



Universidade Federal de Pernambuco
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Departamento de Física

Ammis Sánchez Alvarez

Armadilha Magneto Ótica de Rubídio e Mistura de Quatro Ondas no Vapor Atômico

Recife

2016

Ammis Sánchez Alvarez

**Armadilha Magneto Ótica de Rubídio e Mistura de Quatro
Ondas no Vapor Atômico**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para obtenção do título de Mestra em Física.

Orientadora: Sandra Sampaio Vianna

Recife

2016

Catálogo na fonte
Bibliotecária Joana D'Arc Leão Salvador CRB 4-572

S211a Sánchez Alvarez, Ammis.
Armadilha magneto ótica de rubídio e mistura de quatro ondas no vapor atômico / Ammis Sánchez Alvarez . – 2016.
59 f.: fig.

Orientadora: Sandra Sampaio Vianna.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco.
CCEN. Física. Recife, 2016.
Inclui referências.

1. Óptica não-linear. 2. Espectroscopia de absorção atômica.
I. Vianna, Sandra Sampaio (Orientadora). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2016-32

AMMIS SÁNCHEZ ALVAREZ

**ARMADILHA MAGNETO ÓTICA DE RUBÍDIO E MISTURA DE
QUATRO ONDAS NO VAPOR ATÔMICO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestra em Física.

Aprovada em: 04/05/2016.

BANCA EXAMINADORA

Prof^a Dr^a Sandra Sampaio Vianna
Orientadora
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat de Silans
Examinador Externo
Universidade Federal da Paraíba

a DEUS

Agradecimentos

Agradeço a Deus por Seu perfeito Amor para mim, por me dar força a cada dia e me permitir chegar até aqui.

Graças a Jesu e Josu, meus amores e minha vida, pelos momentos de alegria e tristeza (não imagino a vida sem eles).

Agardeço à professora Sandra pela excelente orientação, tudo o que me ensinou e por sua enorme paciência.

A meu pai por me encorajar, ajudar-me e orar sempre por mim. A minha mãe por todo o amor e preocupação. E a toda minha família por seu apoio.

Agradeço aos meus amigos Guillermo, Raudel, Ariel, Pedro e os outros cubanos que me fazem sentir como em casa, e especialmente a Yuset pela ajuda com o LaTeX. Também a Alexandre por todo o trabalho no laboratório.

Agradeço a Isis e Samuel, Antonio e Shayane, Thiago e Patricia por sua bela amizade e companhia. A Marcelo e sua mãe que estiveram sempre conosco, nos bons e maus momentos, e às minhas amigas do PR por me ouvir e me aconselhar.

Finalmente, quero agradecer ao departamento de Física da UFPE por me aceitar no programa de pós-graduação, e à FACEPE pelo apoio financeiro tão necessário.

Obrigada Senhor por todas essas pessoas.

*Y dijo Dios: Sea la luz; y fue la luz.
Y vio Dios que la luz era buena;
y separó Dios la luz de las tinieblas.
Génesis 1:3-4 RVR1960*

*E disse Deus: Haja luz; e houve luz.
E viu Deus que era boa a luz;
e fez Deus separação entre a luz e as trevas.
Génesis 1:3-4 ARC*

Resumo

Neste trabalho apresentamos a caracterização de uma armadilha magneto ótica de átomos de Rb construída em nosso laboratório, juntamente com o seu princípio de funcionamento. O resfriamento é feito com lasers de diodo e tem como mecanismo básico a força de pressão de radiação, que é gerada pelos processos de absorção e emissão de fótons, juntamente com a ação de um campo magnético e a polarização dos feixes. O sistema consiste em três pares de feixes contrapropagantes nas direções x , y e z , com polarizações σ^+ e σ^- , e um campo magnético que varia linearmente no espaço. Conseguimos armadilhar aproximadamente 10^8 átomos com um tempo de carga da ordem de 2 seg. Em paralelo realizamos medidas de mistura de quatro ondas degenerada em um vapor de átomos de Rb, na configuração de feixes quase-copropagantes. O sinal gerado no processo não linear foi estudado em função da frequência de um dos feixes enquanto o outro tinha sua frequência fixa; e se mostrou independente de qual dos feixes está sendo sintonizado. Medidas simultâneas da transmissão do feixe de prova indicam que o processo não linear ocorre só na transição cíclica e envolve o grupo de átomos selecionados pelo feixe de frequência fixa.

Palavras-chave: Armadilha magneto-ótica. Mistura de quatro ondas. Ótica não linear. Espectroscopia atômica.

Abstract

In this work we present a characterization of magneto optical trap of ^{87}Rb atoms built in our lab, along with its operating principle. The cooling is done with a diode laser and its basic mechanism is the force of radiation pressure, which is generated by the processes of absorption and emission of photons, together with the action of a magnetic field and polarization of the beams. The system consists of three pairs of counterpropagating beams in the \mathbf{x} , \mathbf{y} and \mathbf{z} directions with σ^+ and σ^- polarizations, and a magnetic field that varies linearly in space. We were able to trap about 10^8 atoms with a charging time of approximately 2 sec. In parallel we performed degenerate four wave mixing measures in a Rb vapor atoms using a quasi-copropagating beams configuration. The signal generated in the nonlinear process was studied as a function of one of laser's while keep the other with a fixed frequency; and it showed independent of which of the beams is being tuned. Simultaneous measurements of the transmission of the probe beam indicates that the nonlinear process occurs only in the cyclic transition and involves the group of atoms selected by the beam with fixed frequency.

Keywords: Magneto-optical trap. Four wave mixing. Nonlinear optics. Atomic spectroscopy.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Representação esquemática do átomo de dois níveis $ g\rangle$ e $ e\rangle$, e um campo eletromagnético clássico incidente.	14
Figura 2 – Esquema do resfriamento Doppler na direção \mathbf{z} , sobre um átomo em movimento com componente de velocidade \mathbf{v} na direção de propagação dos feixes.	21
Figura 3 – Representação esquemática do processo de aprisionamento magnético em combinação com os feixes laser circularmente polarizados, considerando uma transição entre os níveis $F_g = 0$ e $F_g = 1$	25
Figura 4 – Estrutura hiperfina do ^{87}Rb e ^{85}Rb	27
Figura 5 – Esquema experimental de absorção saturada. O elemento BS é uma placa de microscópio fazendo função de <i>beam splitter</i>	28
Figura 6 – Curva de absorção linear do Rb, apresentando as quatro linhas de absorção devidas aos níveis fundamentais do ^{87}Rb e do ^{85}Rb	29
Figura 7 – Curva de absorção saturada do Rb.	30
Figura 8 – Curva de absorção saturada do ^{87}Rb correspondente ao nível $F_g = 2$, apresentando os picos referentes às transições hiperfinas do estado excitado, e as ressonâncias de <i>crossover</i> (C.O.).	31
Figura 9 – Curva de absorção saturada do ^{87}Rb do nível $F_g = 1$, apresentando os picos referentes às transições hiperfinas do estado excitado, e as ressonâncias de <i>crossover</i> (C.O.).	32
Figura 10 – Esquema da armadilha magneto-ótica.	33
Figura 11 – Imagem da armadilha magneto-ótica com o detetor de fluorescência.	34
Figura 12 – Esquema da detecção da fluorescência e do cálculo do ângulo sólido.	35
Figura 13 – Ajuste da curva de evolução temporal da fluorescência para determinar tempo de carga da armadilha. Valor de fluorescência máxima para determinação de número de átomos.	37
Figura 14 – Representação dos feixes forte (F) e prova (P) incidentes no vapor (meio não linear), com polarizações lineares e perpendiculares entre si, para fazer a mistura de quatro ondas degenerada.	41

Figura 15 – Esquema do sistema atômico e das interações dos feixes com os níveis atômicos. S é o sinal gerado no processo de MQO.	41
Figura 16 – Representação ordenada das ressonâncias no sistema atômico.	42
Figura 17 – Esquema da sequência de cálculo das coerências do sistema.	42
Figura 18 – Esquema do sistema experimental de MQO em célula de Rb.	44
Figura 19 – Representação dos feixes de entrada e a direção do feixe gerado no processo de MQO.	45
Figura 20 – Gráfico de intensidade vs. tempo registrado no osciloscópio com as curvas dos três sinais detectados. O feixe forte parado em frequência perto da transição cíclica na Doppler $F_g = 3$ do ^{85}Rb enquanto o feixe de prova varre a mesma Doppler.	46
Figura 21 – Gráficos obtidos para dois valores de intensidade do feixe F. O zero da escala de frequência foi colocado na transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ do ^{85}Rb . . .	47
Figura 22 – (a), (b), (c) Gráficos obtidos para diferentes posições em frequência do feixe F enquanto o P varre. (d) Esquema representativo da posição do feixe forte nos níveis de energia nos gráficos.	48
Figura 23 – Representação do método utilizado para medir as distâncias entre os picos no sinal de transmissão do P.	49
Figura 24 – Gráficos de MQO e transmissão do feixe de prova obtidos para dois valores de intensidade do feixe F. Feixe P fixo perto da transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ e o feixe F varre a mesma Doppler.	50
Figura 25 – (a), (b), (c), (d) Gráficos de MQO e transmissão do feixe P obtidos para diferentes posições em frequência do feixe P.	51
Figura 26 – Representação das posições em frequência do feixe P para cada curva na Fig. 25.	52
Figura 27 – Representação do método utilizado para medir as distâncias entre os picos no sinal da transmissão do P.	53
Figura 28 – Curvas de transmissão do feixe de prova, mistura de quatro ondas e absorção saturada. (a) Feixe F fixo em frequência e P varrendo. (b) Feixe P fixo em frequência e F varrendo. O feixe com frequência fixa está situado na transição cíclica nos dois gráficos.	54

Sumário

1	INTRODUÇÃO	12
2	ARMADILHA MAGNETO-ÓTICA	14
2.1	Princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica	14
2.1.1	Resfriamento atômico e aprisionamento magnético	21
2.2	Sistema experimental da armadilha magneto-ótica de ^{87}Rb	26
2.2.1	O átomo de Rb	26
2.2.2	Espectroscopia de absorção saturada do Rb	27
2.2.3	Sistema de resfriamento e rebombeio ótico	30
2.2.4	Bobinas anti-Helmholtz	33
2.3	Caracterização da AMO de ^{87}Rb	34
2.3.1	Número de átomos	34
2.3.2	Tempo de carregamento da armadilha	36
3	MISTURA DE QUATRO ONDAS EM VAPOR DE RB	39
3.1	Princípios básicos da mistura de quatro ondas	39
3.2	Sistema experimental de mistura de quatro ondas em vapor de Rb	44
3.3	Análise e discussão dos resultados obtidos	46
3.3.1	Varredura do feixe forte parada enquanto o feixe de prova varre a Doppler	46
3.3.2	Varredura do feixe de prova parada enquanto o feixe forte varre a Doppler	49
3.3.3	Comparação entre os dois tipos de medidas. Análise da transmissão do feixe P	53
4	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	57
	REFERÊNCIAS	58

