura 2.4: Gráfico mostrando que pode haver valores de detuning e velocidade inicial para os quais o átomo chega a voltar sobre sua trajetória espacial longitudinal.

A pergunta que deve ser respondida, a esta altura, é : por que os átomos saem de

ressonância ? Para sabermos o porque, devemos analisar mais detalhadamente os gráficos de kv contra Δz . Vamos então selecionar apenas o grupo de átomos com velocidade inicial de 500 m/s e analisar o comportamento de kv e $f(z)$. Na figura 6 temos o gráfico para $v_0 = 500$ m/s e, ampliada, a região onde kv cruza $f(z)$. Do primeiro gráfico podemos ver que há uma certa região, de 109 a 112 cm, onde a diferença $kv - f(z)$ é praticamente constante e que há uma mudança bastante brusca no sinal desta diferença, com o cruzamento do gráfico. O fato de $kv - f(z)$ ser praticamente constante num certo intervalo deve-se ao fato de que nesta região, o efeito Doppler é total e constantemente compensado pelo efeito Zeeman, fato que já intuíamos de antemão. Entretanto, a saída do átomo, da ressonância, ainda permanece inexplicada. Examinemos, então, o denominador da expressão (2.8).

Figura 2.5: Gráfico de $kv(z)$ e $f(z)$ para uma velocidade inicial de 500 m/s e detuning do laser desacelerador de 100 MHz.

Figura 2.6: Região ampliada mostrando o cruzamento de kv com $f(z)$. Note a região onde $kv-f(z)$ é praticamente constante, mostrando que o efeito Doppler é constantemente compensado pelo efeito Zeeman.

A desaceleração do átomo tem valores significativos se

$$-\frac{1}{2} (A^2 + 2\Omega^2)^{1/2} \leq \Delta + kv(z) - \gamma B(z) \leq \frac{1}{2} (A^2 + 2\Omega^2)^{1/2} \quad (2.9)$$

Portanto, sua aceleração só será apreciável neste intervalo de valores para $kv(z)$. Por existir uma região onde o termo central da desigualdade é constante, podemos concluir que, nesta região,

$$\gamma \frac{dB}{dz} = k \frac{dv}{dz}. \quad (2.10)$$

Entretanto, não podemos concluir que (2.9) implica em (2.10). Conforme mostrado por Napolitano, até mesmo um campo magnético linear pode ser usado para desacelerar átomos. A razão pela qual escolhemos o campo na forma (2.5) é porque esta forma nos dá a desaceleração em sua maior eficiência, ou seja, constante durante todo o processo.

A desigualdade (2.9) nos explica porque átomos de classes de velocidades diferentes são desacelerados em pontos diferentes do espaço. À medida em que os átomos se movem através da região de campo magnético, eventualmente chegam a uma região onde a igualdade (2.10) e a desigualdade (2.9) valem. Nesta região o átomo é, então, constantemente desacelerado, até que a igualdade (2.10) já não vale mais. Neste ponto, o átomo sai de ressonância pois já não vale mais a desigualdade à direita em (2.9). Ainda, podemos explicar por que há situações nas quais o átomo é completamente desacelerado antes mesmo de sair da região de campo magnético. Nesta situação a desigualdade à direita em (2.9) é sempre satisfeita. Este deve ser, então, o critério de escolha de um perfil de campo magnético para desacelerar átomos.

O entendimento do segmento adiabático de átomos no campo é de fundamental importância para o controle da velocidade de saída do feixe atômico como função da frequência do laser e um estudo experimental detalhado sobre o assunto pode ser encontrado na referência [12]. Este fato também é importante para a adequada compressão do feixe no espaço de velocidades.

2.3 Aparato e Procedimento Experimentais

Para a observação do feixe atômico desacelerado, usamos dois lasers de corante em configuração de anel da COHERENT, bombeado por um laser de argônio INNOVA-200. Com um dos lasers desaceleramos o feixe e com o outro pudemos obter espectros de velocidade do feixe desacelerado, comprovando que o que víamos em nosso experimento eram, realmente, átomos desacelerados. A seguir veremos em maior detalhe as partes básicas de nosso sistema, que são o sistema de vácuo, a fonte efusiva de átomos de sódio, o sistema óptico e a câmara de compressão do feixe.

2.3.1 O Sistema de Vácuo

O sistema de vácuo consistiu de uma bomba mecânica de dois estágios, ligada a uma bomba difusora e uma bomba turbo molecular. Logo após a bomba turbo vai ligado um tubo de vidro pirex, imerso no magneto desacelerador. Por este tubo, onde o vácuo era de $5 \cdot 10^{-7}$ mbar, passavam os átomos durante o processo de desaceleração. Entre o tubo e a câmara do forno foi colocada uma *six-way cross* para que pudéssemos controlar o alinhamento do forno, que era ajustado pela maior ou menor intensidade do feixe atômico. Ao final do aparato foi colocada a câmara de vácuo, onde foi feita a compressão do feixe atômico. A câmara será descrita em maiores detalhes na seção que trata da compressão do feixe atômico.

Figura 2.7: Esquema completo da montagem experimental, mostrando o sistema óptico utilizado em nosso experimento, assim como o sistema de vácuo.

2.3.2 A Fonte Efusiva de Átomos

A fonte efusiva de átomos consiste de um forno metálico de ferro formado por uma pequena câmara onde depositamos sódio metálico. A este reservatório vai rosqueado um canal em L, em cuja ponta há um nariz (*nozzle*), com um furo de $\approx 100 \mu\text{m}$. O sistema forno-*nozzle* está montado sobre um conjunto de transladores x-y-z de modo a podermos efetuar um alinhamento fino do forno com o canal de saída.

O canal de saída é um tubo de aproximadamente 2 mm de diâmetro, com um afilamento na ponta, onde há um furo de aproximadamente 1 mm de diâmetro. O forno tem duas resistências independentes, uma para aquecer o reservatório e vaporizar o sódio metálico, que foi posta tipicamente a 500°C , e outra para aquecer o *nozzle* a 50°C acima da temperatura do reservatório. Este procedimento é necessário para que os átomos de sódio não condensem no *nozzle*, obstruindo, assim, o furo. Assim como o forno e o *nozzle*, o canal também fica aquecido à mesma temperatura que este último, pela mesma razão : evitar obstrução do furo de passagem dos átomos. O controle de temperatura era feito através de dois termopares de cromel-alumel.

A estas temperaturas, o feixe atômico tem um fluxo de tipicamente 10^{16} átomos/s num ângulo sólido da ordem de 100 mrad , o que significa que na saída do magneto o feixe deve ter, sem desaceleração, um diâmetro de aproximadamente $3,6 \text{ cm}$, quase o diâmetro do tubo usado.

2.3.3 O Sistema Óptico

O sistema óptico utilizado em nosso experimento está mostrado na figura 2.7. Um laser de corante em anel da COHERENT é bombeado por um laser de argônio. Em nossos experimentos de desaceleração o laser desacelerador tinha uma potência de saída, por área, de 400 mW/cm^2 , potência esta mais que suficiente para atingirmos um regime de

saturação. O laser é sintonizado, então na linha D_2 do sódio.

A estabilização se dá através da técnica de absorção saturada. Desta forma, nossa referência é precisa, da ordem de 10 MHz, o que nos permite fixar o *detuning* do laser na frequência necessária para que haja uma análise dos resultados. O laser, que sai linearmente polarizado, passa por uma lâmina de $\frac{\lambda}{4}$ devidamente posicionada, o que nos permite a obtenção de luz circularmente polarizada (σ^+), para evitarmos problemas de bombeamento óptico. Logo após, o feixe laser passa por um conjunto de lentes convergentes, que o focaliza pouco após o *nozzle*. Deste modo, garantimos que atingimos todos os átomos que saem do forno e devido à alta potência concentrada numa área pouco maior que 0,5 mm, garantimos também que todos os átomos emergem já no estado excitado com $F = 2$.

Para obtermos os espectros de velocidades do feixe, que serão mostrados mais adiante, utilizamo-nos de um segundo laser como prova. Colocando-o quase co-propagante com o laser desacelerador e colocando uma fotomultiplicadora na saída do tubo (ou seja, em frente à câmara de compressão), perpendicularmente a ele, obtivemos os espectros de velocidades para vários detunings. O mecanismo que nos permite coletar estes espectros será melhor explicado na próxima seção.

2.4 Obtenção e Caracterização de um Feixe Atômico Desacelerado de Sódio - Procedimento e Resultados Experimentais

Nesta seção descreveremos o procedimento experimental para a obtenção de um feixe de átomos de sódio desacelerados. Este procedimento permite a comprovação do mecanismo de desaceleração de uma maneira bastante simples. Antes porém devemos entender o problema do bombeamento óptico, de enorme importância para nosso experimento.

2.4.1 O Problema do Bombeamento Óptico[14]

O problema do bombeamento óptico pode ser entendido com a ajuda da figura 2.8, mostrando as energias relevantes para o átomo de sódio.

Figura 2.8: Estrutura hiperfina e níveis eletrônicos do átomo de sódio.

Consideremos um laser que esteja sintonizado para a transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$. Uma vez que o átomo de sódio tem dois níveis fundamentais, mostrados na figura, ele pode decair tanto para o estado $3S_{1/2}, F=1$ como para o estado $3S_{1/2}, F=2$. Se o decaimento ocorrer para $F=2$ o átomo "verá" o laser em ressonância, enquanto que se a transição for para $F=1$, o átomo não mais "verá" o laser em ressonância. Se não houver um mecanismo capaz de evitar o último decaimento, não haverá modo de os átomos espalharem um número razoável de fótons antes de atravessarem uma distância razoável.

A primeira solução para este problema é usar duas frequências para desacelerar os átomos, uma sintonizada na transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$, e outra sintonizada na transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$, o que pode ser feito com a ajuda de um modulador eletro-óptico gerando *sidebands* na segunda frequência, ou usando-se dois lasers, com o segundo sintonizado na frequência "auxiliar". A razão para usarmos a primeira transição com $F=2$ para $F=3$ e não $F=2$ para $F=2$ (que também é uma transição

permitida, pois satisfaz as regras de transição $\Delta m_f = \pm 1, 0$), é que a primeira tem maior probabilidade de acontecer e portanto absorve mais fortemente. Neste esquema, os átomos que decaírem para $3S_{1/2}(F=1)$ são excitados ou mesmo bombeados de volta para $F=2$ pela segunda frequência.

Caso não tenhamos dois lasers e não queiramos usar moduladores eletro-ópticos para gerar a segunda frequência, podemos usar o fato de que os átomos, na saída do forno, devido à grande intensidade de luz, já saem no estado $3S_{1/2}(F=2)$ (alargamento de linha por potência), e as regras de seleção para as transições ópticas. Para isto, escolhemos a direção do eixo de quantização como a direção contrária à propagação do laser. Deste modo, a projeção do momentum angular total, m_f , será tal que um laser com polarização circular σ^+ excitará apenas transições com $\Delta m_f = 1$, como mostrado na figura 2.9.

Figura 2.9: Esquema de níveis para o átomo de sódio e as transições usadas para a desaceleração.

Átomos originalmente no estado $3S_{1/2}(F=2, m_f=2)$ serão excitados para o estado $3P_{3/2}(F=3, m_f=3)$. O decaimento radiativo poderá ser de volta para o estado original e outros dois possíveis m_f (devido à regra de seleção de transições ópticas) e o bombeamento óptico para $F=1$, em nosso caso, ocorre com taxa muito reduzida no início do processo devido aos altos valores do campo magnético aplicado, de forma que pode ser

negligenciado. À medida em que os átomos percorrem o magneto de desaceleração o campo magnético diminui de intensidade e a separação entre os níveis hiperfinos diminui, aumentando assim a probabilidade de termos uma transição indesejável.

2.4.2 Obtenção de um Feixe Atômico Desacelerado

Com o sistema já descrito na seção anterior fechado e com vácuo de 10^{-4} mbar na câmara do forno e 10^{-6} mbar na câmara de compressão, ligamos o laser desacelerador varrendo a 1 GHz e passamos uma corrente de aproximadamente 38 A no magneto. A fluorescência dos átomos no feixe é visível a olho nu ao final do processo.

Isto feito, um segundo laser, que doravante chamaremos de laser de prova, é colocado praticamente co-propagante ao laser desacelerador, fazendo o menor ângulo possível com este, e varremos sua frequência em 5GHz em torno da frequência da transição com $F = 2$. Com isto, observamos a fluorescência dos átomos ressonantes com o laser de prova. Um sistema de lentes, colocado a cerca de 10 cm do magneto transversalmente à direção de propagação do feixe, focaliza a luz coletada numa fotomultiplicadora e um sistema de aquisição por computador processa o sinal da fotomultiplicadora. Esta sistema ainda aquisição um sinal de referência da célula de absorção saturada, donde extrairemos o zero da transição como a frequência da transição com $F = 2$. Ao final de uma sessão de aquisição, mudamos o *detuning* do laser desacelerador e repetimos o processo, obtendo uma nova curva. A frequência do laser desacelerador foi variada nos valores de -800 , -400 a $+400$ MHz em intervalos de 100 MHz, nesta última faixa de valores e, para cada uma, obtivemos um espectro de fluorescência em função da diferença entre a frequência do laser de prova e a frequência correspondente à transição entre os estados $3S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 3P_{3/2}(F = 3)$.