1 Introdução

É conhecido que na interação da radiação com a matéria a luz exerce uma força chamada força de pressão de radiação sobre os átomos, a qual têm sua origem nos processos de absorção e emissão de fótons. Durante estes processos a luz transfere energia e momento linear aos átomos, permitindo assim obtermos informações não só sobre a estrutura eletrônica dos átomos, como possibilitando a manipulação dos mesmos. As primeiras experiências em manipulação de átomos com a luz foram realizadas por A. Ashkin (1970), que conseguiu acelerar partículas com a força de pressão de radiação, e propôs a possibilidade de armadilhar átomos com esta força. [1]

A possibilidade de manipular e extrair energia mecânica dos átomos com luz laser revolucionou grandes áreas da física atômica e abriu campos de pesquisa completamente novos. Em 1985 foi realizado pela primeira vez o resfriamento atômico em três dimensões por Steven Chu, A. Ashkin, et al. [2], onde conseguiram resfriar átomos de sódio até $240 \mu\text{K}$, e o estado atômico obtido foi chamado de “melaço ótico”, pela semelhança com um fluido viscoso. Um ano depois (1986) o mesmo grupo realizou experimentalmente o aprisionamento ótico de átomos de sódio [3]. Em 1987 foi construída a primeira armadilha magneto-ótica (AMO) por E. L. Raab et al. [4], onde os átomos foram resfriados utilizando a força de pressão de radiação de três feixes contra-propagantes nas três dimensões, e com a introdução de um campo magnético e do efeito Zeeman o melaço ótico foi confinado a uma região no espaço.

A AMO é atualmente uma ferramenta muito utilizada onde os átomos podem ser confinados num ambiente relativamente livre de perturbações externas, e o efeito Doppler é praticamente inexistente, o que facilita a obtenção de resultados experimentais mais precisos. As aplicações da armadilha vão desde a metrologia até a computação quântica.

Pelos trabalhos realizados referentes ao resfriamento e aprisionamento atômico, os cientistas Steven Chu, William D. Phillips e Claude Cohen-Tannoudji receberam o Premio Nobel de Física no ano 1997.[5]

Entre os interesses do nosso grupo de pesquisa, estão à realização de experimentos de espectroscopia atômica com técnicas de ótica não linear, e investigar os efeitos de interação entre átomos muito excitados (Rydberg). Devido aos benefícios que oferece uma amostra de átomos frios para este tipo de estudos, foi construída em nosso laboratório uma armadilha magneto-ótica

de ^{87}Rb , na configuração proposta na Ref. [4].

O processo não linear mais simples que podemos realizar na armadilha (meio isotrópico) é a mistura de quatro ondas (MQO). A mistura de quatro ondas é um processo não linear de terceira ordem onde, de forma geral, três feixes laser com frequências $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, interagem num meio, induzindo uma polarização, a qual é responsável pela geração de um quarto campo eletromagnético. Se as frequências dos campos incidentes são iguais o processo é chamado de mistura de quatro ondas degenerada, se são diferentes, denomina-se mistura de quatro ondas não degenerada [6]. Este processo tem sido muito utilizado em varias áreas da física. Em física atômica a MQO é utilizada em espectroscopia [7–10] e processos de ótica quântica [11, 12].

Tentamos realizar medidas de mistura de quatro ondas na configuração de conjugação de fase [13] em nossa armadilha, considerando o experimento como mais um método de caracterização, e desta forma conferir o bom funcionamento e dominio do sistema, para realizar no futuro estudos mais complexos.

Antes de fazer a mistura de ondas na armadilha, foi necessário do ponto de vista acadêmico, entender primeiro a teoria do processo e as condições experimentais para obtê-lo. Com este objetivo foram realizados experimentos de MQO no vapor de rubídio (Rb). No trabalho apresentamos também a fundamentação teórica do processo de mistura de quatro ondas em sistemas de dois níveis e os resultados das medidas realizadas em vapor de Rb.

A dissertação está dividida em quatro capítulos. No capítulo 2 é apresentada a caracterização da armadilha de átomos de ^{87}Rb construída em nosso laboratório e os principios de funcionamento da mesma. No capítulo 3 apresentamos a fundamentação teórica da mistura de quatro ondas assim como as medidas realizadas de mistura de quatro ondas degenerada em vapor de Rb na configuração de feixes quase-copropagantes. O sinal gerado no processo foi estudado em função da frequência de um dos feixes enquanto o outro tinha a varredura em frequência parada. Finalmente apresentamos as conclusões do trabalho e as perspectivas do nosso grupo de pesquisa.

2 Armadilha magneto-ótica

A armadilha magneto-ótica (AMO) utiliza a força exercida pela luz sobre os átomos, devido aos processos de absorção e emissão espontânea de fótons, para produzir uma diminuição das velocidades atômicas, em combinação com a ação de um campo magnético que juntamente com a luz circularmente polarizada explora a estrutura magnética do átomo produzindo o aprisionamento no espaço. Assim é obtida uma amostra de átomos frios confinados no espaço, com temperaturas da ordem de centenas de micro Kelvin.[14]

Neste capítulo analisamos o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica, apresentamos o sistema experimental e a caracterização da AMO de ^{87}Rb do nosso laboratório.

2.1 Princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica

É conhecido que na interação da luz com um sistema atômico são transferidos aos átomos energia e momento, por meio dos processos de absorção e emissão de fótons. Como consequência de muitas interações de absorção e emissão espontânea, os átomos são freiados e a temperatura do sistema diminui. Podemos dizer que a luz exerce uma força efetiva sobre a matéria, devido a um grande número de interações entre os átomos do sistema e a luz.

Para entender o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica devemos conhecer qual é a força que a luz exerce sobre o sistema atômico. Para isto estudamos a interação radiação-matéria fazendo uma descrição semi-clássica.

Consideramos um modelo atômico simples de dois níveis: nível fundamental $|g\rangle$ e nível excitado $|e\rangle$, separados por uma banda de energia $\hbar\omega_0$, não degenerados, desprezando o spin, e um campo eletromagnético incidente clássico como representado na Fig. 1.[6, 15]

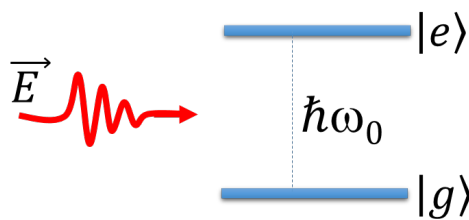


Figura 1 – Representação esquemática do átomo de dois níveis $|g\rangle$ e $|e\rangle$, e um campo eletromagnético clássico incidente.

O estado do sistema pode ser representado no formalismo da matriz densidade como:

$$\hat{\rho} \doteq \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

com $\rho_{ge} = \rho_{eg}^*$, onde os termos ρ_{gg}, ρ_{ee} , são as populações dos estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$, e os termos ρ_{ge}, ρ_{eg} , são as coerências entre os estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$.

O campo eletromagnético incidente considerado é uma onda plana e monocromática que pode ser definida da seguinte forma:

$$\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (2.2)$$

onde E_0 é a amplitude da onda, com frequência angular ω_L e vetor de onda \mathbf{k} .

Dado que as dimensões do átomo são muito menores que o comprimento de onda, podemos aplicar a aproximação de dipolo elétrico. Definimos $\beta = (\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ e escrevendo o cosseno em forma exponencial, a expressão da onda eletromagnética pode ser escrita como:

$$\mathbf{E} = \frac{E_0}{2} e^{-i\beta} + \frac{E_0}{2} e^{i\beta}. \quad (2.3)$$

O Hamiltoniano do sistema fica definido como:

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_0 + \hat{\mathbf{H}}_I, \quad (2.4)$$

onde $\hat{\mathbf{H}}_0$ é o hamiltoniano do átomo livre, onde consideramos só os graus de liberdade internos, de forma que podemos tomar $\hat{\mathbf{H}}_0 = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e|$. E $\hat{\mathbf{H}}_I$ é o hamiltoniano de interação. Ao incidir um campo eletromagnético sobre os átomos é induzida uma polarização nas cargas, e os elétrons se separam do núcleo atômico formando dipolos elétricos no sistema, então fazendo a aproximação de dipolo elétrico, o termo de interação é dado pelo potencial de dipolo elétrico $\hat{\mathbf{V}}$ como segue:

$$\hat{\mathbf{V}} = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E}(t), \quad (2.5)$$

onde $\hat{\boldsymbol{\mu}} = e\hat{\mathbf{r}}$, é o operador momento de dipolo elétrico. Consideramos que os estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$ têm paridade definida. Ao atuar o operador $\hat{\mathbf{V}}$ sobre o sistema, como $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ é um operador ímpar, não conecta estados da mesma paridade, então os termos $\langle g|\hat{\mathbf{V}}|g\rangle$ e $\langle e|\hat{\mathbf{V}}|e\rangle$ são nulos. Únicamente

os termos $\langle g|\hat{\mathbf{V}}|e\rangle$ e $\langle e|\hat{\mathbf{V}}|g\rangle$ são diferentes de zero. Então o operador potencial de dipolo elétrico pode ser escrito em forma matricial como:

$$\hat{\mathbf{V}} = -(\mu_{ge}|g\rangle\langle e| + \mu_{eg}^*|e\rangle\langle g|) \left(\frac{\mathbf{E}_0}{2}e^{-i\beta} + \frac{\mathbf{E}_0}{2}e^{i\beta} \right), \quad (2.6)$$

onde $\mu_{ge} = \mu_{eg}^* = \mu$ são os elementos não diagonais da matriz do operador dipolo elétrico, e representam a transição do átomo de um estado de energia a outro.