O que é observado é que, à medida em que o *detuning* do laser desacelerador se desloca

para o azul, átomos com menor velocidade emergem do sistema, como era esperado anteriormente. Os picos de velocidade vistos estão em $F = 1$, e isto é fácil de ser entendido : os átomos, que saem do forno em $F = 2$, entram na região de campo magnético e seguem sendo desacelerados adiabaticamente. Na região final do magneto, entretanto, o campo magnético é pequeno e os níveis dos estados excitados diminuem seu espaçamento, aumentando a probabilidade de uma transição indesejada, que o tira da ressonância. Assim, os átomos são bombeados opticamente para o estado $3S_{1/2}(F = 1)$ e não participam mais do processo de desaceleração, prosseguindo com a velocidade que tinham quando foram bombeados opticamente para o estado $3S_{1/2}(F = 1)$ até que saem da câmara e são detectados, através de sua fluorescência, pela fotomultiplicadora. Um gráfico típico é mostrado na figura 2.10, para um detuning de 100 MHz.

Para realmente caracterizarmos a desaceleração do feixe atômico, devemos analisar o comportamento da velocidade final com que os átomos emergem do sistema em função do *detuning*. Depois extraímos, do gráfico, o *detuning* do laser de prova para o qual há máxima fluorescência e calculamos, usando a expressão (2.6), levando em conta o campo magnético residual na saída do tubo, a velocidade de saída dos átomos. Finalmente, graficando a velocidade de saída dos átomos em função do *detuning* e fazendo um ajuste linear, obtemos que o coeficiente linear experimental é $\alpha = -0,59 \frac{m/s}{MHz}$, enquanto que o coeficiente linear esperado teoricamente é $\alpha = -0,6 \frac{m/s}{MHz}$. Ou seja, os dados experimentais apresentam notável concordância com a teoria. A figura 2.11 mostra o gráfico da velocidade dos átomos emergentes em função do detuning.

A figura 2.11 provê um meio de sabermos as velocidades de saída dos átomos na saída do equipamento de desaceleração quando um feixe térmico é injetado. Como veremos a seguir, com as simulações da trajetória percorrida por um átomo ao sair do equipamento de desaceleração e entrar na câmara de aprisionamento, esta informação é bastante valiosa, quer se queira comprimir o feixe atômico ou se queira fazer estruturas espaciais através

Figura 2.10: *Espectro de fluorescência (em unidades arbitrárias e normalizadas) em função da varredura de frequência do laser de prova, em GHz. Note-se o pico de intensidade em $F=1$ e a pequena quantidade de átomos em $F=2$. As linhas sólidas verticais são as frequências das transições $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ e $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$. O zero está posicionado na frequência da segunda transição mencionada.*

Figura 2.11: Gráfico da velocidade dos átomos emergentes contra o detuning do laser desacelerador. O gráfico mostra o comportamento linear esperado, mostrando perfeita concordância do experimento com a teoria.

da ação de forças transversais. A velocidade longitudinal é que determina o tempo de interação numa segunda etapa de ação da força de radiação e por isto a informação dada pela figura 2.11 é bastante valiosa no projeto de experimentos de compressão e formação de estruturas espaciais.

Capítulo 3

A Compressão do Feixe

Desacelerado Através do 2DMOT

Procedemos agora aos resultados experimentais de compressão do feixe atômico desacelerado. Mostraremos resultados de simulações para um ensemble de 1000 átomos e os resultados experimentais para a compressão deste feixe. Compararemos os resultados experimentais e os resultados teóricos.

3.1 Resultados Experimentais : Compressão do Feixe Térmico

Em experimentos realizados em nosso grupo foi feita a compressão de um feixe atômico térmico de sódio. A montagem experimental consistiu num conjunto de lentes cilíndricas que expandiam os lasers de compressão em duas regiões de 10 cm cada uma, com largura a meia altura w de 1 cm.

Com os feixes de compressão alinhados sintonizados a 10 MHz para o vermelho da

frequência do dubleto do sódio e um feixe atômico de sódio proveniente de um forno a 450° , obtivemos compressão do feixe atômico, como pode ser comprovado através das figuras 3.1 e 3.2, que mostram o feixe antes e depois da compressão em mesma escala, e dos gráficos das figuras 3.3 e 3.4, que mostram os perfis de intensidades captados pela CCD antes e depois da compressão.

Figura 3.1: *Feixe atômico térmico visto de frente por meio de um laser de prova a 90° antes de os lasers de compressão serem ligados*

Podemos, a partir destes dados, fazer uma análise superficial da situação. A intensidade no centro aumentou cerca de 5,5 vezes, enquanto que a largura a meia-altura diminuiu de um fator de aproximadamente 2 - portanto a área diminuiu de um fator de 4. A densidade passou a ser, no centro, $n \approx 5,5 n_0$, já que o número aumentou dessa ordem de grandeza. Antes da compressão a largura a meia-altura era de aproximadamente 2,2 mm e a intensidade captada pela CCD foi de aproximadamente 20 e depois da compressão a largura a meia-altura passou a ser de 1 mm e a intensidade captada pela CCD foi de aproximadamente 110. Com isto, não levando em conta alguns fatores, multiplicando o

Figura 3.2: *Feixe atômico térmico após a compressão. Note-se a maior intensidade no centro.*

Figura 3.3: *Perfil de intensidades do feixe atômico, captado pela CCD, sem compressão. A distribuição é baixa e larga.*

Figura 3.4: *Perfil de intensidades do feixe atômico comprimido, captado pela CCD. Aparece um pico de intensidades aproximadamente 5,5 vezes maior, e há uma diminuição da largura a meia-altura de um fator de aproximadamente 4 vezes.*

quadrado da largura a meia-altura pela intensidade captada pela CCD, temos um número que é proporcional ao número de átomos :

$$\frac{N}{\alpha} = Iw^2$$

Antes da compressão, $N/\alpha \simeq 97$ e depois da compressão $N/\alpha \simeq 110$. Deste modo, levando em conta que estas são apenas estimativas superficiais, o número de átomos se conserva, numa primeira aproximação.

3.2 Simulação Numérica do Experimento de Compressão para Átomos Desacelerados

Realizamos uma simulação numérica do experimento de compressão para um grupo de átomos desacelerados. Para tanto, fizemos um programa em Fortran 90 que gerava um ensemble de átomos simulando um ensemble que saísse do magneto, ou seja, agrupados em torno de uma única velocidade, que escolhemos ser de 10 m/s . Apesar de esta ser uma velocidade ainda relativamente alta, serve bem para que simulemos a compressão com custo computacional razoavelmente baixo face às exigências numéricas do problema.

Consideremos um átomo que está sendo desacelerado. Como já foi visto no segundo capítulo deste trabalho, um átomo com velocidade inicial percorrerá uma determinada distância dentro do magneto de desaceleração antes que o termo Doppler tenha sua magnitude igual à do termo de efeito Zeeman, equação (2.4). Então, num dado ponto z_i , o átomo começa a absorver e emitir fótons em direções aleatórias, a uma determinada taxa Γ_{sc} . Se a potência do laser for alta o bastante, esta taxa tende ao valor

$$\Gamma_{sc} = \frac{\hbar \Gamma k}{2}, \quad (3.1)$$

onde o fator $1/2$ aparece devido ao fato de que neste regime, o átomo passa metade de seu tempo no estado fundamental e metade do seu tempo no estado excitado. Para o dia-a-dia

do laboratório, as intensidades típicas do laser de desaceleração são de 400 mW/cm^2 , o que é muito maior que o valor de intensidade necessário para saturar a transição usada para desaceleração do sódio, que é de cerca de 20 mW/cm^2 . Portanto, podemos dizer que quando o átomo começa a absorver e emitir fótons, o faz na taxa dada por (3.1). O tempo que o átomo leva dentro do magneto depende de sua velocidade inicial, v_0 e de sua velocidade de saída v_s , assim como da desaceleração que lhe é impingida, todas relacionadas simplesmente pela equação horária para o movimento uniformemente acelerado. Esta aceleração, por sua vez, é imposta na hora do projeto do magneto, e é dada simplesmente por

$$a = \frac{(v_0^{\max})^2}{2z_0}, \quad (3.2)$$

onde $v_0^{\max}$ é a máxima velocidade que um átomo pode ter de modo a ser desacelerado, e z_0 é o comprimento que os átomos com $v_0^{\max}$ percorrem sendo desacelerados, ou seja, o comprimento do magneto. Desta forma, conforme colocado na referência [15], a velocidade transversal adquirida por um átomo ao final do processo de desaceleração num tempo δt é

$$v(t) = \frac{\hbar k}{m} \sqrt{n} = \frac{\hbar k}{m} \sqrt{\Gamma_{sc} \delta t}, \quad (3.3)$$

onde n , o número de fótons espalhados, é igual a $n = \Gamma_{sc} \delta t$. Integrando-se esta expressão de $t = 0$ a $t = 2z_0/v_0$, temos que a distância transversal percorrida é

$$\Delta r = \frac{2\hbar k}{3m} \sqrt{\Gamma_{sc} \left(\frac{2z_0}{v_0} \right)^3}. \quad (3.4)$$

O programa foi feito de tal maneira que calculava a posição e velocidades dos átomos na saída do magneto para uma distribuição inicial de velocidades obedecendo a uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, sem se preocupar, no entanto, com a "concha" de formato gaussiano que se forma na saída do magneto, assim como a distribuição (estreita, mas ainda assim existente) de velocidades em torno da qual estão centrados os átomos

Figura 3.5: Gráfico mostrando as posições finais calculadas para um ensemble de 1000 átomos após o processo de desaceleração.

desacelerados. Entendemos que para uma melhor compreensão do processo de compressão de um feixe atômico desacelerado basta a aproximação feita no cálculo.

A figura 3.5 mostra as posições finais calculadas para um ensemble de 1000 átomos ao final do processo de desaceleração. A existência de grupos de anéis concêntricos deve-se à discretização feita no início do processo, quando os átomos tiveram suas velocidades distribuídas através da distribuição de Maxwell-Boltzmann. A figura 3.6 mostra a distribuição inicial já comprimida para um detuning de -10 MHz, considerando-se o problema da emissão espontânea.

Uma integração dos histogramas (3.7) e (3.8) nos dá um número levemente maior de átomos para o primeiro, pois átomos mais distantes do centro já não sentem tanto a força e podem escapar da armadilha, principalmente se tiverem velocidade suficiente para tanto. Através dos dados de características dos histogramas, tais como o valor de raio

Figura 3.6: Gráfico mostrando os átomos do ensemble após o processo de compressão. A região de interação é de 2 cm, as frequências de Rabi usadas são de 29 MHz e o gradiente de campo magnético é igual nos dois eixos do plano.

Figura 3.7: *Histograma do número de átomos em função da distância ao centro do sistema de coordenadas.*

Figura 3.8: *Histograma do número de átomos em função da distância ao centro do 2DMOT, após a compressão da distribuição inicial.*

para onde ocorre o pico de átomos e a largura de cada pico, podemos calcular um fator de compressão aproximado, dado pela razão das densidades superficiais de átomos.

Consideremos o histograma da figura 3.7. O máximo da distribuição de átomos está centrado em $r_0 = 0,20028$ cm e tem uma largura $\delta_0 = 0,14085$ cm. Se calcularmos a área deste disco, $A_0 = 2\pi r_0 \delta_0$, temos uma densidade média inicial de $\rho_0 = N/A_0$. Para o histograma 3.8, o pico está centrado em $r_c = 0,00188$ cm e tem uma largura $\delta_c = 0,00145$ cm. Após um cálculo semelhante para A_c e tirando a razão entre as densidades, temos que o fator de compressão é de

$$f.c. = \frac{\rho_c}{\rho_0} \sim 97 \quad (3.5)$$

O fator de compressão é sensivelmente maior que o fator de compressão experimental obtido para o feixe térmico, o que vem a confirmar nossa intuição: para o feixe desacelerado os efeitos são muito mais pronunciados que para o feixe térmico, pois o primeiro tem bem mais tempo de interagir com os lasers e as não-linearidades inerentes ao sistema tornam-se mais pronunciadas.

3.3 Aparato e Procedimento Experimentais Usados Para a Compressão do Feixe Atômico Desacelerado

A compressão do feixe desacelerado foi realizada com a montagem experimental esquematizada na figura 3.11.