Então a Eq. 2.6 pode ser escrita como:

$$\hat{\mathbf{V}} = -\frac{\mu\mathbf{E}_0}{2} \left[e^{-i\beta}|g\rangle\langle e| + e^{-i\beta}|e\rangle\langle g| + e^{i\beta}|g\rangle\langle e| + e^{i\beta}|e\rangle\langle g| \right]. \quad (2.7)$$

Na Eq. 2.7 o termo $e^{-i\beta}|g\rangle\langle e|$ representa a transição do estado fundamental ao estado excitado emitindo um fóton, e $e^{i\beta}|g\rangle\langle e|$ representa a transição do estado excitado ao fundamental absorvendo um fóton, por isto não serão considerados. Então o operador de interação fica da seguinte forma:

$$\hat{\mathbf{V}} = -\frac{\hbar\Omega}{2} \left[e^{-i\beta}|e\rangle\langle g| + e^{i\beta}|g\rangle\langle e| \right], \quad (2.8)$$

onde $\Omega = \frac{\mu\mathbf{E}_0}{\hbar}$ é a frequência de Rabi.[6]

O objetivo é deduzir a força que exerce a radiação sobre o sistema atômico. Seguindo o método desenvolvido em [15] vamos determinar a força a partir do potencial de dipolo elétrico $\hat{\mathbf{V}}$.

Para um sistema físico com análogos clássicos como o nosso, as magnitudes clássicas \mathbf{x} e \mathbf{p} podem ser simplesmente substituídos pelos correspondentes operadores quânticos $\hat{\mathbf{x}}$ e $\hat{\mathbf{p}}$. Partimos da evolução temporal do operador momento na representação de Heisenberg [16]:

$$\frac{d\hat{\mathbf{p}}_i}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathbf{p}}_i, \hat{\mathbf{V}}(\hat{\mathbf{x}})] = -\frac{\partial}{\partial \hat{\mathbf{x}}} \hat{\mathbf{V}}(\hat{\mathbf{x}}), \quad (2.9)$$

$$\frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt} = \frac{\hat{\mathbf{p}}_i}{m}. \quad (2.10)$$

Utilizando novamente a equação de movimento de Heisenberg:

$$\frac{d^2\hat{\mathbf{x}}}{dt^2} = \frac{1}{i\hbar} \left[\frac{d\hat{\mathbf{x}}}{dt}, \hat{\mathbf{H}} \right] = \frac{1}{i\hbar} \left[\frac{\hat{\mathbf{p}}_i}{m}, \hat{\mathbf{H}} \right], \quad \frac{d^2\hat{\mathbf{x}}}{dt^2} = \frac{1}{m} \frac{d\hat{\mathbf{p}}_i}{dt}. \quad (2.11)$$

Combinando as equações 2.9 e 2.11 obtemos o análogo mecânico-quântico da segunda lei de Newton.

$$m \frac{d^2}{dt^2} \hat{\mathbf{x}} = -\nabla \hat{V}(\hat{\mathbf{x}}). \quad (2.12)$$

Tomando os valores esperados em ambos os lados da Eq. 2.12 obtemos:

$$m \frac{d^2}{dt^2} \langle \hat{\mathbf{x}} \rangle = \frac{d}{dt} \langle \hat{\mathbf{p}} \rangle = -\langle \nabla \hat{V}(\hat{\mathbf{x}}) \rangle. \quad (2.13)$$

Em geral podemos escrever a força média que a luz exerce sobre os átomos a partir da Eq. 2.13 como segue:

$$\mathbf{F} = \langle \hat{\mathbf{F}} \rangle = \frac{d}{dt} \langle \hat{\mathbf{p}} \rangle = -\nabla \langle \hat{V} \rangle. \quad (2.14)$$

Utilizando o formalismo da matriz densidade para um ensemble atômico, o valor esperado de \hat{V} é:

$$\langle \hat{V} \rangle = Tr(\hat{\rho} \hat{V}), \quad (2.15)$$

então a força média pode ser escrita como:

$$\mathbf{F} = -\nabla [Tr(\hat{\rho} \hat{V})]. \quad (2.16)$$

Calculando o traço de $\hat{\rho} \hat{V}$, e substituindo na Eq. 2.16 fica:

$$\mathbf{F} = -\nabla \left[\frac{\hbar \Omega}{2} \left(e^{-i\beta} \rho_{ge} + e^{i\beta} \rho_{eg} \right) \right]. \quad (2.17)$$

Podemos reescrever a Eq. 2.17 aplicando a aproximação da onda girante (*RWA*) como:

$$\mathbf{F} = -\hbar \Omega \left[\frac{\nabla \Omega}{\Omega} \Re \left(e^{i\beta} \rho_{eg} \right) - \mathbf{k} \Im \left(e^{i\beta} \rho_{eg} \right) \right], \quad (2.18)$$

onde \Re e \Im indicam parte real e parte imaginária.

Precisamos ainda determinar ρ_{eg} para obter a equação final da força F . Para isto é preciso resolver a equação de Liouville-von Neumann da evolução temporal da matriz densidade. Seguiremos o método utilizado em [6].

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{\mathbf{H}}, \hat{\rho}] - \frac{d\hat{\rho}}{dt}|_{relax}, \quad (2.19)$$

onde introduzimos de forma fenomenológica os termos devidos ao decaimento espontâneo que ocorre no sistema atômico.

O termo de relaxação é definido como:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\rho}}{dt}|_{relax} &= -\frac{i}{\hbar} [\hat{\mathbf{H}}, \hat{\rho}_{relax}], \\ \frac{d\hat{\rho}}{dt}|_{relax} &\doteq \begin{pmatrix} -\rho_{ee}\Gamma & -\rho_{ge}\Gamma/2 \\ -\rho_{eg}\Gamma/2 & \rho_{ee}\Gamma \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

onde o termo Γ é a taxa de decaimento espontâneo do nível excitado ao nível fundamental.

Substituindo os termos em 2.19 e resolvendo a equação diferencial, obtemos as equações dinâmicas de $\hat{\rho}$ para um sistema de dois níveis fechado:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ee} &= -\frac{i\Omega}{2} (e^{-i\beta} \rho_{eg} - e^{i\beta} \rho_{ge}) - \Gamma \rho_{ee}, \\ \dot{\rho}_{gg} &= \frac{i\Omega}{2} (e^{-i\beta} \rho_{eg} - e^{i\beta} \rho_{ge}) + \Gamma \rho_{ee}, \\ \dot{\rho}_{eg} &= \frac{i\Omega}{2} e^{-i\beta} (\rho_{gg} - \rho_{ee}) - \left(i\omega_0 + \frac{\Gamma}{2} \right) \rho_{eg}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Podemos definir a componente não diagonal da matriz densidade como [6]:

$$\rho_{eg} = \sigma_{eg} e^{-i\omega t}, \quad (2.22)$$

onde por conveniência σ_{eg} pode ser definido como:

$$\sigma_{eg} = \frac{1}{2} (u - iv), \quad (2.23)$$

sendo

$$\begin{aligned} u &= \Re[\sigma_{eg}] = \Re[\rho_{eg}e^{i\omega t}], \\ v &= \Im[\sigma_{eg}] = \Im[\rho_{eg}e^{i\omega t}]. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Introduzimos também o termo inversão de população como $w = (\rho_{ee} - \rho_{gg})$. Os termos u, v e w são chamados de componentes do vetor de Bloch $\mathbf{s} = (u, v, w)$.

Substituindo as componentes do vetor de Bloch na Eq. 2.18 obtemos:

$$\mathbf{F} = -\hbar\Omega \left[\frac{\nabla\Omega}{\Omega} u - \mathbf{k}v \right]. \quad (2.25)$$

Dado o sistema de equações de Bloch da ótica como [17]:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \delta v - u\frac{\Gamma}{2}, \\ \dot{v} &= -\delta u - v\frac{\Gamma}{2} + \Omega w, \\ \dot{w} &= -\Gamma(w - 1) - \Omega v, \end{aligned} \quad (2.26)$$

onde $\delta = \omega_L - \omega_0$ é a desintonia da frequência do laser ω_L respeito da frequência de ressonância do sistema atômico ω_0 .

No estado estacionario ($\dot{\rho}_{gg} + \dot{\rho}_{ee} = 0$) obtemos:

$$\begin{aligned} u &= \frac{\delta}{2} \frac{\Omega}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}, \\ v &= \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega}{2}}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}, \\ w &= \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2} - \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Substituindo u e v na Eq. 2.25 obtemos a expressão da força média que a luz exerce sobre os átomos:

$$\mathbf{F} = -\hbar\frac{\delta}{2} \frac{\nabla\Omega^2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2} + \mathbf{k}\hbar\frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}. \quad (2.28)$$

O primeiro termo à direita na Eq. 2.28 depende do gradiente do campo incidente, e será apreciável unicamente quando a intensidade do feixe incidente varia consideravelmente numa distância da ordem do comprimento de onda. Em nosso caso os feixes são gaussianos e com uma cintura muito grande comparada ao comprimento de onda, de forma que este termo pode ser desprezado.

O segundo termo é a força de pressão de radiação devido a vários ciclos de absorção seguidos da emissão espontânea de fótons, responsável pelo processo de resfriamento ótico. Neste caso a equação da força média devido à absorção e emissão espontânea de fótons F_{sp} é dada como:

$$F_{sp} = \hbar \mathbf{k} \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}. \quad (2.29)$$

Como o nosso sistema é fechado satisfaz a condição:

$$\rho_{gg} + \rho_{ee} = 1. \quad (2.30)$$

Para um campo intenso ($\Omega \rightarrow \infty$) a população dos níveis tende a igualar-se ($w \rightarrow 0$), e o estado excitado tem uma população de equilíbrio como segue:[17]

$$\rho_{ee} = \frac{w+1}{2} = \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}. \quad (2.31)$$

Substituindo a Eq. 2.31 na Eq. 2.29, podemos reescrever a equação para a força média como:

$$F_{sp} = \hbar \mathbf{k} \Gamma \rho_{ee}. \quad (2.32)$$

Na Eq. 2.32 podemos observar que a força de pressão de radiação depende diretamente da taxa de decaimento Γ e da população do nível excitado ρ_{ee} , parâmetros característicos do tipo de átomos que formam o ensemble.

A equação da força pode ser escrita em função da intensidade do feixe aplicando a definição de intensidade de saturação ($\frac{\Omega^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_s}$) da forma seguinte:

$$F_{sp} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{(1/2 + I/I_s + 2\delta^2/\Gamma^2)}. \quad (2.33)$$

No caso de um feixe intenso, isto é, $I/I_s \gg 1$ a força de pressão de radiação tende a:

$$F_{max} \approx \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.34)$$

A Eq. 2.34 significa que o aumento da intensidade do feixe satura o sistema atômico, de forma que existe um limite superior para a força que a luz exerce sobre os átomos. Esta força de pressão de radiação é a utilizada na armadilha magneto-ótica.

2.1.1 Resfriamento atômico e aprisionamento magnético

Vimos na Eq. 2.29 que a força de pressão de radiação que um feixe exerce sobre os átomos é devida a varios ciclos de absorção e emissão espontânea de fótons, e que é a responsável pelo resfriamento do sistema atômico. O mecanismo central de resfriamento atômico de uma armadilha magneto-ótica é o resfriamento Doppler. Analisamos a seguir o resfriamento Doppler para dois feixes contrapropagantes na direção z como é representado na Fig. 2.[18]



Figura 2 – Esquema do resfriamento Doppler na direção z , sobre um átomo em movimento com componente de velocidade v na direção de propagação dos feixes.

O processo de resfriamento é resultado de um desequilíbrio Doppler induzido entre duas forças de pressão de radiação, ou seja, dois feixes laser contrapropagantes com a mesma frequência, de baixa intensidade (comparado com $I_s \approx 3.57 \text{ mW/cm}^2$, no caso do ^{87}Rb , na transição cíclica $F_g = 2 \rightarrow F^e = 3$) e com uma pequena desintonia negativa com respeito à ressonância atômica $\omega_L < \omega_0$.

Para um átomo em repouso, as duas forças de pressão de radiação são iguais e opostas entre si, e a força resultante é zero. Para um átomo em movimento, a frequência dos lasers é vista com uma desintonia Doppler que faz com que, o feixe contra-propagante ao movimento do átomo fique mais perto da ressonância, exercendo uma força de pressão de radiação maior do que a exercida pelo feixe co-propagante ao movimento do átomo [18]. Desta forma, no referencial

do átomo a força de pressão de radiação exercida por um feixe pode ser escrita como:

$$\mathbf{F} = \pm \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{\left(1/2 + I/I_s + 2(\delta \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 / \Gamma^2\right)} = \pm \hbar \mathbf{k} R_{\pm}, \quad (2.35)$$

onde o termo R_{\pm} é a taxa de espalhamento do fóton pelo átomo.[17]

Incluimos na equação da força de pressão de radiação o deslocamento Doppler que o átomo experimenta na frequência dos lasers $\omega = \omega_L \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Considerando os dois feixes contrapropagantes na direção do eixo z , a força total que experimenta o átomo pode ser escrita como:

$$\mathbf{F}_t = \mathbf{F}_+ + \mathbf{F}_-,$$

$$\mathbf{F}_t = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma I}{2 I_s} \left[\frac{1}{\left(1/2 + I/I_s + 2(\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 / \Gamma^2\right)} + \frac{1}{\left(1/2 + I/I_s + 2(\delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 / \Gamma^2\right)} \right]. \quad (2.36)$$

Para velocidades atômicas que satisfazem a condição $|kv| \ll |\delta|$, a força total pode ser expressada como:

$$F_t \approx -4\hbar k \frac{I}{I_s} \frac{\delta/\Gamma}{\left(1/2 + I/I_s + 2\delta^2/\Gamma^2\right)^2} kv, \quad (2.37)$$

onde $k = |\mathbf{k}|$ e $v = |\mathbf{v}|$.

Olhando para a expressão da força obtida em 2.37, podemos fazer uma analogia com a força de atrito em mecânica clássica, definindo o correspondente ao coeficiente de fricção como:

$$\eta = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_s} \frac{\delta/\Gamma}{\left(1/2 + I/I_s + 2\delta^2/\Gamma^2\right)^2}. \quad (2.38)$$

Então a força de pressão de radiação que dois feixes contrapropagantes exercem sobre os átomos pode ser escrita como:

$$F_t \approx -\eta v. \quad (2.39)$$

Numa AMO o resfriamento Doppler é realizado aplicando feixes contra-propagantes nas três direções ($\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$) do espaço. Como resultado do resfriamento se obtém um estado atômico denominado melaço ótico por sua semelhança com um fluido viscoso [2]. Nestas condições os

átomos são freados em posições aleatórias.

Para fazer o armadilhamento é preciso acrescentar uma força que dependa da posição do átomo, obtendo-se assim uma nuvem atômica confinada espacialmente. Mediante a incorporação de um campo magnético variável no sistema, é possível aprisionar os átomos do melaço ótico. O princípio é utilizar os feixes do resfriamento polarizados circularmente para explorar a estrutura magnética do átomo.[15]

Na armadilha magneto-ótica a polarização de cada par de feixes é escolhida circular e mutuamente perpendiculares (σ^+ , σ^-), o que permite fazer transições entre subníveis Zeeman diferentes, em combinação com a ação de um campo magnético gerado por bobinas na configuração anti-Helmholtz, que varia linearmente nas direções do espaço, e é nulo no centro da distância entre as bobinas.[14]

O ponto em que o campo é zero se faz coincidir com o ponto de cruzamento dos três pares de feixes do resfriamento. Este ponto vamos chamá-lo de centro da armadilha. O deslocamento dos subníveis Zeeman que induz o campo magnético depende da posição do átomo no espaço. A seguir determinamos o termo que descreve o aprisionamento magnético.

Definimos o eixo \mathbf{z} como eixo de simetria das bobinas, a intensidade do campo magnético nesta direção é dada por:

$$\mathbf{B}(z) = Bz\hat{\mathbf{e}}_z, \quad (2.40)$$

onde B é o gradiente do campo.

Em nosso modelo atômico vamos tomar os estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$ com variação do momento angular total $F_g = 0 \rightarrow F_e = 1$, de forma que no estado excitado temos três subníveis Zeeman: $m_{F_e} = (-1, 0, 1)$.

A interação entre o campo e o átomo é descrita pelo Hamiltoniano:

$$\hat{H}_{\mathbf{B}} = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}, \quad (2.41)$$

onde $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \mu_B (g_L \hat{\mathbf{L}} + g_S \hat{\mathbf{S}} + g_I \hat{\mathbf{I}})$ é o momento magnético total do átomo, sendo $\hat{\mathbf{L}}$ o operador momento angular orbital, $\hat{\mathbf{S}}$ o spin, e $\hat{\mathbf{I}}$ o spin nuclear. Por conseguinte o Hamiltoniano representa o acoplamento do campo magnético com o momento angular total.

Em uma AMO os estados envolvidos no processo de armadilhamento são os subníveis magnéticos m_F do mesmo nível hiperfino F . O Hamiltoniano magnético pode ser escrito como:

$$\hat{H}_{\mathbf{B}} = \hat{\mu}_B g_F \hat{F} B_z. \quad (2.42)$$

A primeira ordem do deslocamento da energia, calculado por teoria de perturbação independente do tempo, é dada por [16]:

$$\Delta E = \mu_B g_F m_F B_z. \quad (2.43)$$

onde μ_B é o magneton de Bohr e g_F é o fator giromagnético de Landé do estado excitado. Os valores de g_F podem ser encontrados em [19].

Quando consideramos transições entre dois níveis, precisamos levar em consideração que ocorre deslocamento Zeeman nos dois, portanto o deslocamento da energia para uma transição específica, é a diferença entre os deslocamentos de energia de cada um dos níveis induzidos pelo campo magnético:

$$\Delta E_{F_e} - \Delta E_{F_g} = (g_{F_e} m_{F_e} - g_{F_g} m_{F_g}) \mu_B B_z z, \quad (2.44)$$

onde a notação F_g, F_e é introduzida para diferenciar os fatores giro magnéticos e os m_F do estado fundamental e o estado excitado respectivamente.

Seguindo o esquema apresentado na Fig. 3, para $z < 0$ o subnível $m_{F_e} = +1$ é mais ressonante, enquanto para $z > 0$ o subnível $m_{F_e} = -1$ é o mais ressonante.

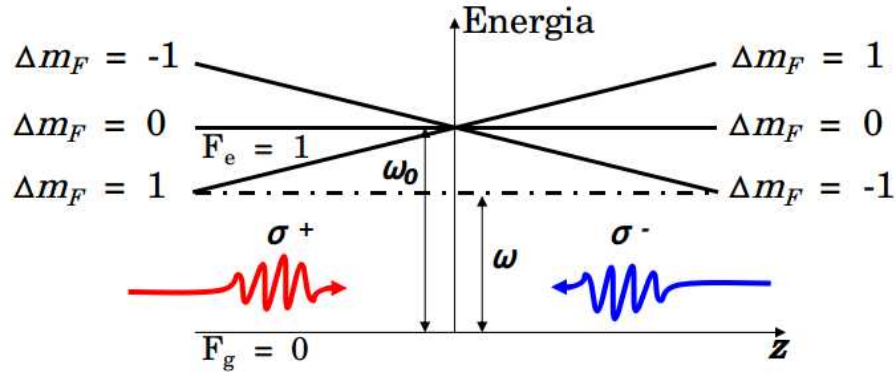


Figura 3 – Representação esquemática do processo de aprisionamento magnético em combinação com os feixes laser circularmente polarizados, considerando uma transição entre os níveis $F_g = 0$ e $F_g = 1$.

Como o m_{F_g} do estado fundamental é zero e os g_{F_e} do estado excitado são iguais para todos os m_{F_e} desse estado, podemos escrever o deslocamento em frequência como:

$$\Delta\omega_0 = m_{F_e} \frac{g_{F_e} \mu_B}{\hbar} B_z z = m_{F_e} \xi z, \quad (2.45)$$

onde $\xi = \frac{g_{F_e} \mu_B}{\hbar} B_z$.

Incluindo o termo da Eq. 2.45 na dessintonia, obtemos:

$$\delta_{\pm} = (\omega_L \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) - (\omega_0 \pm m_{F_e} \xi z). \quad (2.46)$$

Substituindo o novo valor da dessintonia na equação da força 2.36 obtemos:

$$\mathbf{F}_t = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma I}{2 I_s} \left[\frac{1}{(1/2 + I/I_s + 2\delta_+^2/\Gamma^2)} + \frac{1}{(1/2 + I/I_s + 2\delta_-^2/\Gamma^2)} \right]. \quad (2.47)$$

Para um átomo que se encontra perto do centro da armadilha, a equação da força fica como:

$$F_t \approx -4\hbar k \frac{I}{I_s} \frac{\delta/\Gamma}{(1/2 + I/I_s + 2\delta^2/\Gamma^2)^2} (kv + \xi z). \quad (2.48)$$

Podemos escrever a Eq. 2.48 de forma simplificada como:[17]

$$F_t = -\eta v - \eta \frac{\xi}{k} z = -\eta v - \kappa z, \quad (2.49)$$

onde $\kappa = \eta \frac{\xi}{k}$, é o análogo à constante de mola.

Finalmente vemos que numa AMO agem dois tipos de forças: uma força análoga a fricção, responsável pelo resfriamento atômico; e uma força de restituição da posição, que confina os átomos no centro do campo magnético.