Na figura, as linhas vermelhas sobre a câmara de compressão mostram a corrente passando por bobinas para formar o campo quadrupolar. No plano transversal à propagação do feixe atômico, indicado por uma seta, estão os lasers de compressão e entrando à direita

Figura 3.9: *Esquema simplificado mostrando a montagem experimental para a compressão do feixe atômico. B.I. é uma bomba iônica e B.T. é uma bomba turbo, não mostradas e conectadas com flanges em forma de T com janelas com coating anti-refletor em suas extremidades.*

na figura está o laser de desaceleração. Os lasers de compressão têm polarizações como indicadas no último capítulo e o laser desacelerador tem polarização σ^+ . À esquerda temos uma bobina de extração, usada para diminuir o gradiente de campo na saída do magneto de desaceleração do feixe. Deste modo o feixe sofre desaceleração por mais um período e sai lento o bastante para a realização da compressão transversal. A linha vermelha sobre a bobina extratora mostra esquematicamente a intensidade do campo magnético produzido pela mesma. A bobina extratora foi colocada devido às dificuldades obtidas para se comprimir o feixe, que não saía lento o bastante para sentir o efeito dos lasers de compressão. Também aproximamos a câmara de compressão da saída do magneto desacelerador. Com isto, há uma menor perda de átomos devido ao percurso "livre" que efetuam, pois, como deve ser lembrado do capítulo anterior, vimos que o feixe sofre um aquecimento no plano transversal a sua propagação e uma consequente divergência.

Com vácuo de 10^{-8} torr na câmara e com o feixe atômico sendo desacelerado, ligamos os lasers transversais e pudemos observar compressão bidimensional do feixe, como mostrado visualmente na figura 3.10.

Figura 3.10: *Imagem do feixe atômico comprimido, obtida através de uma câmera CCD. O feixe, visto na figura como um "risquinho" bastante brilhante, tem cerca de 0.1 mm de espessura.*

Devido à presença do feixe desacelerador, não pudemos fazer uma imagem "de frente", do feixe comprimido. No entanto, colocamos nossa CCD a um ângulo de 45° . Numa imagem digital, uma cor é dada por uma combinação de quantidades de azul, vermelho e verde. Este é o chamado sistema RGB, de cores. Uma combinação igual de R, G e B nos dá um tom de cinza. Numa imagem de 256 cores, que é o nosso caso, temos então a fluorescência dada pela intensidade de R, G ou B na imagem : quanto mais átomos emitindo fótons, maior será o valor de R, G ou B. Através de um programa feito em Delphi, pudemos selecionar a componente vermelha da cada pixel da imagem e capturar

a região desejada da imagem (no caso, o feixe comprimido). Então pudemos fazer gráficos 3D da fluorescência no plano x - y . Devido à região capturada ser muito pequena, nosso gráfico não ficou muito suave. No entanto, podemos ver, qualitativamente, a compressão do feixe atômico.

Figura 3.11: Gráfico mostrando a fluorescência em função da posição no plano x - y . Note o pico no centro, mostrando um ponto com grande fluorescência, indicando que ali é maior a densidade de átomos. A largura do pico, na direção x , é maior do que na direção y . Isto deve-se à assimetria dos gradientes de campo magnético nestas direções.

Olhando-se para o gráfico, pode-se notar uma certa assimetria nos fatores de compressão nos eixos x e y : podemos ver que a compressão ao longo de y é maior que a compressão ao longo de x . Isto se deve ao fato de nossa montagem estar feita de tal maneira que o gradiente de campo ao longo de y é duas vezes o gradiente de campo ao longo de x . A montagem foi feita desta maneira devido a limitações práticas no posicionamento da câmara de compressão, e também devido ao fato de esta montagem ser feita com vistas aos experimentos de Condensação de Bose-Einstein, previstos para re-

alização nos laboratórios de nosso grupo. Tais experimentos exigem aprisionamento em três dimensões, onde o gradiente de campo magnético, ao longo da direção que em nosso experimento denominamos y , deve ser duas vezes maior que o gradiente existente no plano perpendicular a este eixo, de modo que tenhamos $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$. Sendo o gradiente de campo maior em uma dada direção, o "coeficiente de mola" será maior e portanto a compressão será maior. Isto não pode, entretanto, ser válido para um aumento indefinidamente grande do gradiente de campo. Como mostrado por Nellessen *et al* [16], o gradiente de campo constante ao longo dos eixos do plano xy faz com que a força sofrida pelo átomo seja do tipo harmônica fortemente amortecida, o que limita o fator de compressão : um átomo mais próximo da origem dos eixos sofrerá uma força bastante menor.

Pudemos, no entanto, fazer um perfil das intensidades registradas pela nossa CCD do feixe ao longo do eixo perpendicular ao plano de observação, tanto para o feixe atômico desacelerado sem compressão quanto para o feixe atômico comprimido. Para que o coeficiente de compressão pudesse ser estimado, os dados precisaram passar por uma filtragem para tirar o ruído térmico causado pela CCD, que foi bem grande. A filtragem foi feita através de um filtro de FFT (do inglês **F**ast **F**ourier **T**ransform) existente no programa Origin, efetuada com o máximo cuidado para que as características básicas dos perfis não se perdessem. Os resultados são mostrados na figura 3.12.

Os perfis escolhidos têm suas intensidades integradas ao longo do eixo y iguais[17], isto é,

$$\int dy I^{(sc)}(y) = \int dy I^{(c)}(y), \quad (3.6)$$

onde o superscrito sc significa sem compressão e o superscrito c significa comprimido e I é a função que descreve o perfil de intensidades do feixe com ou sem compressão. Desta maneira, num procedimento levemente modificado em relação ao da referência [17], assumimos que a função de distribuição de intensidades ao longo do plano transversal

Figura 3.12: Perfil de intensidades do feixe atômico sem compressão, em vermelho, e do feixe atômico comprimido, em preto, após suavização por FFT.

à propagação do feixe é a mesma ao longo dos eixos x ou y . Deste modo, podemos apenas estimar a compressão ao longo do eixo paralelo ao plano de observação, o eixo que denominamos de x , como sendo a metade da compressão obtida ao longo do eixo em que se analisou a distribuição de velocidades. Desta maneira, aproximaremos o feixe comprimido por uma elipse de semi-eixos de comprimento igual a w , a largura a meia-altura da função I , e calcularemos um fator de compressão "médio". Vendo do gráfico que $w = 7$ pixels, o fator de compressão é dado simplesmente por

$$f.c. = \frac{A_{sc}}{A_c} \simeq 36 \quad (3.7)$$

O fator de compressão é quase 3 vezes menor que o fator de compressão previsto pelas simulações. Entretanto, devemos considerar que o resultado das simulações é bastante idealizado, não levando em conta diversos efeitos tais como interações entre os átomos do feixe e a desaceleração que o feixe ainda sofre ao longo de sua trajetória através do

2DMOT, onde o gradiente de campo magnético ao longo do eixo z é não-nulo. Ao entrar nesta região o átomo ainda pode sofrer uma leve desaceleração e portanto aumentar sua velocidade transversal, produzindo um aquecimento que poderia, a princípio, tornar a compressão menos eficiente.

Nos experimentos realizados, observamos qualitativamente o comportamento do feixe comprimido variando alguns dos diversos parâmetros do experimento. Em particular, variamos a) o detuning dos feixes de aprisionamento bidimensional, b) o detuning do feixe desacelerador, c) a corrente no magneto de desaceleração do feixe e d) a corrente na bobina extratora. Os conjuntos de imagens para a variação de cada um dos parâmetros nos mostram que a qualidade do feixe comprimido é fortemente dependente da otimização de cada um deles, como será visto nas sub-seções a seguir.

3.3.1 a) Análise da Compressão Obtida com a Variação do Detuning dos Feixes de Compressão

A seguir estão alguns gráficos obtidos com a variação do detuning dos feixes desaceleradores. Com o detuning num valor que inicialmente nos dava o feixe comprimido de melhor qualidade visual, variamo-lo num intervalo de aproximadamente 20 MHz. O resultado observado é que a densidade de átomos aumenta à medida em que o detuning vai sendo deslocado para o vermelho. A partir de um certo ponto, a compressão, que era máxima, vai diminuindo. Isto acontece porque à medida em que o detuning se desloca demais para o vermelho, os átomos saem de ressonância com os lasers de compressão e portanto a força sofrida pelos átomos é menor. A sequência de gráficos das figuras 3.13 a 3.19 mostra as intensidades de fluorescência para o detuning variando de +5 MHz a -10 MHz em intervalos de 2.5 MHz aproximadamente.

Figura 3.13: *Início da sequência em que variamos o detuning dos feixes de compressão.*

Aqui o detuning está em cerca de 5 MHz.

Figura 3.14: Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de + 2.5 MHz.

Figura 3.15: *Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de 0 MHz.*

Figura 3.16: *Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de -2.5 MHz.*

Figura 3.17: *Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de -5 MHz.*

Figura 3.18: *Efeito da variação dos feixes de compressão, com o detuning a cerca de -7.5 MHz.*

Figura 3.19: *Final da sequência em que se varia o detuning dos lasers de compressão. Aqui os lasers estão com o detuning a cerca de -10 MHz.*

3.3.2 b) Análise da Compressão Obtida com a Variação do Detuning do Feixe Desacelerador

Variando-se o detuning do feixe desacelerador pudemos verificar que a velocidade de saída do feixe é de vital importância para a compressão do feixe numa região pequena de interação com os lasers de compressão. Podemos observar que o feixe comprimido "se desloca" à medida em que o detuning é variado: para detunings deslocados para o lado do vermelho, a desaceleração é menor e podemos ver que o feixe comprimido é de baixa densidade, o que pode ser visto através da intensidade do pico de fluorescência, pois muitos deles passam muito velozes e como mencionado anteriormente, não têm tempo de interagir o bastante e sofrer uma força significativa para que haja boa compressão do feixe. Para detunings muito deslocados para o lado do azul, a desaceleração sofrida pelos átomos é tal que eles nem saem do magneto, voltando sobre o caminho já percorrido. Os poucos átomos que saem pertencem a grupos de velocidades muito altas, que não sofrem qualquer desaceleração quando átomos de grupos de velocidades mais baixas saem lentos do magneto. A sequência de gráficos a seguir (figuras 3.20 a 3.24) mostra a variação na fluorescência à medida em que o laser desacelerador tem seu detuning deslocado para o vermelho. A diferença de detuning de um gráfico para outro é de 200 MHz.

Ao final do experimento, temos essencialmente uma imagem do feixe desacelerado sem compressão. Uma análise mais detalhada deste último gráfico mostra que a resolução da CCD foi insuficiente para registrar o perfil de fluorescência do feixe, que espera-se gaussiano e apresenta-se como um platô. Mais ainda, o ruído térmico da CCD confunde-se com o perfil de intensidades, prejudicando qualquer análise. Nem mesmo técnicas elementares de processamento de imagens, que foram tentadas, puderam melhorar a situação. Na melhor das hipóteses, com a resolução atualmente conseguida por nossa CCD, podemos estimar o fator de compressão no espaço real. O ruído térmico introduzido nos proíbe,

Figura 3.20: *Início da sequência onde se variou a velocidade do feixe atômico. Aqui o laser desacelerador tinha seu detuning a +800 MHz, e alguns átomos não conseguiam sair do magneto de desaceleração, sendo parados ou voltando sobre sua trajetória antes de conseguirem sair.*

Figura 3.21: *Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 600 MHz.*

Figura 3.22: *Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 400 MHz.*

Figura 3.23: *Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 200 MHz.*

Figura 3.24: *Efeito da variação do detuning do feixe desacelerador, a 0 MHz. Este último gráfico corresponde essencialmente ao feixe atômico descomprimido.*

entretanto, de estimar o fator de compressão no espaço de fases.

3.3.3 c) Análise da Compressão Obtida com a Variação da Corrente no Magneto de Desaceleração

Variando-se a corrente no magneto de desaceleração variamos também a velocidade de saída dos átomos ao final do processo de desaceleração. Há um valor ótimo de corrente, para o qual o feixe apresenta uma desaceleração mais eficiente e portanto uma compressão também mais eficiente. Os gráficos são essencialmente os mesmos apresentados nas subseções anteriores.

3.3.4 d) Análise da Compressão Obtida com a Variação da Corrente na Bobina Extratora

A bobina extratora atua como se fosse uma "extensão" do magneto de desaceleração, tornando o gradiente de campo na saída do magneto desacelerador mais suave a fim de que o limite de gradiente de campo seja atingido mais lentamente, propiciando assim uma melhor e maior desaceleração dos átomos ao fim do percurso. No início de nossos experimentos de compressão de feixe não conseguíamos observar qualquer compressão, pois ainda não tínhamos incluído a bobina extratora na montagem. Com a inclusão da bobina extratora, conseguimos átomos mais lentos na saída do percurso. O que pudemos observar é que o valor da corrente na bobina de extração é bastante importante para que os átomos saiam lentos o suficiente para sofrer compressão apreciável.

Capítulo 4

A Força Magneto-Óptica e Estruturas Espaciais

No capítulo anterior estudamos os fundamentos teóricos e apresentamos resultados experimentais referentes à compressão de um feixe atômico proveniente de uma fonte efusiva, um passo evidentemente necessário para novos desenvolvimentos com respeito ao controle da velocidade transversal do feixe. Neste capítulo estudaremos os fundamentos teóricos da formação de estruturas espaciais numa armadilha magneto-óptica (MOT). Iniciaremos com os cálculos para a obtenção das equações de movimento de um átomo num 3DMOT, num modelo simplificado, que despreza a dependência espacial das intensidades dos feixes gaussianos usados para o aprisionamento, no cálculo do termo de saturação da transição usada para o aprisionamento. Como veremos, estes cálculos são facilmente particularizados para o caso bidimensional, que é o caso de nosso interesse, e as correções para que se leve em conta a dependência espacial, facilmente introduzidas.