Na Fig. 3 vemos que, ao incidir os feixes contra-propagantes sobre o átomo em movimento, o feixe com polarização σ^+ e momento angular $+\hbar$ induz as transições para o subnível Zeeman $\Delta m_F = +1$, e o feixe com polarização σ^- e momento angular $-\hbar$, induz transições para o subnível Zeeman $\Delta m_F = -1$. Se um átomo está na direção $\mathbf{z} > 0$ a transição $\Delta m_F = -1$ é a mais ressonante, de forma que o feixe com polarização σ^- exerce uma força de pressão de radiação tal que empurra o átomo de volta à posição $\mathbf{z} = 0$. Se o átomo está na região $\mathbf{z} < 0$ então a transição $\Delta m_F = +1$ é a mais ressonante, e o feixe com σ^+ é o que empurra o átomo de volta à origem do sistema de coordenadas. Portanto, com a soma dos efeitos que explicamos, os átomos são resfriados e confinados no centro da armadilha.

2.2 Sistema experimental da armadilha magneto-ótica de ^{87}Rb

A armadilha montada no laboratório consiste em uma câmara de vácuo, ligada a uma bomba iônica *Startcell* da Varian, que mantém a pressão entre 10^{-8} e 10^{-9} Torr. Os átomos são introduzidos na câmara por um sistema de dispensers, acionado por uma corrente elétrica da ordem de 7 A. Os feixes de armadilhamento chegam por meio de braços colimadores orientados nas direções $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$.

As bobinas foram colocadas na configuração anti-Helmholtz no eixo de simetria \mathbf{z} , com o centro da distância entre elas coincidindo com o zero do eixo \mathbf{z} e com o ponto de cruzamento dos três pares de feixes, sendo este ponto chamado de centro da armadilha.

2.2.1 O átomo de Rb

Nossa armadilha é de átomos de ^{87}Rb , e como vimos na Eq. 2.48 da força de pressão de radiação, os processos de resfriamento ótico e aprisionamento magnético dependem diretamente do tipo de átomo que se quer armadilhar. Por isso a estrutura atômica e as principais características do ^{87}Rb são discutidas a seguir.

O Rubídio é um metal alcalino com 37 elétrons, onde 36 deles formam uma camada

fechada ao redor do núcleo e um só elétron fica na camada mais externa, de forma que, pode ser estudado como um átomo hidrogenóide. Em estado natural existem praticamente só dois isótopos, ^{85}Rb com 72% de abundância e o ^{87}Rb com o 28% restante.[19]

Em nossa armadilha resfriamos o ^{87}Rb utilizando as transições de $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, que correspondem às linhas D_2 do espectro do ^{87}Rb .

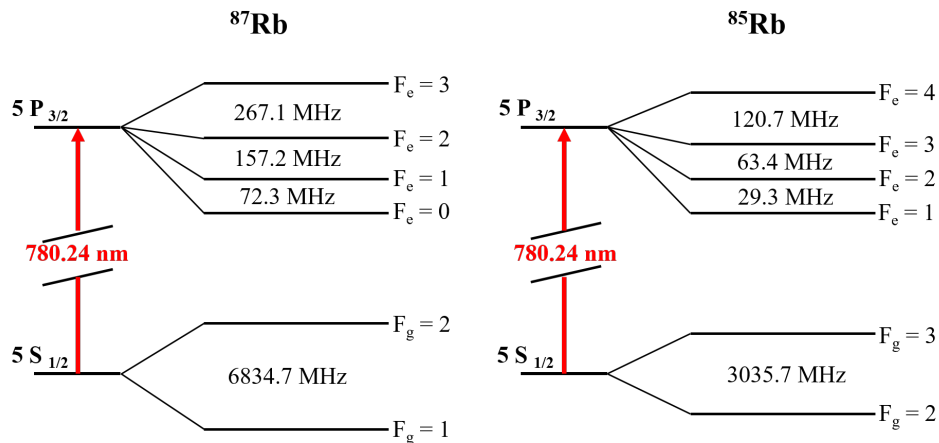


Figura 4 – Estrutura hiperfina do ^{87}Rb e ^{85}Rb .

Para o resfriamento os lasers são travados em frequência. Este travamento é feito através da técnica de espectroscopia de absorção saturada, que discutiremos a seguir.

2.2.2 Espectroscopia de absorção saturada do Rb

A absorção saturada é um tipo de espectroscopia baseada na interação não linear da luz com os átomos, que permite observar o espectro de energia de gases atômicos sem o efeito Doppler. Esta técnica é amplamente utilizada em investigações de física atômica por ser um método que permite conhecer e ajustar as frequências dos lasers em transições atômicas.

A espectroscopia de absorção saturada é realizada com dois feixes laser contra-propagantes, com a mesma frequência, que interagem com os átomos em uma célula de vapor. Um dos feixes é chamado feixe forte (F) e o outro feixe de prova (P), onde o feixe F tem uma potência maior do que o P (Fig. 5). A transmissão do feixe de prova é detectada, e registrada em um osciloscópio, observando-se um gráfico de intensidade transmitida em função da frequência do laser.[20]

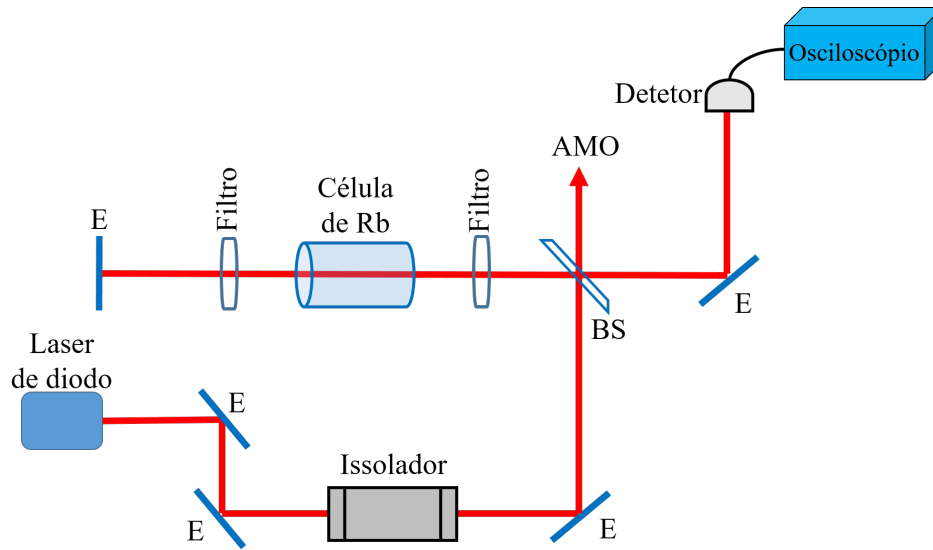


Figura 5 – Esquema experimental de absorção saturada. O elemento BS é uma placa de microscópio fazendo função de *beam splitter*.

Quando os feixes têm uma frequência ω_L diferente da ressonância ω_0 , o feixe F interage com um grupo de átomos com velocidade v_z , enquanto o feixe P contra-propagante interage com átomos do grupo de velocidades $-v_z$. Como resultado é obtido um espectro de absorção linear. Quando a frequência do laser é igual à frequência de ressonância do sistema atômico ($\omega_L = \omega_0$), os feixes forte e de prova interagem com o mesmo grupo de átomos com componente de velocidade $v_z = 0$. Nesta condição, o feixe F satura as transições atômicas possíveis, esgotando o número de átomos no estado fundamental; assim o feixe contra-propagante P ao passar pela célula é menos absorvido, e são observados picos de intensidade sobrepostos no sinal de absorção linear, que correspondem às transições hiperfinas do nível excitado. No espectro obtido também aparecem picos correspondentes às ressonâncias de *crossover* (C.O.), que ocorrem quando a frequência dos feixes encontra-se exatamente na metade de duas ressonâncias, por exemplo, entre os níveis $F_e = 2$ e $F_e = 3$ do ^{87}Rb . Podemos escrever a frequência do laser como $\omega_L = (\omega_2 + \omega_3)/2$, onde ω_2 e ω_3 se referem às frequências das transições $F_e = 2$ e $F_e = 3$ respectivamente. Neste caso os feixes forte e de prova interagem com dois tipos de átomos com velocidades iguais e opostas. Átomos com velocidades positivas vêm o feixe F com uma dessintonia que o leva a fazer a transição $\omega_2 = \omega_L (1 - v_z/c)$, enquanto os átomos com velocidades negativas vêm uma dessintonia que corresponde à transição $\omega_3 = \omega_L (1 + v_z/c)$. Esse processo traz como resultado a diminuição do número de átomos com velocidades $\pm v_z$ no estado fundamental. O feixe P interage com os mesmos grupos de átomos, mas de forma

oposta, e conseqüentemente, é menos absorvido nestas frequências, provocando picos mais intensos dado que são dois grupos de átomos que fazem alguma transição para um mesmo valor de frequência do laser.[20]

No caso do átomo de Rb podemos observar quatro linhas Doppler na absorção linear, correspondentes aos dois níveis fundamentais de cada isótopo: $F_g = 1, F_g = 2$ no ^{87}Rb e $F_g = 2, F_g = 3$ no ^{85}Rb (Fig. 6).

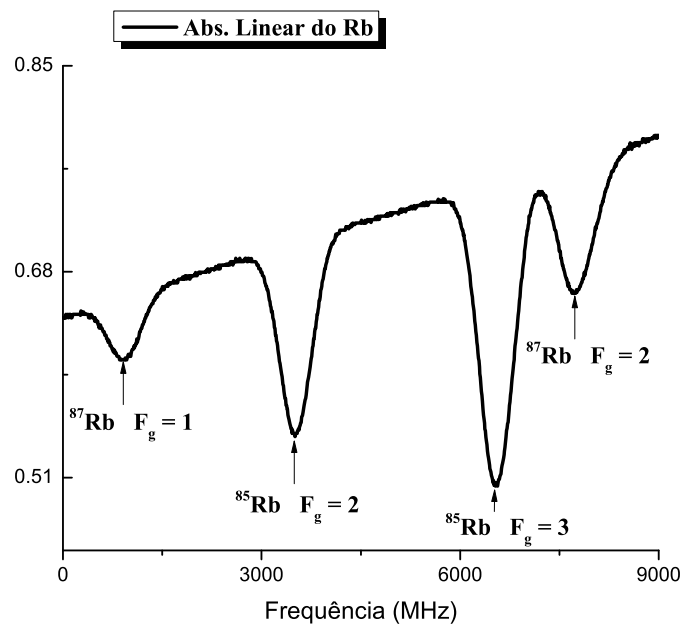


Figura 6 – Curva de absorção linear do Rb, apresentando as quatro linhas de absorção devidas aos níveis fundamentais do ^{87}Rb e do ^{85}Rb .

No sinal de absorção saturada podemos ver, superpostos ao sinal de absorção linear, os picos correspondentes aos níveis hiperfinos excitados, e os *crossover* (C.O.) de cada transição (Fig. 7).

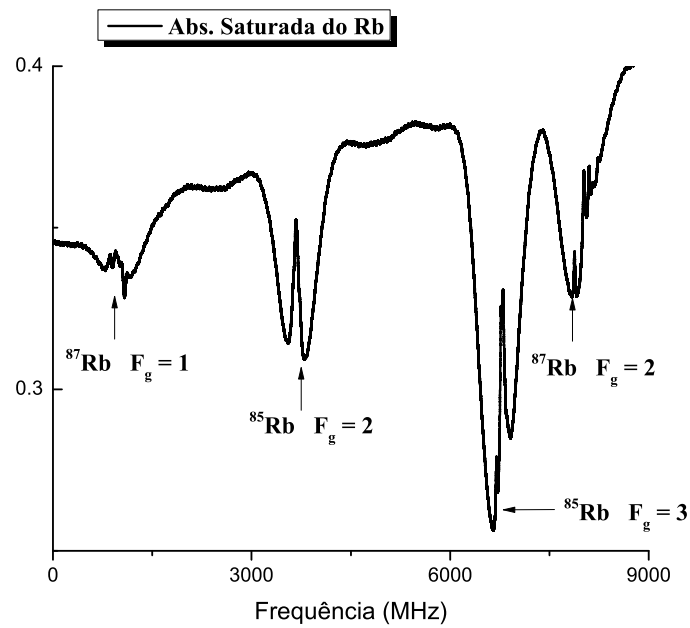


Figura 7 – Curva de absorção saturada do Rb.

2.2.3 Sistema de resfriamento e rebombeio ótico

Na montagem experimental da armadilha magneto-ótica de ^{87}Rb são utilizados dois lasers de diodo DL7140-201S Sanyo, com comprimento de onda $\lambda_L = 780 \text{ nm}$ e largura de linha da ordem de 1 MHz. A sintonização em frequência dos lasers é feita observando as curvas de absorção saturada do ^{87}Rb , variando a frequência a partir da variação da corrente aplicada nos lasers.

O laser de resfriamento é sintonizado na Doppler do ^{87}Rb na transição $F_g = 2 \rightarrow F_e =$ (C.O.) (1 e 3) (Fig. 8).

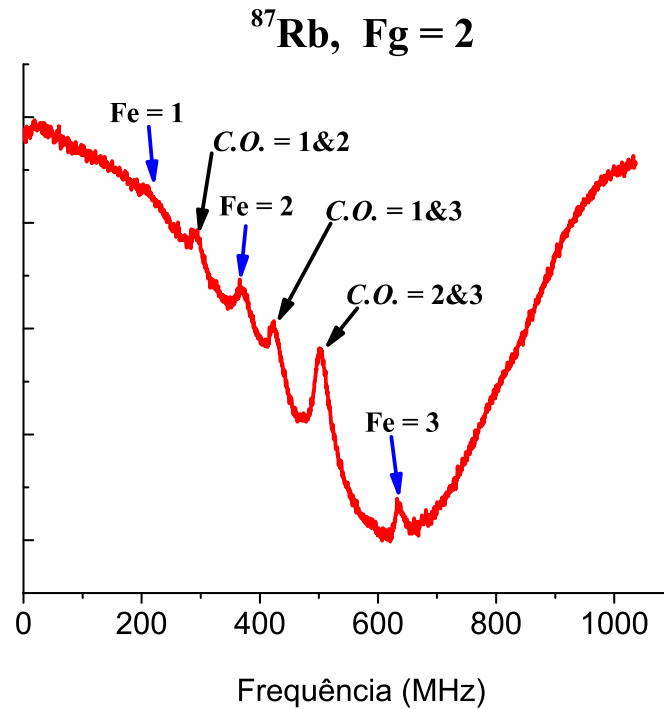


Figura 8 – Curva de absorção saturada do ^{87}Rb correspondente ao nível $F_g = 2$, apresentando os picos referentes às transições hiperfinas do estado excitado, e as ressonâncias de *crossover* (C.O.).

O feixe de resfriamento passa por um modulador acusto-ótico de 200 MHz e sua primeira ordem de difração, com frequência de 12 MHz de dessintonia abaixo da transição cíclica $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$, passa por um amplificador Boosta, da Toptica, com amplificação de 180 %. Na saída do amplificador o feixe é acoplado a uma fibra ótica mediante um sistema *Fiberdock*. A ordem zero do feixe fica disponível para uso em outros experimentos.

Após amplificado o feixe, sai pela fibra e é dividido em dois, com uma proporção em potência aproximadamente de 70% e 30%. O feixe menos intenso é acoplado diretamente no braço da armadilha correspondente ao eixo z . O feixe mais intenso é conectado a um divisor de feixe de 50% para formar os braços x e y da armadilha. As fibras óticas utilizadas nesta montagem são mantenedoras de polarização (*FC APC Fiber Optic Patch Cables*) da *Thorlabs*.

Devido às características do sistema e à dessintonia, é provável que ocorram transições para o nível $F_e = 2$, além da transição cíclica escolhida, de modo que, alguns átomos podem decair para o estado $F_g = 1$, e não absorvem mais a luz laser. Com o tempo o sistema não terá átomos suficientes no estado $F_g = 2$ para fazer a transição de resfriamento. É preciso então introduzir um outro laser, que faz o rebombeio ótico, isto é, pega os átomos que decaíram para o

nível $F_g = 1$ e transfere para o nível $F_g = 2$, de forma que o ciclo de resfriamento atômico na armadilha se mantém.[21]

O segundo laser de diodo, que faz o rebombeio, é travado na transição $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (Fig. 9). Este feixe é acoplado a uma fibra ótica e conectado ao divisor de feixe, juntamente com o feixe de resfriamento, de forma que, tanto os feixes de resfriamento quanto os de rebombeio chegam na armadilha através dos braços x e y .

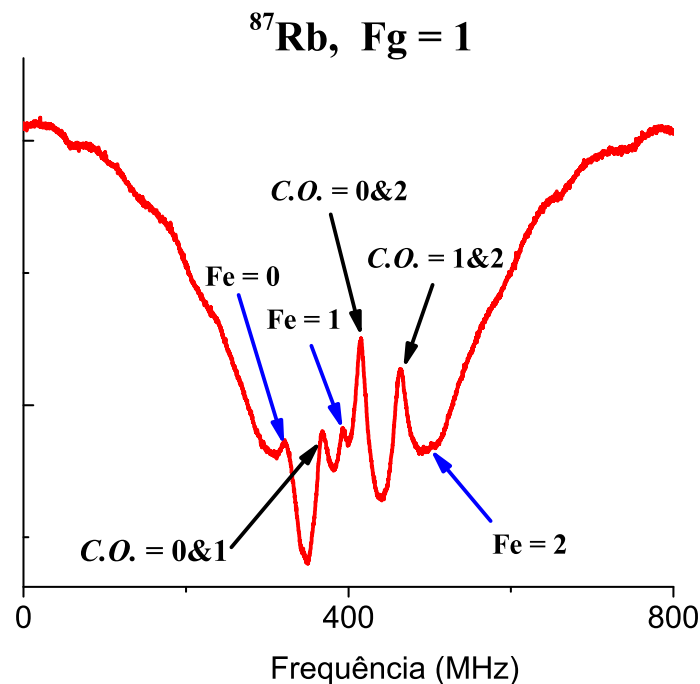


Figura 9 – Curva de absorção saturada do ^{87}Rb do nível $F_g = 1$, apresentando os picos referentes às transições hiperfinas do estado excitado, e as ressonâncias de *crossover* (*C.O.*).

Para evitar flutuações em frequência em torno da ressonância, devido às perturbações do ambiente, como mudanças de temperatura, é preciso utilizar um circuito eletrônico com sinal de retroalimentação para travar os lasers nas linhas específicas. Em nosso experimento, utilizamos dois desses circuitos, montados em nossa oficina eletrônica, cujo sinal de retroalimentação vêm da própria absorção saturada [21]. O circuito de travamento recebe o sinal da absorção saturada e gera a curva derivada, com um pequeno sinal seno sobreposto a ela. A frequência do laser é sintonizada olhando para o zero da derivada correspondente à transição desejada. A oscilação do sinal seno controla quanto se desvia a frequência do laser da posição escolhida, essa informação volta para o laser e é utilizada para reajustar a frequência dele. Assim o laser é mantido na frequência escolhida.

2.2.4 Bobinas anti-Helmholtz

Na armadilha magneto-ótica temos um campo magnético criado por duas bobinas iguais, com 50 voltas de fio de cobre, e raio $r = 2.7$ cm, montadas na configuração anti-Helmholtz. Por estas bobinas circula uma corrente de $I \approx 1.55$ A, em sentidos opostos. O esquema do conjunto é apresentado na Fig. 10.

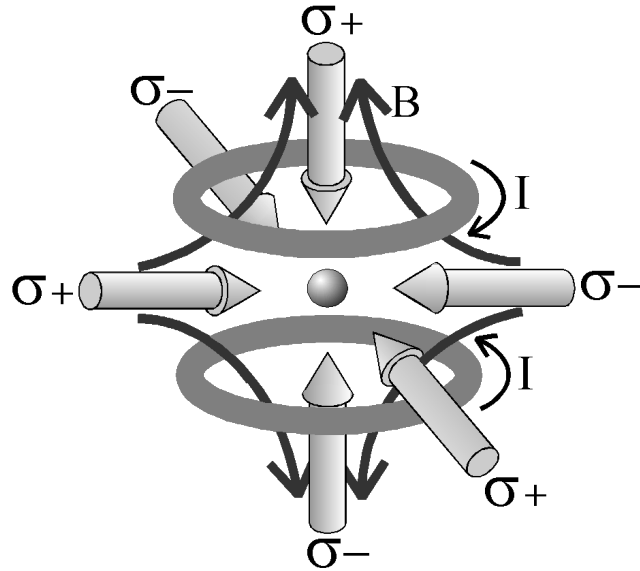


Figura 10 – Esquema da armadilha magneto-ótica.