4.1 Cálculos para Estruturas em Anéis

Nesta seção efetuaremos os cálculos teóricos para a obtenção de estruturas espaciais em anéis num MOT, que podem ser imediatamente particularizados para duas dimensões. No caso de duas dimensões, não há feixes aprisionantes perpendiculares ao plano xy ; há tão-somente o feixe desacelerador, que os átomos emergentes do magneto não mais sentem devido ao problema do seguimento adiabático. Os átomos devem, portanto, descrever uma trajetória helicoidal, em três dimensões, pois sua velocidade na direção transversal ao plano de aprisionamento é constante. Vale lembrar que o objetivo de nosso trabalho é a compressão do feixe no plano transversal à direção de movimento.

Consideremos um átomo de dois níveis, movendo-se com velocidade v , sob a ação de um feixe de laser. O feixe laser tem um perfil gaussiano de intensidade, de modo que a frequência de Rabi que lhe é associada, Ω , tem a forma $\Omega = \Omega_0 e^{-(\frac{r}{2w})^2}$. Devido à transferência de momentum entre os fótons e o átomo, este último sofre uma força média dada pela expressão

$$\vec{F} = \frac{\hbar \Gamma \Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \right]^2} \vec{k}, \quad (4.1)$$

onde :

Γ é a largura de linha da transição;

Δ é o detuning;

Ω é a frequência de Rabi;

$\vec{k}$ é o vetor de onda do laser, e

$\vec{v}$ é a velocidade do átomo.

A expressão acima é usada desprezando-se as forças dipolares, advindas do gradiente de intensidade. Isto é feito porque o gradiente de intensidade próximo ao centro dos feixes aprisionantes, os quais estão expandidos espacialmente, não é muito elevado; deste modo,

a força dipolar é negligível em comparação à força espontânea.

Bidimensionalmente, num MOT, temos quatro feixes desalinhados formando um quadrado no plano xy , como indicado na figura 4.1, sendo que o desalinhamento dos lasers em relação ao centro da armadilha é menor que w , sua largura a meia-altura. Os átomos encontram-se sob a influência de um campo magnético linear, com gradiente constante em cada direção, de modo que este pode ser escrito, em termos de suas componentes, como[18]

$$B_i = \frac{\partial B}{\partial x_i} x_i. \quad (4.2)$$

Figura 4.1: Representação esquemática de um 2DMOT. Os quatro feixes desalinhados exercem uma força, sobre o átomo, que varia espacialmente, de modo que ele percorre uma trajetória circular no plano xy . Esta trajetória é helicoidal, quando observada em duas dimensões, visto que o átomo possui velocidade não-nula na direção z (não mostrada na figura).

Desta forma, a frequência da transição de nosso átomo será modificada em virtude do

efeito Zeeman, passando a ser, então,

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{\mu_b}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial x_i} x_i, \quad (4.3)$$

onde :

ω_0 é a frequência natural de transição do átomo e

μ_b é o magneton de Bohr.

Esta modificação deve ser introduzida na força de Cook, para que o efeito do campo magnético seja levado em conta. substituindo a expressão (4.3) na equação (4.1), obtemos que o termo que leva em conta o efeito Doppler torna-se

$$\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \mp \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i. \quad (4.4)$$

Figura 4.2: Representação esquemática da abertura dos níveis de energia de um átomo de dois níveis cujo estado fundamental tem $s = 0$ e o estado excitado tem $s = 1$. A força restauradora é sempre direcionada para a origem, onde $B = 0$.

O sinal deste termo dependerá da transição a ser induzida. Caso a transição seja de

$m_s = 0$ para $m_s = 1$, o sinal será negativo; caso a transição seja de $m_s = 0$ para $m_s = -1$, o sinal será positivo. Isto pode ser visto através da figura 4.2.

As forças devidas aos feixes 1,2,3 e 4 são agora, respectivamente,

$$\vec{F}_1 = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{10}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_1}{w} \right)^2 \right]}{\Gamma^2 + 2\Omega_{10}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_1}{w} \right)^2 \right] + 4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\partial \omega}{\partial x} x \right]^2} \hat{x} \quad (4.5)$$

$$\vec{F}_2 = - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{20}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_2}{w} \right)^2 \right]}{\Gamma^2 + 2\Omega_{20}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_2}{w} \right)^2 \right] + 4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial x} x \right]^2} \hat{x} \quad (4.6)$$

$$\vec{F}_3 = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{30}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_3}{w} \right)^2 \right]}{\Gamma^2 + 2\Omega_{30}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_3}{w} \right)^2 \right] + 4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\partial \omega}{\partial y} y \right]^2} \hat{y} \quad (4.7)$$

$$\vec{F}_4 = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{40}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_4}{w} \right)^2 \right]}{\Gamma^2 + 2\Omega_{40}^2 \exp \left[- \left(\frac{y+s_4}{w} \right)^2 \right] + 4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial y} y \right]^2} \hat{y} \quad (4.8)$$

Assim, nas direções x e y, as forças totais serão, respectivamente, $F_x = F_1 + F_2$ e $F_y = F_3 + F_4$.

Considerando agora que o módulo da soma entre o termo Doppler e o termo Zeeman é muito menor que o módulo do detuning ($|\vec{k} \cdot \vec{v} \pm \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i| \ll |\Delta|$), o que significa que temos baixas velocidades e baixos campos magnéticos atuando, denotamos o termo $\Omega_{i0}^2 \exp \left[- \left(\frac{x_i+s_i}{w} \right)^2 \right] = \Omega_i^2(\vec{r})$ e expandimos o termo $4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \mp \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i \right]^2$, desprezando o termo quadrático em $\vec{k} \cdot \vec{v} \pm \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i$.

Supondo, em seguida, que $\left| 8\Delta \left(\vec{k} \cdot \vec{v} \pm \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i \right) \right| \ll 4\Delta^2 + 2\Omega_i^2(\vec{r}) + \Gamma^2$ e usando o fato que $\frac{1}{1-\gamma} \approx 1 + \gamma$ para $\gamma \ll 1$,

$$F_i = \pm \frac{\hbar k \Gamma \Omega_i^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_i^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \left[1 + \frac{8\Delta \left(\vec{k} \cdot \vec{v} \pm \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i \right)}{4\Delta^2 + 2\Omega_i^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \right]$$

Lembrando que $\vec{F}_x = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$, temos que

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{\hbar k \Gamma \Omega_1^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \left[1 + \frac{8\Delta \left(\vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial x} x \right)}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \right] \\
&\quad - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_2^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \left[1 + \frac{8\Delta \left(\vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\partial \omega}{\partial x} x \right)}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \right] \\
&= \frac{\hbar k \Gamma \Omega_1^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \left[1 + \frac{8\Delta k v_x}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} + \frac{8\Delta \frac{\partial \omega}{\partial x} x}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \right] \\
&\quad - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_2^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \left[1 - \frac{8\Delta k v_x}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} - \frac{8\Delta \frac{\partial \omega}{\partial x} x}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \right] \\
&= \left\{ \frac{\hbar k \Gamma \Omega_1^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_2^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \right\} + \\
&\quad \left\{ \frac{8\Delta k^2 \hbar \Gamma \Omega_1^2(\vec{r})}{[4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} + \frac{8\Delta k^2 \hbar \Gamma \Omega_2^2(\vec{r})}{[4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} \right\} v_x \\
&\quad + \left\{ \frac{8\Delta k \hbar \Gamma \Omega_1^2(\vec{r}) \frac{\partial \omega}{\partial x}}{[4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} + \frac{8\Delta k \hbar \Gamma \Omega_2^2(\vec{r}) \frac{\partial \omega}{\partial x}}{[4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} \right\} x
\end{aligned}$$

Assim, temos que a força de Cook pode ser escrita como

$$F_x = F_{x_\alpha} + F_{x_\beta} + F_{x_\gamma} \quad (4.9)$$

onde

$$F_{x_\alpha} = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_1^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2} - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_2^2(\vec{r})}{4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2} \quad (4.10)$$

$$F_{x_\beta} = \left\{ \frac{8\Delta k^2 \hbar \Gamma \Omega_1^2(\vec{r})}{[4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} + \frac{8\Delta k^2 \hbar \Gamma \Omega_2^2(\vec{r})}{[4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} \right\} v_x \quad (4.11)$$

$$F_{x_\gamma} = \left\{ \frac{8\Delta k \hbar \Gamma \Omega_1^2(\vec{r}) \frac{\partial \omega}{\partial x}}{[4\Delta^2 + 2\Omega_1^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} + \frac{8\Delta k \hbar \Gamma \Omega_2^2(\vec{r}) \frac{\partial \omega}{\partial x}}{[4\Delta^2 + 2\Omega_2^2(\vec{r}) + \Gamma^2]^2} \right\} x \quad (4.12)$$

onde $\Omega_i^2(\vec{r}) = \Omega_{i0}^2 \exp \{ - [(x_i + s_i)/w]^2 \}$. As expressões para F_y são análogas, podendo F_y ser decomposta em $F_y = F_{y\alpha} + F_{y\beta} + F_{y\gamma}$, com a ressalva de trocarmos os índices $1 \rightarrow 3$ e $2 \rightarrow 4$.

Analisemos os termos que compõem a força de Cook, levando em conta que o detuning é negativo :

- Termos do tipo $F_{(x,y)\beta}$ têm uma dependência do tipo $-\beta_{ij}v_j$, expressando portanto uma *força viscosa*.

- Termos do tipo $F_{(x,y)\gamma}$ têm uma dependência do tipo $-\alpha_{ij}x_j$, expressando portanto uma *força restauradora*.

- Termos do tipo $F_{(x,y)\alpha}$ mostram que as intensidades dos feixes desalinhados dependem das coordenadas e, portanto, esta força mostra dependência com as coordenadas. Chamamos esta componente de *força de vórtex*.

Os coeficientes da força restauradora e da força viscosa não são exatamente coeficientes; visto que dependem da posição, são *tensores de segunda ordem*. Então para baixos campos magnéticos e baixas velocidades, a força de Cook é, na verdade, escrita :

$$\vec{F} = - \sum_{ij} \alpha_{ij} x_j \hat{e}_j - \sum_{ij} \beta_{ij} v_j \hat{e}_j + \vec{F}_{vortex} \quad (4.13)$$

4.2 A Força de Vórtex. Condições para a Formação de Órbitas Estáveis para um Átomo Aprisionado num MOT no Modelo sem Correções

Nesta seção analisaremos a força de vórtex, assim como as condições para a formação de órbitas estáveis num MOT. Para tanto, devemos estabelecer em que condições nosso MOT é formado, e isto nos levará a algumas aproximações, tais como :

1) Consideraremos que nossa armadilha é simétrica. Isto quer dizer que nossos feixes aprisionantes têm todos a mesma intensidade, e que todos os desalinhamentos são simétricos em relação ao centro da armadilha, com mesmo módulo. Deste modo,

$$\Omega_{i0} = \Omega_0$$

$$s_1 = s_4 = s$$

$$s_2 = s_3 = -s$$

2) Consideraremos, ainda, que os desalinhamentos são muito menores que a largura dos feixes aprisionantes, o que quer dizer que as gaussianas que descrevem a dependência espacial da frequência de Rabi podem ser expandidas em potências de $(x_i + s_i)^2 / w^2$.

A força de Cook tem 3 componentes. Chamando $(x_i + s_i)^2 / w^2 = u_i$, podemos, na força de vórtex, expandir as exponenciais no numerador em potências de u_i até segunda ordem :

$$e^{-u_i} = 1 - u_i + \frac{1}{2}u_i^2 + O(u_i^3)$$

Agora, fazendo a armadilha simétrica, podemos levar em conta apenas os módulos dos deslocamentos, isto é, $s_1 = s_4 = s$, $s_2 = s_3 = -s$. Além disso, podemos fazer todas os coeficientes constantes das frequências de Rabi iguais, isto é, $\Omega_{i0} = \Omega_0$. Deste modo, a componente em x da força de vórtex fica escrita, desprezando-se a dependência espacial dos $\Omega_i(\vec{r})$ no denominador,

$$\begin{aligned} F_{x\alpha} &= \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2} \{ \exp(-u_1) - \exp(-u_2) \} \\ &\simeq \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2} \frac{4s}{w} \left[\frac{y}{w} \left(\frac{y^2}{w^2} - 1 \right) \right], \end{aligned}$$

onde desprezamos um termo cruzado $8ys^3$, com base na hipótese de que $s \ll y$, e usamos que $|s_1| = s, |s_2| = -s$.

Logo, com um resultado análogo para a componente na direção y ,

$$\vec{F}_{\text{vortex}} = \frac{4s}{w} \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2} \left[\frac{y}{w} \left(\frac{y^2}{w^2} - 1 \right) \hat{x} - \frac{x}{w} \left(\frac{x^2}{w^2} - 1 \right) \hat{y} \right] \quad (4.14)$$

Para os outros termos da força de Cook, isto é, os que dependem de $v_{x,y}$ e de x, y , desprezamos tanto a dependência do numerador como a do denominador. Isto é feito por uma razão simples : os termos nos denominadores destas componentes da força de Cook são quadráticos, enquanto que os termos dos denominadores da força de vórtex são de 1ª ordem. Assim, os termos em x_i e v_{x_i} são muito menos influentes na dependência espacial, que o termo de força de vórtex, razão pela qual a dependência espacial dada pela exponencial só é considerada neste termo.