O centro da armadilha está localizado na origem de coordenadas, e as bobinas estão colocadas às distâncias $\pm a = 2$ cm no eixo z . O campo magnético no eixo de simetria é obtido aplicando a lei de Biot-Savart:

$$B_z = \frac{N\mu_0 I r^2}{2 \left[(z-a)^2 + r^2 \right]^{3/2}} - \frac{N\mu_0 I r^2}{2 \left[(z+a)^2 + r^2 \right]^{3/2}}. \quad (2.50)$$

Na Eq. 2.50 é fácil ver que o campo é zero quando $z = 0$. O gradiente do campo no eixo z é dado por $\frac{\partial B_z}{\partial z}$. O valor calculado do gradiente no centro da nossa armadilha é de aproximadamente 6.4 gauss/cm.

O gradiente do campo nas direções x e y é linear e aproximadamente o mesmo.[15]

2.3 Caracterização da AMO de ^{87}Rb

Caracterizamos a nossa armadilha estimando o número de átomos e o tempo de carga. Estes parâmetros foram calculados a partir da detecção da fluorescência emitida pela nuvem atômica. A fluorescência é detectada com um detetor DET36A(M) da *Thorlabs* (como apresentado na Fig. 11), e registrada em um osciloscópio. A seguir são mostrados os cálculos dos parâmetros que caracterizam a armadilha.

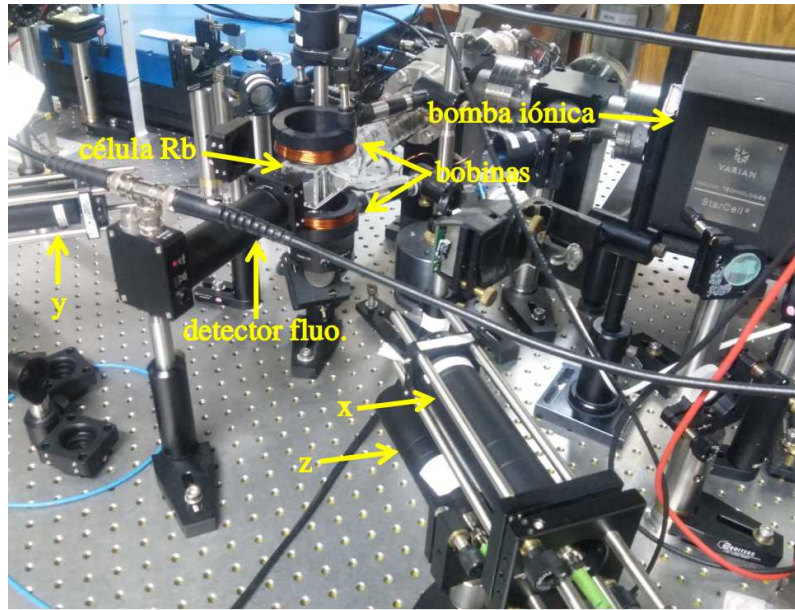


Figura 11 – Imagem da armadilha magneto-ótica com o detetor de fluorescência.

2.3.1 Número de átomos

Uma primeira medida de caracterização da AMO consiste em estimar a fluorescência total emitida pela nuvem. Para isso é colocada uma lente perto da nuvem de átomos para capturar a maior quantidade de fluorescência possível. A partir das características da lente determinamos o ângulo sólido e estimamos a fluorescência total emitida pela nuvem atômica. Para calcular a fluorescência total emitida aplicamos o método utilizado em [14]. Na Fig. 12 podemos observar o esquema de detecção da fluorescência.

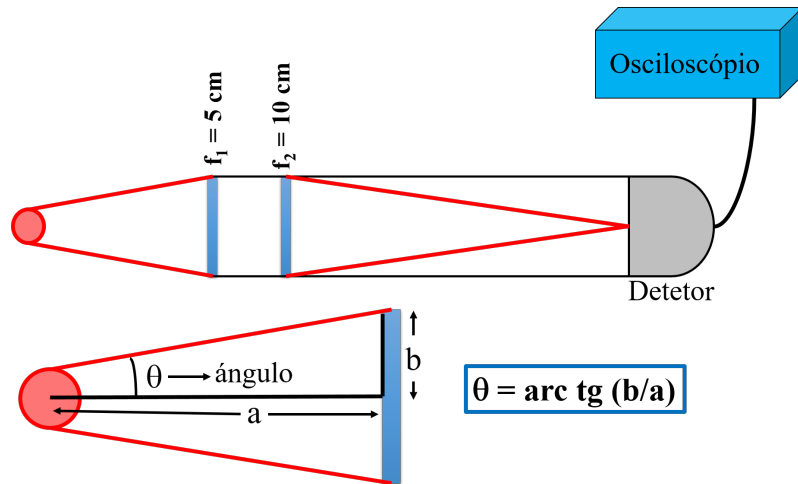


Figura 12 – Esquema da detecção da fluorescência e do cálculo do ângulo sólido.

Primeiramente é calculado o ângulo sólido Ω do cone de luz que chega no detector:

$$\Omega(\theta) = 2\pi(1 - \cos \theta),$$

$$\theta = \tan^{-1}(b/a)$$
(2.51)

A luz detectada é registrada no osciloscópio em mV. Com alguns parâmetros característicos do detector utilizado é possível fazer a transformação de mV para W.

Seguindo a relação $g(V/A) = 0.75 \times 10^3 V/A$ que caracteriza o detector, transformamos o sinal detectado em Volts para corrente em Ampers.

$$I(A) = \frac{Int.(V)}{g(V/A)}$$
(2.52)

Uma vez obtido $I(A)$, e conhecendo o valor do *Peak response* $\mathcal{R}(A/W) = 0.65 A/W$, transformamos o sinal de Ampers para potência em Watts.

$$P(W) = \frac{I(A)}{\mathcal{R}(A/W)}$$
(2.53)

A potência detectada corresponde ao cone de luz que chega no detector $\Omega(\theta)$, e queremos conhecer a potência total emitida pela nuvem. Para isto fazemos a aproximação da nuvem atômica ser esférica, considerando que a intensidade dos feixes x, y, z são iguais. O ângulo sólido

de uma esfera é determinado pela Eq. 2.51 fazendo o ângulo $\theta = \pi$. A potência total emitida pela nuvem de átomos é dada pela seguinte relação:

$$P_t(W) = P(W) \frac{\Omega(\pi)}{\Omega(\theta)}. \quad (2.54)$$

Uma vez conhecida a potência total emitida pela armadilha, podemos estimar o número de átomos que conformam a nuvem. Para isto usamos a energia emitida por um fóton $E(W)$ e a taxa de espalhamento R :

$$E(W) = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2.55)$$

onde h é a constante de Planck, c a velocidade da luz no vácuo, e λ o comprimento da luz emitida pelo átomos; e a taxa de espalhamento é determinada pela equação:

$$R = \frac{\Gamma(I/I_s)}{1 + I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.56)$$

O número de átomos é calculado levando em consideração os resultados das equações 2.54-2.56 da forma seguinte:

$$N = \frac{P_t(W)}{E(W)R}. \quad (2.57)$$

O numero de átomos obtido foi de $N \approx 1.3 \times 10^8$ para uma intensidade da fluorescência de aproximadamente $I_{fluo} \approx 200$ mV. Este resultado é comparável aos apresentados nas Ref. [14, 15].

2.3.2 Tempo de carregamento da armadilha

O tempo de carregamento da nuvem é o tempo que leva a armadilha para atingir o número estacionário de átomos. Este parâmetro também representa o tempo médio que o átomo permanece dentro da nuvem antes de ser expelido por uma colisão. Como o número de átomos aprisionados é diretamente proporcional à fluorescência emitida pela nuvem, para saber a evolução do carregamento da nuvem medimos a evolução da fluorescência com o tempo. O método de medição utilizado é o descrito em [15].

Com as bobinas da armadilha inicialmente desligadas medimos a fluorescência em função do tempo. Ligamos rapidamente as bobinas permitindo a formação da nuvem de átomos frios e registramos o aumento da fluorescência com o detetor (ver Fig. 13). A evolução no tempo do número de átomos aprisionados é descrita pela seguinte expressão:

$$N = N_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \right], \quad (2.58)$$

onde N_0 é o número de átomos no início do processo de captura, e τ é o tempo de preenchimento característico.

Fazendo um ajuste à curva obtida de fluorescência em função do tempo (Fig. 13), podemos estimar o tempo característico de carregamento da nuvem, o qual ficou da ordem de $\tau \approx 1.9$ s.

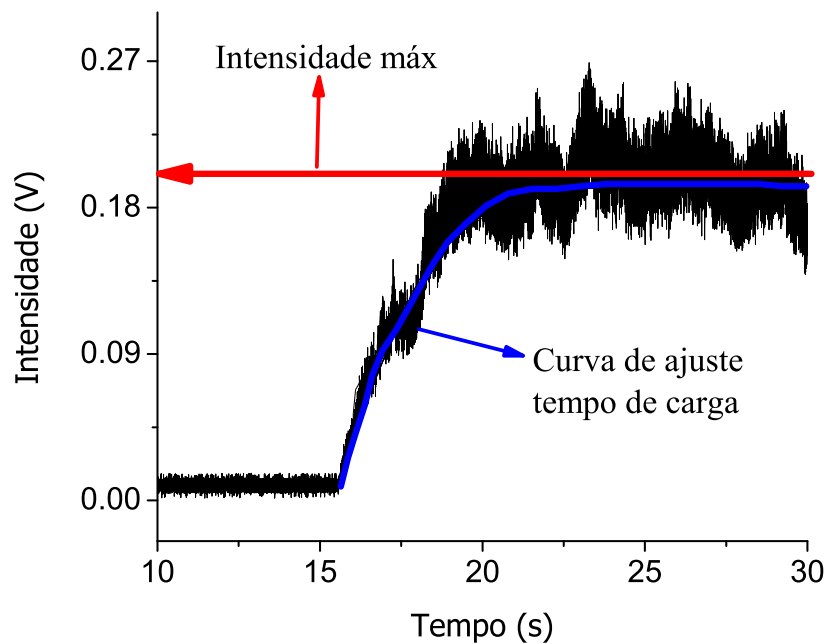


Figura 13 – Ajuste da curva de evolução temporal da fluorescência para determinar tempo de carga da armadilha. Valor de fluorescência máxima para determinação de número de átomos.

O valor onde a fluorescência é estável e máxima, é utilizado para o cálculo do número de átomos.

Os valores obtidos dos parâmetros que caracterizam a nossa armadilha, correspondem aos reportados nas diferentes bibliografias consultadas citadas anteriormente, o que indica que o sistema pode estar em condições de ser utilizado em medidas de espectroscopia atômica.