A força (4.14) pode ser escrita na forma do rotacional de um vetor $\vec{A}$, dado por

$$\vec{A} = \frac{4s}{w} \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2} \left[\frac{y^4 + x^4}{4w^3} - \frac{y^2 + x^2}{2w} \right] \quad (4.15)$$

donde podemos concluir que a força é tangencial e o átomo sofre uma força tangencial, que lhe impõe um movimento de rotação.

Sem expandir as exponenciais das forças restauradora e viscosa, vemos que os termos de cada uma destas componentes são iguais, de modo que, levando em conta que $\Delta = -|\Delta|$,

$$\vec{F}_{\text{rest}} = \frac{-16\hbar k \Gamma \Omega_0^2 |\Delta|}{[4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2]^2} \vec{r} \quad (4.16)$$

$$\vec{F}_{\text{visc}} = \frac{-16\hbar k^2 \Gamma \Omega_0^2 |\Delta|}{[4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2]^2} \cdot \vec{v} \quad (4.17)$$

Então a força total resultante sobre o átomo é, nestas condições,

$$\vec{F} = -\alpha \vec{r} - \beta \cdot \vec{v} + \vec{F}_{\text{vortex}} \quad (4.18)$$

Então a equação diferencial a ser resolvida é

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \omega_0^2 \vec{r} + \tilde{\beta} \cdot \vec{v} - \vec{a}_{\text{vortex}}, \quad (4.19)$$

onde $\omega_0^2 = \alpha/m$ e $\tilde{\beta} = \beta/m$.

Quais são as órbitas estáveis para um tal átomo ? Escrevamos os termos de 2ª ordem da força de vórtex em coordenadas polares :

$$\vec{F}_{vortex} = \frac{4s}{w} \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2} \left[\frac{y}{w} \left(\frac{r^2 \sin^2 \varphi}{w^2} - 1 \right) \hat{x} - \frac{x}{w} \left(\frac{r^2 \cos^2 \varphi}{w^2} - 1 \right) \hat{y} \right] \quad (4.20)$$

Dado que experimentalmente, num MOT, aparentemente, as estruturas observadas são espacialmente invariantes, desprezamos as dependências angulares, podendo, então, colocar um termo $\left(1 - \frac{r^2}{w^2}\right)$ em evidência :

$$\vec{F}_{vortex} = \frac{4s}{w^2} \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2} \left(1 - \frac{r^2}{w^2}\right) [y\hat{x} - x\hat{y}] \quad (4.21)$$

Chamando

$$\xi_0 = \frac{4s}{w^2} \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\Delta^2 + 2\Omega_0^2 + \Gamma^2}, \xi(r) = \xi_0 \left(1 - \frac{r^2}{w^2}\right) \quad (4.22)$$

temos que a força de vórtex pode ser escrita simplesmente como

$$\vec{F}_{vortex} = \xi(r) [y\hat{x} - x\hat{y}] \quad (4.23)$$

A força restauradora é radial e a força de vórtex e a viscosa são tangenciais, de sentidos opostos e em módulo, devemos ter :

$$F_{vortex} = F_{visc}$$

para que o átomo não perca velocidade e não vá para o centro da armadilha, devido à força restauradora, caso em que não temos nenhuma estrutura espacial em anel. Assim,

$$F_{vortex} = \xi(r) \sqrt{x^2 + y^2} = \xi(r) r \quad (4.24)$$

e

$$F_{visc} = \beta v \quad (4.25)$$

Igualando as duas,

$$\xi(r)r = \beta v \therefore v(r) = \frac{\xi(r)r}{\beta} \quad (4.26)$$

Como a força restauradora deve ser igual à centrípeta,

$$v^2(r) = \frac{\alpha}{m} r^2 \therefore \xi(r) = \beta \sqrt{\frac{\alpha}{m}}, \quad (4.27)$$

resultado obtido usando-se a equação (4.26). Substituindo $\xi(r)$ como obtido em (4.22), obtemos, após pouca álgebra, que os raios das órbitas estáveis são dadas por

$$r = w \sqrt{1 - \frac{\beta}{\xi_0} \sqrt{\frac{\alpha}{m}}} \quad (4.28)$$

4.3 O Modelo Corrigido

No modelo simplificado que acabamos de descrever, foi ignorada a influência dos feixes contrapropagantes em outras direções que não a direção de propagação do átomo. Esta aproximação, entretanto, é válida apenas para baixas intensidades dos feixes aprisionantes. Efetivamente, os outros lasers também exercem sua influência sobre a taxa de absorção de fótons do laser cuja direção é colinear à propagação do átomo, diminuindo-a. Portanto, no denominador da força de Cook, o termo dependente da frequência de Rabi, que corresponde fisicamente à saturação da transição, deve ser modificado para que a influência dos outros feixes seja levada em conta :

$$2\Omega_i^2(\vec{r}) \rightarrow 2\Omega_0^2 \sum_{j=1}^n \exp \left[- \left(\frac{x_j + s_j}{w} \right)^2 \right] \quad (4.29)$$

de modo que, agora, consideramos a intensidade incidente sobre o átomo como sendo a soma das intensidades dos feixes envolvidos no processo de aprisionamento. Este modelo tem resultados teóricos muito mais próximos dos valores observados experimentalmente num MOT, como observado por Morrison e Bagnato. A força sobre um átomo é, agora,

$$\vec{F}_i = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2 \exp \left[- \left(\frac{x_i + s_i}{w} \right)^2 \right]}{\Gamma^2 + 2\Omega_0^2 \sum_{j=1}^n \exp \left[- \left(\frac{x_j + s_j}{w} \right)^2 \right] + 4 \left[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\partial \omega}{\partial x_i} x_i \right]^2} \hat{x}_i \quad (4.30)$$

Inicialmente, Morrison e Bagnato consideraram que a dependência espacial da frequência de Rabi no termo de saturação da força de Cook era desprezível. Entretanto, como os resultados dos estudos das dependências dos raios dos anéis com as intensidades dos lasers aprisionantes simplesmente não mudasse, no modelo simplificado, constataram que a dependência espacial das frequências de Rabi era importante para um cálculo realístico das trajetórias de átomos num MOT. Em nosso caso particular, temos que $n = 4$, que é o número de feixes aprisionantes. As modificações podem ser incluídas no modelo que considera a expansão de baixos campos magnéticos e baixas velocidades, sem nenhuma modificação adicional.

4.4 Resultados Numéricos : Simulações de uma Armadilha Magneto-Óptica Bidimensional (2DMOT)

Para executar as simulações de átomos num 2DMOT, utilizamos o modelo exato, que leva em conta as correções nos termos de saturação e a dependência espacial da frequência de Rabi. Isto foi feito com base no tempo computacional e com base no tipo de resultados que queríamos obter : o modelo expandido requereria três vezes mais contas para a obtenção de resultados, pois temos três componentes de força em cada direção, ao invés de uma só; e a expressão exata para a força nos permitiria explorar regiões do espaço de parâmetros que seriam inacessíveis com o modelo expandido, uma vez que este estaria inválido ao entrarmos numa região de parâmetros que não satisfizesse as hipóteses de baixos campos magnéticos e velocidades feitas para as expansões.

4.4.1 O Programa de Integração

As equações (4.5), (4.6), (4.7) e (4.8) formam um sistema de equações acopladas altamente não-lineares, não havendo sido reportado, até hoje, uma solução analítica. Devemos, portanto, utilizar métodos numéricos se quisermos obter soluções para o sistema. Para integrarmos as equações acopladas (4.5), (4.6), (4.7) e (4.8), utilizamo-nos de uma rotina IMSL, obtida com o Fortran 90 da Microsoft, que nos dá um método de Runge-Kutta de 5ª. ordem, onde o erro é proporcional a h^5 , onde h é o passo de integração utilizado. A transição atômica que consideramos, para o sódio, tem uma escala característica que é da ordem de 10^{-8} segundos (16 ns); desta maneira, o erro numérico é desprezível.

Uma rotina de Runge-Kutta resolve equações ou sistemas de equações de primeira ordem, do tipo $y' = y'(x, y(x))$, e temos um sistema de equações de 2ª ordem, do tipo $y'' = y''(x, y(x), y'(x))$. A solução é "quebrar" nosso sistema em duas equações de 1ª ordem, fazendo

$$v(t) = \dot{x}(t)$$

e

$$\dot{v}(t) = f(v(t), t)$$

e resolvendo os dois sistemas de equações a cada passo. Usamos o Fortran 90 da Microsoft para as simulações, rodando num Pentium 166 MHz. A rotina da IMSL tem um problema sério, que não chegou a nos atrapalhar devido ao tamanho pequeno do passo de integração, com relação às escalas das grandezas envolvidas nos problemas: ela só permite uma chamada tendo o parâmetro "instante inicial" constante. O problema foi resolvido usando-se a aproximação $dx/dt \simeq \delta x/h$.

4.4.2 Resultados Numéricos

Inicialmente queríamos ver se o programa se comportava da maneira esperada : um átomo, colocado num ponto qualquer da armadilha magneto-óptica que não seja a origem, com velocidade nula no plano x-y, deveria tender a uma órbita estável se os parâmetros propiciassem a formação da mesma. Para tanto, tentamos encontrar um conjunto de parâmetros que fizesse o átomo entrar em uma órbita estável. Um tal conjunto de parâmetros foi $\Omega_0 = 30$ MHz, $\Delta = -10$ MHz e $dB/dx = 12$ G/cm, valores típicos de laboratório, o que já é um bom indicativo. Achado este conjunto de valores, "soltamos" o átomo em três posições diferentes no início da simulação, com raios contados a partir da origem, $r_0 = 0.07$ cm, $r_0 = 0.14$ cm e $r_0 = 0.35$ cm. Os resultados foram que o átomo saía do ponto inicial e tendia a convergir para uma mesma órbita estável. Dos gráficos, pode-se notar que, quando o átomo é solto do menor raio, inicialmente a diferença entre o raio de uma volta para o raio da volta subsequente aumenta gradativamente, o que indica que, mais perto da origem, a força é menor. Isto pode ser visto somando-se as componentes (4.5), (4.6), (4.7) e (4.8) : o mínimo de força está na origem, onde é zero. À medida em que o átomo se aproxima da órbita estável, a diferença entre o raio de uma volta e o da volta subsequente diminui, indicando que a velocidade tende a um valor bem-definido, o que é de se esperar ao analisarmos as equações (4.5), (4.6), (4.7) e (4.8). Fisicamente, as forças tangenciais se anulam.

Verificado que para um dado conjunto de parâmetros o átomo tendia para uma órbita estável, passamos a explorar o espaço de parâmetros do modelo. Começamos a varrer o espaço de parâmetros para verificar qual era o efeito da variação de parâmetros sobre o raio da órbita. Fixado um tempo de interação suficientemente longo para que o átomo pudesse entrar numa órbita estável, fixamos dois dos parâmetros e variamos um terceiro. No caso apresentado abaixo, fixamos a frequência de Rabi e o gradiente de campo, que

Figura 4.3: Trajetória de um átomo numa armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT). O raio inicial é $r_0 = 0.07$ cm. Note-se a diferença inicialmente pequena, aumentando gradativamente e posteriormente diminuindo, entre os raios de órbita r_n e r_{n+1} .

Figura 4.4: Trajetória de um átomo numa armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT). O raio inicial é $r_0 = 0.14$ cm.

Figura 4.5: Trajetória de um átomo numa armadilha magneto-óptica em duas dimensões (2DMOT). O raio inicial é $r_0 = 0.35$ cm.

Figura 4.6: Trajetória de um átomo num 2DMOT. O raio inicial é de aproximadamente $r_0 = 0.5$ cm. Note como o raio da órbita diminui à medida em que o detuning é aumentado, nos gráficos subsequentes.

em laboratório são mais difíceis de serem variados continuamente e suavemente, e variamos o detuning. O resultado pode ser visto a partir dos gráficos : à medida em que o detuning é aumentado, o átomo tem sua órbita, inicialmente de raio aproximadamente $r = 0.5$ cm, diminuída e passa para uma órbita estável de raio bem menor, $r \simeq 0.15$ cm. No laboratório veríamos o anel de átomos diminuir, fato que é visto em três dimensões. Isto poderia ser classificado como uma transição de fase : uma mudança bastante brusca do raio com uma variação bem pequena do detuning.

No entanto, na prática, este efeito não é tão agudo. A variação acentuada e brusca só foi observada nas simulações porque um dos efeitos mais importantes num MOT foi desprezado : a emissão espontânea. Conforme um estudo publicado por nosso grupo [19],

Figura 4.7: *Trajetoria de um tomo num 2DMOT. O raio da rbita estvel agora de aproximadamente $r_0 = 0.38$ cm. A variao no detuning foi de 0.5 MHz.*

Figura 4.8: *Trajetória de um átomo num 2DMOT. O raio da órbita estável é de aproximadamente $r_0 = 0.17$ cm.*

a introdução da emissão espontânea introduz uma largura no anel observado, devido à aleatoriedade na direção de emissão de um fóton. Em geral, o que pudemos observar nas simulações feitas foi que havia valores muito bem definidos para os quais ocorria a formação de órbitas estáveis. Resolvemos então introduzir a emissão espontânea da seguinte maneira : a cada intervalo de 32 ns, o átomo emitia um fóton numa direção aleatória. A direção era dada por um número aleatório sorteado no intervalo $0 \leq \theta \leq 1$, onde θ é a variável que guarda o valor do ângulo em radianos; depois multiplicava-se θ por 2π , para que o valor fosse convertido para radianos. Para o ângulo ϕ , o número aleatório foi sorteado da mesma maneira e multiplicado por 2π . Desta maneira, o átomo sofria uma variação em sua velocidade transversal dada por

$$\delta \vec{v} = \delta v_x \hat{x} + \delta v_y \hat{y}$$

onde

$$v_x = \frac{\hbar k}{m} \sin \theta \cos \phi;$$

$$v_y = \frac{\hbar k}{m} \sin \theta \sin \phi.$$

As figuras 4.9 a 4.13 são referentes uma simulação feita com os parâmetros Ω e $\frac{dB}{dx_i}$ fixos, e com o detuning variando.

Os gráficos obtidos com a inclusão da emissão espontânea correspondem a uma região onde anteriormente não se observava órbitas estáveis com uma variação do detuning da ordem de décimos de MHz. No entanto, variamos o detuning de quase 1 MHz e observamos a mudança no raio médio da órbita de cerca de 0.2 cm para aproximadamente 0.12 cm. Apesar de esta variação ser muito menor que a mudança observada para a variação do raio no caso em que não há emissão espontânea, note-se que o valor do raio na figura 4.6 é de aproximadamente 0.5 cm, não sendo um raio possível de ser observado experimentalmente com um desalinhamento de 0.1 cm. Neste caso, o átomo já escapou da armadilha, e a

Figura 4.9: Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.2 MHz.

Figura 4.10: Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.4 MHz.

Figura 4.11: Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.6 MHz.

Figura 4.12: Trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se o problem da emissão espontânea, para detuning de -6.8 MHz.

órbita é meramente uma solução matematicamente possível. Mesmo o raio da órbita na figura 4.7 é uma solução matemática. Na prática, o efeito da emissão espontânea é de "mascarar" a transição de fase e ela ocorre com menos frequência experimentalmente, do que se observa em simulações sem considerar a emissão espontânea. Há ainda mais um efeito introduzido pela emissão espontânea que nos chamou a atenção : agora, com a existência de uma faixa de valores com os quais pode haver órbitas estáveis, há um valor limite onde a órbita pode se formar ou não, sendo bastante instável. Tal conclusão foi tirada a partir de uma simulação feita com os mesmos parâmetros da figura 4.13, mostrada na figura 4.14. Desta vez, não há formação de órbita estável justamente devido à aleatoriedade característica da emissão espontânea. Podemos concluir, portanto, que a emissão espontânea possui um papel importante na formação de órbitas num MOT, influenciando nas faixas de valores nos quais se observa órbitas estáveis.

Outra característica que chamou a atenção é a não-linearidade do número de voltas com o tempo de interação, ou seja, o número de voltas que um átomo dá não depende linearmente do tempo de interação do átomo com o campo eletromagnético. Isto pode ser melhor visualizado através dos gráficos abaixo, onde variamos o tempo de interação do átomo com os lasers do 2DMOT. Note-se que o número de voltas não dobra ao dobrarmos o tempo de interação do átomo com o campo. Compare-se ainda com a figura 4.8, que mostra a trajetória para um átomo que interage por 0.5 segundos com o campo eletromagnético.

A não-linearidade do número de voltas pode ser ilustrada com o comportamento dos átomos pertencentes a vários grupos de velocidades interagindo com o campo por diferentes intervalos de tempo. Isto é feito da seguinte maneira : os lasers que compõem o 2DMOT podem, com o auxílio de um conjunto de lentes composto de uma lente comum e uma lente cilíndrica, serem expandidos no sentido de propagação do feixe atômico, mantendo sua largura a meia-altura, w , constante em x e em y . Com isto, obtém-se um maior

Figura 4.14: Gráfico mostrando a trajetória de um átomo num 2DMOT considerando-se os efeitos de emissão espontânea. Os parâmetros são os mesmos usados para obter-se o gráfico da figura 4.13. Desta vez, não se forma uma órbita estável.

tempo de interação do feixe atômico com o campo eletromagnético. O conjunto de gráficos a seguir mostra as trajetórias seguidas por um átomo com velocidade longitudinal v_z variando, como num feixe térmico, que tem uma distribuição de velocidades obedecendo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, e interagindo com o campo por um período de tempo determinado pelo comprimento dos lares expandidos, l e pela velocidade longitudinal dos átomos, v_z . Este tempo de interação é dado simplesmente por $\Delta t = l/v_z$. Nas simulações que se seguem, temos $\Omega = 29$ MHz, $\Delta = -10$ MHz, e $\frac{dB}{dx_i} = 10$ G/cm. As distâncias percorridas pelo átomo durante as quais ele interage com os lasers de aprisionamento são $l = 5$ cm, $l = 10$ cm, $l = 15$ cm e $l = 20$ cm.

O maior número de voltas, com uma dada velocidade longitudinal é dado quando o tempo de interação é máximo. Portanto, com um maior comprimento de interação, os

Figura 4.15: Trajetória para um átomo que interage com o campo por 0.005 segundos.

Figura 4.16: Trajetória para um átomo que interage com o campo por 0.05 segundos.

Figura 4.17: Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 5 cm.

Figura 4.18: Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 10 cm.

Figura 4.19: Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 15 cm.

Figura 4.20: Gráfico das trajetórias de um átomo num 2DMOT para várias velocidades longitudinais e interagindo com os lasers de aprisionamento por uma distância de 20 cm.

átomos têm mais tempo de "sentir" a força exercida pelos lasers de aprisionamento. Por outro lado, dado um comprimento de interação fixo, átomos mais rápidos têm menos tempo de "sentir" a força exercida pelos lasers, que átomos mais rápidos. Num feixe atômico térmico, os átomos têm uma distribuição ao longo do eixo de propagação do feixe que obedece a uma distribuição de MB. Num experimento com feixe de sódio, a velocidade mais provável de saída dos átomos é de $\approx 800 \text{ m/s}$. Por outro lado, um feixe que tenha passado por uma desaceleração através da técnica de ajuste Zeeman tem os átomos agrupados ao redor de um valor bem definido de velocidade, que pode a princípio ser controlada até um limite dado pelo valor máximo imposto pelo seguimento adiabático. Portanto, seria de se esperar que um feixe atômico desacelerado pela técnica de ajuste Zeeman apresente um efeito mais pronunciado no aparecimento de estruturas espaciais, que um feixe térmico convencional.

4.5 Resultados Experimentais : Observação de uma Estrutura em Anel no Feixe Atômico Térmico.

Um resultado bastante interessante foi obtido com o desalinhamento dos lasers de compressão e deslocando-se o detuning para o vermelho : pudemos observar a formação de um anel no feixe atômico térmico, como no caso do 3DMOT. As figuras 4.21 e 4.22 mostram uma figura do anel e do perfil de intensidades do mesmo, respectivamente.

Figura 4.21: *Estrutura em anel obtida desalinhando-se os feixes e variando-se o detuning dos lasers de compressão.*

Figura 4.22: *Perfil de intensidades da estrutura em anel, captado pela CCD. Há um maior número de átomos num dos lados do anel, indicado por um nível maior de intensidade na medida da fluorescência captada pela CCD.*

4.5.1 Resultados Numéricos: Simulações de Estruturas em Anel num Feixe Atômico Térmico

Simulamos este experimento numericamente, usando um ensemble de 800 átomos sem considerar emissão espontânea. O método usado foi o seguinte: inicialmente, distribuimos os átomos num círculo de raio 0.25 cm. Tendo as posições iniciais dos 800 átomos do ensemble, distribuimos velocidades transversais de 0 a 1 m/s em cada componente de direção, de acordo com a distribuição de Maxwell-Boltzmann. Não distribuimos velocidades transversais maiores porque o feixe sofre uma pré-seleção de velocidades transversais. Apesar de apresentar uma certa divergência na entrada do 2DMOT, esta é relativamente pequena, de modo que podemos considerar que as velocidades transversais também são pequenas. Isto feito, distribuimos velocidades de 0 a ≈ 800 m/s na direção de propagação, ainda seguindo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann. Como as componentes de velocidade se comportam como variáveis estatisticamente independentes, podemos distribuí-las desta maneira. Os programas foram rodados numa AlphaStation com 3 processadores, desta vez usando o método de integração de Burlisch-Stoer com controle de precisão e passo através de uma extrapolação pelo método de Richardson, que tem sua listagem dada na referência [20]. A rotina foi extensivamente testada, dando resultados idênticos aos da IMSL.

Apesar de não ficar muito claro visualmente olhando-se diretamente na figura (4.23), pode-se ver que há um anel fazendo-se um histograma do número de átomos posicionados a uma certa distância $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ do centro da armadilha, mostrado na figura (4.24).

Da figura (4.24) podemos claramente ver que a maior parte dos átomos está concentrada em raios situados entre $\simeq 0.2$ e 0.35 cm. Apesar de haver bastante átomos no centro da armadilha, a maior concentração está claramente no intervalo citado. Se observarmos com cuidado o gráfico da fluorescência captada pela CCD, figura (4.22), veremos

Figura 4.23: Gráfico mostrando as posições finais de um ensemble de 800 átomos após passar por um 2DMOT com uma região de interação de 20 cm.

Figura 4.24: *Histograma mostrando o número de átomos em função do raio no plano. Podemos notar que há um maior número de átomos em torno de 0,3 cm.*

que no interior do anel o nível da fluorescência não vai a zero, indicando que há átomos que não chegam a atingir uma órbita estável provavelmente por estarem com velocidades longitudinais muito altas, caso em que quase não sentem a força devido a um tempo de interação muito curto, com os lasers aprisionantes. Alternativamente, os átomos podem estar mais próximos do centro da armadilha, onde a força é menor, e com velocidades longitudinais altas o suficiente para que não sintam uma força suficientemente intensa para que sejam deslocados significativamente do centro da armadilha. A emissão espontânea também pode ter contribuído para isto, "evitando", de certa forma, que um átomo que está a uma distância intermediária entre o centro da armadilha e a região do anel onde há a maior densidade de átomos, que é aproximadamente onde a força tem seu máximo, se desloque deste raio. Entretanto, isto só poderá ser confirmado ao se analisar as trajetórias dos átomos individuais, o que não foi feito por limitações de tempo computacional e espaço disponível em disco.

4.5.2 Resultados Numéricos: Compressão de uma Estrutura em Anel Formada no Feixe Térmico

Um de nossos intuits, neste trabalho, é o de investigar como se dá a compressão de uma estrutura em anel formada num feixe atômico térmico e num feixe atômico desacelerado. Apresentamos nesta seção resultados para um feixe atômico térmico convencional.

Inicialmente rodamos o programa que gerava as distribuições em anel, considerando o problema da emissão espontânea, e gravamos as posições e velocidades transversais e longitudinais num arquivo. Isto feito, rodamos um outro programa que simulava as compressões dos átomos do ensemble, a partir da configuração em anel, mostrada na figura 4.25. Visualmente, numa primeira observação, a figura 4.27, que mostra o ensemble após o processo de compressão, não tem nenhuma estrutura fechada aparente e uma ampliação da

Figura 4.25: *Distribuição inicial de átomos num anel, considerando-se o problema da emissão espontânea.*

região central mostra que realmente não há uma estrutura formada no feixe comprimido, provavelmente devido à emissão espontânea.. As figuras 4.25, 4.26, 4.27 e 4.28 mostram a distribuição inicial de átomos num anel, o histograma inicial, a distribuição final dos átomos após passarem por um 2DMOT com uma região de interação de 20 cm, e o histograma final, que mostra claramente que a estrutura espacial não se conserva numa escala de observação de $500 \mu m$.

4.5.3 Resultados Numéricos: Compressão de uma Estrutura em Anel Formada num Feixe Desacelerado

Simulamos a formação de uma estrutura em anel num feixe atômico desacelerado usando uma distribuição espacial inicial obtida da mesma forma que a distribuição espacial usada para a simulação da compressão do feixe atômico térmico. Nesta simulação consideramos

Figura 4.26: *Histograma de distribuição de átomos em função da distância ao centro da armadilha.*

Figura 4.27: Gráfico mostrando as posições finais dos átomos da figura anterior após passar por um 2DMOT com região de interação de 20 cm.

o problema da emissão espontânea e o resultado da simulação é mostrado na figura 4.29. Apresentamos a figura pois entendemos que é suficientemente clara a presença de uma estrutura espacial em forma de anel, ainda que levemente mascarada pelos outros átomos em volta. O resultado demonstra que uma estrutura espacial num feixe desacelerado será ainda mais nítido que o resultado que foi obtido no feixe atômico térmico.

O anel desta forma obtido tem raio médio de aproximadamente 0,19 cm na região de maior densidade de átomos. Neste ponto, cabe uma observação interessante, uma vez que temos átomos fora do anel que o circundam : quando vemos o anel, não necessariamente vemos átomos que estão numa órbita estável. A maioria está, mas também há os que estão "apenas de passagem " e naquele ponto, estão ressonantes com os lasers de aprisionamento. A figura 4.30 mostra a região com os átomos do anel após a compressão, e a figura 4.31 mostra a ampliação da região central da distribuição resultante da compressão.

Figura 4.28: *Histograma da distribuição de átomos em função da distância ao centro da armadilha.*

Figura 4.29: Gráfico mostrando as posições finais para um ensemble de 900 átomos com velocidade de saída de 15 m/s num 2DMOT com região de interação de 20 cm. O problema da emissão espontânea foi considerado na simulação numérica.

Figura 4.30: A estrutura em anel, comprimida. O quadrado em vermelho mostra a região que será ampliada para uma investigação mais cuidadosa da possibilidade de existência da compressão do anel numa estrutura menor.

Figura 4.31: *Ampliação da região central onde estão os átomos da estrutura em anel formada no feixe desacelerado, após a compressão.*

A figura 4.31 mostra uma distribuição espacial que sugere uma estrutura fechada. Não podemos fazer nenhuma assertiva quanto a esta estrutura ser fechada e nem mesmo quanto à regularidade desta estrutura. Entretanto uma estatística, ainda que pobre, pode ser feita. Se olharmos a figura 4.32, veremos que há 65 átomos, do ensemble inicial de 900, que se concentram numa região de raio de $0,4 \mu m$, de largura $0,7 \mu m$. Ao contrário do feixe térmico, que não mostrava nem mesmo o mais leve esboço de estrutura espacial, aparentemente uma estrutura em anel é mantida a despeito da existência de emissão espontânea. Em parte o fenômeno pode ser compreendido da seguinte maneira. O feixe atômico desacelerado apresenta seus átomos com velocidades longitudinais muito baixas e portanto um número de átomos significativamente maior terá um tempo de interação maior com os lasers de aprisionamento. Além disto, os átomos mais internos apresentam uma tendência, na saída do magneto, de se afastarem do centro da armadilha, em geral.

Figura 4.32: *Histograma do número de átomos em função da distância ao centro da armadilha.*

Isto propicia que possam atingir as regiões de raios de órbita estável mais rapidamente e eventualmente permanecer lá. Os átomos que estão a distâncias maiores que o raio de órbita estável têm também maior chance de atingir a região de órbita, mesmo estando mais distantes, devido ao tempo relativamente longo de interação com o feixe. Para uma região de interação de 20 cm e uma velocidade longitudinal de 15 m/s, o tempo de interação é de 13 ms, o suficiente para que o átomo se desloque bastante de uma região distante de raio de cerca de 5 a 6 mm, ou de perto do centro da armadilha, para um raio pelo menos bastante próximo do raio de órbita estável.

Apesar de o processo se mostrar bastante ineficiente, temos aparentemente uma estrutura espacial fechada, que não sabemos se está distorcida ou preserva, ainda que aproximadamente, sua forma original, nas simulações em que um feixe atômico é desacelerado,

passa por um 2DMOT de 20 cm de comprimento para que se forme uma estrutura espacial em forma de anel, e passa por outro 2DMOT de 20 cm de comprimento para compressão da estrutura.

Capítulo 5

Discussão

Realizamos um extenso estudo sobre feixes atômicos e as possíveis maneiras de se manipular suas velocidades transversais com vistas a litografia atômica. O estudo da desaceleração de um feixe atômico, numa primeira etapa do trabalho, juntamente com o estudo teórico e observações experimentais de estruturas espaciais em forma de anel num feixe atômico, serviu para mostrar o quanto pode ser importante o controle das velocidades longitudinais de um feixe atômico para a realização de estruturas espaciais no mesmo.

A importância do estudo é ainda corroborada pelos resultados experimentais da compressão de um feixe atômico térmico, assim como o de um feixe atômico desacelerado. A compressão é bem mais eficiente para um feixe desacelerado que para um feixe térmico convencional, pelo fato de o feixe desacelerado ter mais tempo de interação com os lasers de compressão. Um outro fator que nos mostra a maior eficiência da compressão para o feixe desacelerado é este ter sido desacelerado num 2DMOT cujo gradiente de campo magnético era tipicamente de 10 G/cm e constante ao longo do eixo de propagação e no plano transversal. A compressão do feixe térmico requereu um gradiente de campo variável ao longo do eixo de propagação do feixe, com valores de mais altos que os obtidos no 2DMOT de compressão do feixe desacelerado, montado de modo a servir posterior-

mente como um 3DMOT para experimentos de BEC. O gradiente constante ao longo do eixo de propagação pode ter tornado a compressão para o feixe desacelerado menos eficiente devido a uma possível desaceleração ao longo do eixo de propagação e consequente aquecimento transversal do feixe comprimido.

Nossos resultados teóricos para a compressão de um feixe atômico desacelerado não foram de todo concordantes com os resultados experimentais. Entretanto, devemos levar em conta o fato de as simulações considerarem o átomo como um sistema de dois níveis ideal, com uma transição completamente fechada entre os níveis $3S_{1/2}(F = 2, M_F = 2) \longleftrightarrow 3P_{3/2}(F' = 3, M_{F'} = 3)$. O fato é que nosso átomo não é um sistema de dois níveis perfeito e o problema do bombeamento óptico pode ter sido um fator determinante na ineficiência da compressão transversal mesmo tendo sido colocadas *sidebands* para evitar as indesejadas transições para os estados $3S_{1/2}(F = 1)$. A desaceleração longitudinal "residual" que pode ainda ocorrer quando o átomo adentra a região do 2DMOT também não foi considerada nas simulações. Pode também ter havido uma certa imperfeição na distribuição inicial nas simulações, quanto à parte espacial, pois devido à necessidade de discretização e número limitado de átomos nas simulações, o resultado final pode ter sido de certa forma prejudicado.

Ainda com relação a isto, nossos resultados numéricos mostram que um feixe térmico, ainda que mostre a existência de estruturas espaciais em forma de anel, concordando muito bem qualitativamente com os resultados experimentais, é altamente ineficiente no que se refere à compressão da estrutura formada, que nem chega a se realizar devido aos efeitos de emissão espontânea, que destroem completamente a estrutura no caso de o feixe não ser desacelerado. No caso do feixe desacelerado, onde também se considerou o problema da emissão espontânea, há um esboço de estrutura. Apesar de os resultados serem extremamente tentadores à primeira vista, não podemos confiar totalmente neles, pois o número de átomos que chega a ser comprimido com esboço de estrutura é muito

pequeno. A exiguidade do tempo e a exigência numérica do problema não permitiram que o resultado chegue a ser conclusivo quanto a isto. De qualquer modo, a hipótese de compressão de estrutura espacial no feixe atômico desacelerado deve, de qualquer maneira, ser levada a sério e tentada experimentalmente, se possível, em vista de haver uma possibilidade prevista neste trabalho.

Neste trabalho a emissão espontânea mostrou ser um efeito deveras importante e talvez limitante em possíveis aplicações das técnicas de manipulação das velocidades transversais num feixe de átomos. O resultado da simulação de compressão de estruturas no feixe térmico não-desacelerado revelou que para um feixe deste tipo a estrutura não se conserva e provevelmente ela desapareceu nas simulações que levavam a emissão espontânea em conta devido a ela. A existência de parâmetros bem definidos para a existência de órbitas estáveis nas estruturas em anel revelou-se também parcialmente falsa. Pelo que pudemos concluir das simulações, existe não apenas um parâmetro, mas sim uma faixa de parâmetros em torno do parâmetro que corresponderia ao parâmetro estável nas simulações sem emissão espontânea, dentro da qual órbitas estáveis ainda existem. Ainda, pelo fato de imprimir uma espessura ao anel atômico, como pode ser visto em um trabalho publicado por nosso grupo, a emissão espontânea deve impor sérias limitações à transformação de macro-estruturas em micro-estruturas através da manipulação por meio de pressão de radiação.

Enfim, chegamos à parte de sugestões para trabalhos futuros. Conforme as referências [16] e [17] e os resultados experimentais expostos neste trabalho, o uso de um campo magnético de gradiente variável ao longo da direção de propagação do feixe atômico é desejável se quisermos ter uma compressão eficiente para feixes térmicos. Uma idéia a ser verificada inicialmente através de simulações é a eficiência maior ou menor de outros perfis de gradiente de campo magnético, que não o linear, para feixes desacelerados. Uma função de gradiente de campo ao longo do eixo de propagação do feixe na forma da função

de distribuição de velocidades de Maxwell, na forma

$$\frac{\partial B}{\partial x}(z) = \alpha z^n \exp\left(\frac{z^2}{\beta}\right)$$

tem uma forma que lembra razoavelmente a forma da função gradiente de campo usada por Nellesen et al [16], e talvez possa ser usada como uma primeira aproximação.

Uma segunda sugestão é usar um número bem maior de átomos de modo a se obter distribuições mais realistas, espaciais e de velocidades, de átomos no feixe, de modo que a discretização das distribuições de velocidades seja feita numa escala menos prejudicial. Poder-se-ia também efetuar simulações levando em conta as probabilidades de transição do átomo, de um dos níveis da transição de aprisionamento, para o estado "escuro" mencionado nesta discussão e, sendo isto feito, verificar (a) qual o efeito destas transições indesejadas na eficiência da compressão do feixe desacelerado e (b) qual o efeito da inclusão de um laser de rebombeio no resultado numérico. É evidente que para tanto, um bom gerador de números aleatórios deve ser utilizado.

Experimentalmente, a sugestão que damos é a de usar a técnica recentemente desenvolvida por Miranda [21] et. al para aprisionamento em 3DMOTs carregados por feixes atômicos para verificar até que ponto o laser desacelerador pode ter tirado um pouco da eficiência da compressão. Esta técnica consiste em se remover um pequeno ponto do laser de desaceleração, criando um "tubo" escuro no laser desacelerador que não chega a prejudicar a desaceleração. Com isto os átomos aprisionados ficam "protegidos" do laser de desaceleração e um grande aumento na densidade da armadilha pôde ser conseguida, o que será de grande valia nos experimentos de BEC porvindouros. Da mesma maneira, poder-se-á verificar o efeito da emissão espontânea sobre o fator de compressão: se a emissão espontânea estiver limitando o fator de compressão, ao aplicar-se o "protetor" dever-se-á verificar um aumento no fator de compressão do feixe atômico.

Bibliografia

- [1] R. Frisch, Z. Phys **86**, 42 (1933).
- [2] W.G. Cross, N.F.Ramsey, Phys. Rev. **80**, 929 (1950).
- [3] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [4] D.J. Wineland, H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [5] D.J. Wineland, W.M. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- [6] W.D. Phillips, H. Metcalf, Sci. American, March 1987, p.50.
- [7] Prentiss, M, Timp, G., Bigelow, N., Behringer, R. E., Cunningham, J. E., Appl. Phys. Lett. **60** (8), (1992).; Scientific American, April 1996.
- [8] W. D. Phillips, J.V. Prodan, H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B, **2** (11), 1751 (1985).
- [9] V.S. Bagnato, J.C.Castro, M.S. Li, S.C. Zilio, Rev. Bras. Física, **18** (3), 411 (1988).
- [10] R.J. Cook, Phys. Rev. A **20**, 224 (1979).
- [11] Reginal do de Jesus Napolitano, dissertação apresentada para a obtenção do título de Mestre em Física ao IFQSC/USP, 1990.
- [12] Bagnato, V. S., Salomon, C., Marega Jr., E., Zilio, S. C., J. Opt. Soc. Am. B, vol. **8**, no. 3 (1991).

- [13] Valdir Carlos Colussi, dissertação apresentada para a obtenção do título de Mestre em Física ao IFQSC/USP, 1992.
- [14] Marcel Eduardo Firmino, dissertação apresentada para a obtenção do título de Mestre em Física ao IFQSC/USP, 1991.
- [15] Bagnato, V. S., *Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Escola de Verão Jorge André Swieca, 1992, São Carlos, SP.
- [16] Nellessen, J.; Werner, J.; Ertmer, W., *Optics Comm.*, **78**, 3,4 (1990), 300-308.
- [17] Bagnato, V. S., Wang, Y., Weiner, J., *J. Appl. Phys.* **80** (1), July 1996.
- [18] Carla Faria de Figueira Morisson, dissertação apresentada para a obtenção do título de Mestra em Física ao IFQSC/USP, 1993.
- [19] Dias Nunes, F., Silva, J.F., Zilio, S. C., Bagnato, V. S., *Phys. Rev. A*, vol. **54** (3), 2271 (1996)
- [20] Press, W. H., Vetterling, W.T., Teukolsky, S. A., Flannery, B. P. - *Numerical Recipes in Fortran* - Second Edition, Cambridge University Press, 1994.
- [21] Miranda, S. G. et al, trabalho em andamento até o momento da apresentação desta Dissertação.

Apêndice: Forças de Radiação sobre um Átomo de Dois Níveis

Consideremos um átomo que apresenta dois níveis, denominados $|1\rangle$ e $|2\rangle$, com o nível $|1\rangle$ correspondendo ao estado "fundamental" e o estado $|2\rangle$, ao estado "excitado". Consideraremos, no presente tratamento, apenas estes dois estados, de modo que não existe possibilidade de se encontrar o átomo em qualquer outro estado. Para nosso átomo, então, o Hamiltoniano para o caso em que não há nenhum campo elétrico aplicado é

$$H = \frac{\vec{P}^2}{2M} + H_0 \quad (7.1)$$

onde H_0 é o Hamiltoniano para o movimento interno do átomo não-perturbado e $\vec{P}^2/2M$ é a energia cinética associada ao centro de massa do átomo. Quando da aplicação de um campo eletromagnético ao átomo, o Hamiltoniano (7.1) é reescrito, classicamente :

$$H = \frac{\vec{P}^2}{2M} + H_0 - \vec{\mu} \cdot \vec{E}(\vec{R}, t) \quad (7.2)$$

onde $\vec{\mu}$ é o operador de momento de dipolo e $\vec{E}(\vec{R}, t)$ é o campo eletromagnético, cuja particular forma não precisa ser considerada por enquanto, com seu valor dado na posição do centro de massa do átomo, $\vec{R}$.

Usando o fato de que os operadores $\vec{R}$ e $\vec{P}$ obedecem às seguintes regras de comutação :

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = (i\hbar)^{-1} [\vec{R}, H] = \nabla_P H = \frac{\vec{P}}{M} \quad (7.3)$$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = (i\hbar)^{-1} [\vec{P}, H] = -\nabla_R H = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{E}), \quad (7.4)$$

e colocando $\vec{r} = \langle \vec{R} \rangle$, temos

$$\vec{F} = M \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = M \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{P}}{M} \right) \right\rangle = \langle \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{E}) \rangle \quad (7.5)$$

Considerando que o campo elétrico seja da forma $\vec{E}(\vec{x}, t) = \hat{\epsilon} \varepsilon(\vec{x}, t)$, com o vetor de polarização $\hat{\epsilon}$ definido, e considerando ε constante ao longo do pacote de onda atômico (ou seja, o espalhamento do pacote é muito pequeno), então

$$\vec{F} = \langle \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{E}) \rangle = \langle \vec{\mu} \cdot \hat{\epsilon} \nabla \varepsilon \rangle = \langle \vec{\mu} \cdot \hat{\epsilon} \rangle \nabla \varepsilon(\vec{r}, t) \quad (7.6)$$

Consideremos o movimento de nosso átomo num campo elétrico qualquer, monocromático, na forma

$$\varepsilon(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} E(\vec{x}) \left\{ e^{i[\theta(\vec{x}) + \omega t]} + e^{-i[\theta(\vec{x}) + \omega t]} \right\} \quad (7.7)$$

onde $\theta(\vec{x})$ é uma fase com dependência espacial. Sejam C_1 e C_2 as amplitudes de probabilidade de o átomo estar no estado $|1\rangle$ e $|2\rangle$, respectivamente. As equações de Schrödinger para o movimento atômico interno são, para os coeficientes C_1 e C_2 ,

$$i\hbar \dot{C}_1 = E_1 C_1 - \mu \varepsilon(t) C_2 \quad (7.8)$$

$$i\hbar \dot{C}_2 = E_2 C_2 - \mu \varepsilon(t) C_1$$

onde $\mu = \langle 1 | \vec{\mu} \cdot \hat{\epsilon} | 2 \rangle$ é o momento de dipolo, e $\varepsilon(t) = \varepsilon(\vec{r}(t), t)$. Definindo agora novos coeficientes, D_1 e D_2 de tal forma que estejam relacionados com os coeficientes C_i da

forma

$$C_1 = D_1 e^{\{-iE_1 t/\hbar + \frac{1}{2}i[\Delta t + \theta(t)]\}} \quad (7.9)$$

$$C_2 = D_2 e^{\{-iE_2 t/\hbar - \frac{1}{2}i[\Delta t + \theta(t)]\}}$$

e usando as relações

$$\Delta = \omega - \omega_0 \quad (7.10)$$

onde $\omega_0 = (E_1 - E_2)/\hbar$, e $\theta(t) = \theta(r(t))$, substituímo-las nas equações (7.8). O resultado são as equações para os D_i

$$i\hbar\dot{D}_1 = \frac{1}{2}\hbar(\Delta + \dot{\theta})D_1 - \mu\varepsilon D_2 e^{-i(\theta + \omega t)} \quad (7.11)$$

$$i\hbar\dot{D}_2 = -\frac{1}{2}\hbar(\Delta + \dot{\theta})D_2 - \mu\varepsilon D_1 e^{i(\theta + \omega t)}$$

Agora, usando-se a equação (7.7) na equação (7.11), na aproximação de onda girante, desprezamos os termos cuja frequência é o dobro da frequência óptica considerada, pois não contribuem muito em integrais subsequentes. Deste modo, as equações (7.11) ficam na forma

$$i\hbar\dot{D}_1 = \frac{1}{2}\hbar(\Delta + \dot{\theta})D_1 - \frac{1}{2}\mu E(t)D_2 \quad (7.12)$$

$$i\hbar\dot{D}_2 = \frac{1}{2}\hbar(\Delta + \dot{\theta})D_2 - \frac{1}{2}\mu E(t)D_1$$

Escrevendo a matriz densidade para o movimento interno do átomo, temos que seus elementos de matriz são dados por $\rho_{nm} = C_n C_m^*$ e, definindo $\sigma_{nm} = D_n D_m^*$, estes podem ser escritos como

$$\rho_{11} = \sigma_{11},$$

$$\rho_{22} = \sigma_{22},$$

$$\rho_{12} = \sigma_{12} e^{[i(\theta+\omega t)]}, \quad (7.13)$$

$$\rho_{21} = \sigma_{21} e^{[-i(\theta+\omega t)]},$$

e, das equações (7.12), os σ_{nm} obedecem às equações de movimento

$$\dot{\sigma}_{11} = -\frac{1}{2}i\Omega(\sigma_{12} - \sigma_{21}) \quad (7.14)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = \frac{1}{2}i\Omega(\sigma_{12} - \sigma_{21}) \quad (7.15)$$

$$\dot{\sigma}_{12} = -i(\Delta + \dot{\theta})\sigma_{12} + \frac{1}{2}i\Omega(\sigma_{22} - \sigma_{11}) \quad (7.16)$$

com Ω , a frequência de Rabi, dada por $\Omega(t) = \mu E/\hbar$.

Escrevendo o valor esperado de $\vec{\mu} \cdot \hat{e}$ em termos da matriz densidade, temos

$$\langle \vec{\mu} \cdot \hat{e} \rangle = \mu (\rho_{12} + \rho_{21}) = \mu (\sigma_{12} e^{[i(\theta+\omega t)]} - \sigma_{21} e^{[-i(\theta+\omega t)]}). \quad (7.17)$$

Agora estamos em condições de obter a equação de movimento para o centro do pacote de onda atômico. Substituindo as equações (7.7) e (7.17) na equação (7.6) e tendo em vista novamente a aproximação de onda girante, a força é

$$\vec{F} = \frac{\mu}{2} \left[\vec{\nabla} \varepsilon (\sigma_{12} + \sigma_{21}) + i\varepsilon \nabla \theta (\sigma_{21} - \sigma_{12}) \right] \quad (7.18)$$

Fenomenologicamente, os efeitos de emissão espontânea podem ser adicionados através de termos de relaxação nas equações (7.14), (7.15) e (7.16), e estas equações ficam então da seguinte maneira:

$$\dot{\sigma}_{11} = -\frac{1}{2}i\Omega(\sigma_{12} - \sigma_{21}) + A\sigma_{22}$$

$$\dot{\sigma}_{22} = \frac{1}{2}i\Omega(\sigma_{12} - \sigma_{21}) - A\sigma_{22}$$

$$\dot{\sigma}_{12} = -i(\Delta + \dot{\theta})\sigma_{12} + \frac{1}{2}i\Omega(\sigma_{22} - \sigma_{11}) - \frac{1}{2}A\sigma_{12}.$$

Aqui, $A = \frac{4\omega_o^2}{3\hbar c^3} |\langle 1 | \vec{\mu} | 2 \rangle|^2$ é a taxa de emissão espontânea ou o coeficiente A de Einstein, que é nada mais que a largura de linha da transição atômica considerada, doravante denominada Γ . Um cálculo de primeiros princípios para os termos de relaxação pode ser obtido através da eletrodinâmica quântica.

Definindo agora variáveis reais

$$U = \sigma_{12} + \sigma_{21} \quad (7.19)$$

$$V = -i(\sigma_{12} - \sigma_{21}) \quad (7.20)$$

$$W = \sigma_{22} - \sigma_{11}, \quad (7.21)$$

que são as componentes do chamado vetor de Bloch, a força (7.18) fica escrita

$$\vec{F} = \frac{\hbar}{2} (U \vec{\nabla} \Omega + V \Omega \vec{\nabla} \theta) \quad (7.22)$$

e as equações de movimento para os σ_{mn} ficam

$$\dot{U} = (\Delta + \dot{\theta})V - \frac{1}{2}AU \quad (7.23)$$

$$\dot{V} = -(\Delta + \dot{\theta})U + \Omega W - \frac{1}{2}AV \quad (7.24)$$

$$\dot{W} = -\Omega V - A(W + 1). \quad (7.25)$$

Estas são as equações de Bloch na aproximação de onda girante e em conjunto com a equação (7.21) descrevem o movimento do centro do pacote de onda associado a um átomo de dois níveis numa onda eletromagnética com amplitude $\mathcal{E}'(\vec{r})$ e fase $\theta(\vec{r})$ quaisquer.

Agora passaremos para o caso específico de nosso laboratório. Consideremos nossos lasers de aprisionamento; suas amplitudes e fases variam muito pouco durante o tempo de vida $\tau = \frac{1}{A}$, da transição atômica. Fisicamente temos que os átomos que consideramos movem-se em velocidades baixas o suficiente para que a cada instante de tempo, $\dot{U} = \dot{V} = \dot{W} = 0$, ou seja, o caso estacionário. Fazendo-se isto nas equações (7.23), (7.24) e (7.25) a expressão (7.22) fica

$$\vec{F} = \frac{\hbar\Omega}{2} \left[\frac{2A\Omega\vec{\nabla}\theta}{4(\Delta - \dot{\theta})^2 + A^2 + 2\Omega^2} + \frac{4(\Delta + \dot{\theta})\vec{\nabla}\Omega}{4(\Delta + \dot{\theta})^2 + A^2 + 2\Omega^2} \right] \quad (7.26)$$

Mais especificamente, nossos lasers têm um perfil de intensidade gaussiano. Chamemos sua largura a meia-altura de w . O campo elétrico dos lasers gaussianos é dado, então, em módulo, por

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \exp \left[- \left(\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \right] \cos(kz - \omega t) \quad (7.27)$$

e, neste caso, a frequência de Rabi é espacialmente dependente e tem a forma

$$\Omega(x, y) = \frac{\mu\varepsilon_0}{\hbar} \exp \left[- \left(\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \right] \quad (7.28)$$

e

$$\theta(z) = -kz \quad (7.29)$$

Substituindo isto em (7.26), temos, para um átomo se movendo num laser de perfil Gaussiano de intensidade,

$$\vec{F} = \vec{F}_{espontânea} + \vec{F}_{dipolo} \quad (7.30)$$

onde

$$\vec{F}_{espontânea} = \frac{\hbar A \Omega^2(\vec{r}) \vec{k}}{4(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + A^2 + 2\Omega^2(\vec{r})} \quad (7.31)$$

e

$$\vec{F}_{dipolo} = \frac{4\hbar(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v})(x\hat{x} + y\hat{y})\Omega^2(\vec{r})}{w^2 [4(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + A^2 + 2\Omega^2(\vec{r})]} \quad (7.32)$$

A expressão (7.31) descreve a força de pressão de radiação, associada à transferência de momentum dos fótons dos lasers aos átomos. A expressão (7.32) descreve a força de radiação transversal que surge devido a um momento de dipolo induzido entre o átomo e o gradiente de campo elétrico dos lasers. Nesta dissertação, apenas consideramos a força de pressão de radiação, por uma razão muito simples: nossos lasers de aprisionamento têm uma largura a meia-altura de tipicamente 1 cm, o que significa uma variação extremamente suave e até mesmo desprezível na escala de medida do pacote de onda atômico, principalmente perto do centro do laser, que, como será visto, é o caso típico a ser considerado. Desta maneira, a força de dipolo pode ser, com segurança, negligenciada frente à de pressão de radiação. No caso dos trabalhos dos grupos de McClelland, Prentiss e Timp, citados na introdução deste trabalho, o termo predominante é o de dipolo induzido, pois o potencial periódico formado pelas ondas estacionárias varia de zero a uma determinada amplitude de campo elétrico $|E^2|$ numa escala microscópica, da ordem do comprimento de onda da luz.