Começamos a preparar o sistema experimental para a realização de medidas de mistura de quatro ondas em átomos frios. Enquanto o sistema estava sendo preparado, fizemos em paralelo medidas de mistura de quatro ondas em vapor de rubido, com a finalidade de obter maior conhecimento sobre o processo e as melhores condições experimentais em que o sinal é obtido.

3 Mistura de quatro ondas em vapor de Rb

A ótica não linear estuda os fenômenos onde as propriedades óticas de um material são modificadas como consequência da interação do meio com a luz laser. Um dos processos de ótica não linear mais simples é a mistura de quatro ondas onde, ao incidir três feixes num meio é induzida uma polarização nele, e como resposta se gera um quarto campo.

Neste capítulo apresentamos uma breve descrição teórica da mistura de quatro ondas e alguns dos resultados obtidos das medidas do processo em vapor de rubídio.

3.1 Princípios básicos da mistura de quatro ondas

Os efeitos não lineares na ótica são observados quando a intensidade do campo incidente é muito alta, isto é, maior do que as intensidades dos campos interatômicos. A polarização induzida no meio não segue mais um comportamento linear com o campo ($\mathbf{P} \neq \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$). Neste caso, pode ser escrita como uma expansão em série de Taylor do campo incidente [6]:

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) + \dots], \quad (3.1)$$

onde $\chi^{(1)}$ é a suscetibilidade linear definida como um tensor de grau 2. A suscetibilidade não linear de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é um tensor de grau três com 27 elementos que dependem da simetria ótica do meio, e todos eles são nulos em meios com simetria de inversão espacial tais como líquidos e gases. E a suscetibilidade não linear de terceira ordem $\chi^{(3)}$, é um tensor de grau quatro com 81 elementos, a maioria dos quais são nulos quando são consideradas as simetrias e ressonâncias do material, mas sempre existem termos diferentes de zero para qualquer tipo de simetria. Para um sistema de dois níveis, cada um destes termos pode ser calculado a partir da solução das equações de Bloch da ótica.[6]

Na equação de onda do campo eletromagnético vemos que a variação no tempo da polarização induzida num meio atua como fonte de novas componentes de campo:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_{gerado} + \mu \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{gerado}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.2)$$

Como o termo $\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}$ é uma medida da aceleração das cargas do meio, a equação 3.2 é consistente com o teorema de Poynting do eletromagnetismo, que estabelece que cargas aceleradas geram radiação eletromagnética [6]. Por este motivo ao estudar um processo da ótica não linear é importante conhecer a polarização que os campos incidentes induzem no meio.

A equação 3.1 pode ser escrita como:

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots, \quad (3.3)$$

onde $\mathbf{P}^{(2)}(t)$ é chamado polarização não linear de segunda ordem, e $\mathbf{P}^{(3)}(t)$ polarização não linear de terceira ordem.

Exemplo dos processos não lineares de segunda ordem são: geração de segundo harmônico, mistura de três ondas, efeito eletro ótico, entre outros. Alguns dos processos não lineares de terceira ordem são: conjugação de fase, geração de terceiro harmônico e a mistura de quatro ondas.

A mistura de quatro ondas é um processo no qual a interação de três campos eletromagnéticos com um meio não linear gera um quarto campo eletromagnético. Quando as frequências dos campos incidentes são diferentes chama-se mistura de quatro ondas não degenerada, e quando são iguais chama-se mistura de quatro ondas degenerada.

No nosso caso veremos a mistura de quatro ondas degenerada no vapor de Rb. Na equação 3.3 o primeiro termo não linear é zero, pois o nosso meio têm simetria centrossimétrica, e vamos olhar só para o termo de terceira ordem, pelo que a polarização induzida pode ser escrita como:

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t). \quad (3.4)$$

Consideremos um sistema de dois níveis $|g\rangle$ e $|e\rangle$ e dois feixes incidentes, um chamado forte (F) e o outro de prova (P), de forma que $|E_F| \gg |E_P|$. Os feixes têm polarização linear e perpendicular entre si, e são quase-copropagantes na direção z como é representado na Fig. 14.

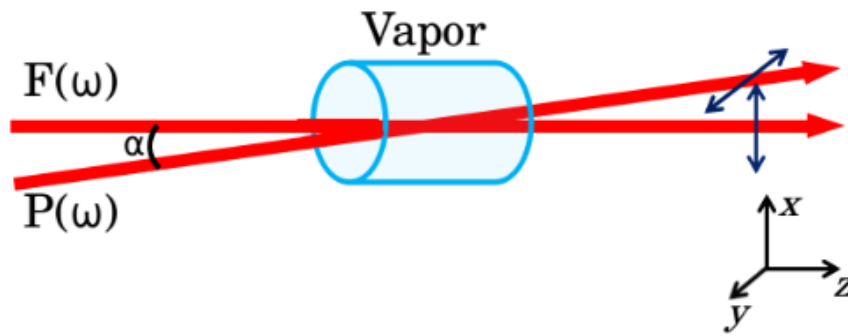


Figura 14 – Representação dos feixes forte (F) e prova (P) incidentes no vapor (meio não linear), com polarizações lineares e perpendiculares entre si, para fazer a mistura de quatro ondas degenerada.

O fato dos feixes ter polarizações perpendiculares entre si, significa que interagem com subníveis Zeeman diferentes, pelo que o sistema é representado como quatro níveis de m_F diferentes (Fig. 15) [22]:

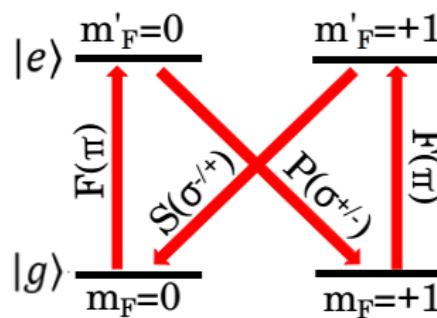


Figura 15 – Esquema do sistema atômico e das interações dos feixes com os níveis atômicos. S é o sinal gerado no processo de MQO.

Na Fig. 15 é apresentado o sinal de MQO gerado (S) com uma polarização bem definida, isto é devido às propriedades do tensor $\chi^{(3)}$ num meio centrossimétrico. Mais adiante explicamos melhor este resultado.

O campo incidente no meio devido aos feixes de luz pode ser escrito como [6]:

$$\mathbf{E}(t) = E_F e^{-i\omega_F t} + E_P e^{-i\omega_P t} + c.c. \quad (3.5)$$

Para calcular a polarização de terceira ordem na Eq. 3.4, vamos determinar a susceptibili-

dade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ resolvendo o sistema de equações de Bloch 2.21 de dois em dois níveis [23], e considerando a equação 3.5 do campo elétrico. Vamos chamar os níveis do nosso sistema (a, b, c, d), o feixe F faz as transições $a \rightarrow b$ e $c \rightarrow d$, enquanto P faz a transição $b \rightarrow c$, e o sinal de mistura de quatro ondas é gerado de $d \rightarrow a$ como representado na Fig. 16.

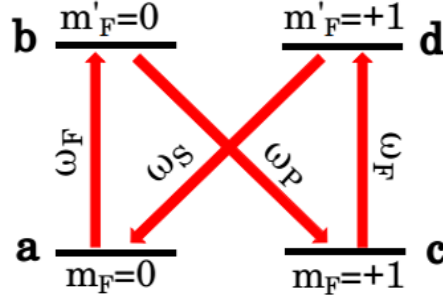


Figura 16 – Representação ordenada das ressonâncias no sistema atômico.

Neste sistema a polarização induzida tem a forma seguinte:

$$\mathbf{P}^{(3)}(2\omega_F - \omega_P) = N\langle \boldsymbol{\mu}(2\omega_F - \omega_P) \rangle, \quad (3.6)$$

onde seguindo a sequência de interação com os campos da forma representada na Fig. 17, obtemos que:

$$\langle \hat{\boldsymbol{\mu}} \rangle = \rho_{ad} \boldsymbol{\mu}_{da} \equiv \boldsymbol{\mu}(\omega_S) e^{-i\omega_S t}. \quad (3.7)$$

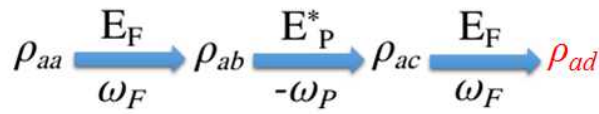


Figura 17 – Esquema da sequência de cálculo das coerências do sistema.

De forma que o termo ρ_{ad} pode ser determinado pela seguinte equação:[6, 23]

$$\rho_{ad} = \frac{\mu_{dc}^k \mu_{cb}^j \mu_{ba}^i E_F^i E_P^{*j} E_F^k}{[(\omega_{ab} - \omega_F) - i\gamma_{ab}][(\omega_{ac} - \omega_F + \omega_P) - i\gamma_{ac}][(\omega_{ad} - 2\omega_F + \omega_P) - i\gamma_{ad}]} e^{-i(2\omega_F - \omega_P)t}, \quad (3.8)$$

onde os índices i, j, k representam a direção da polarização de cada campo, e $\gamma_{ab}, \gamma_{ac}, \gamma_{ad}$ são as taxas de decaimento entre os níveis. Desta forma obtemos uma susceptibilidade de terceira ordem da seguinte forma:

$$\chi_{hijk}^{(3)} \approx \frac{N}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{\rho_{aa}^{(0)} \mu_{dc}^k \mu_{cb}^j \mu_{ba}^i \mu_{ad}^h}{[(\omega_{ab} - \omega_F) - i\gamma_{ab}][(\omega_{ac} - \omega_F + \omega_P) - i\gamma_{ac}][(\omega_{ad} - 2\omega_F + \omega_P) - i\gamma_{ad}]}. \quad (3.9)$$

Na Eq. 3.9 podemos ver que a susceptibilidade de terceira ordem depende diretamente da população do nível fundamental, e é inversamente proporcional às ressonâncias do sistema.

Analisando a expressão da polarização de terceira ordem para a mistura de quatro ondas degenerada ($\omega_F = \omega_P = \omega$) obtemos:

$$P_h(\omega) \approx \epsilon_0 \chi_{hijk}^{(3)}(\omega = \omega + \omega - \omega) E_F^i E_P^{*j} E_F^k, \quad (3.10)$$

onde os subíndices h, i, j, k são as componentes da polarização de cada campo. Em nosso caso $i = k = x$, onde x é a polarização linear vertical, e $j = y$ que é a polarização linear horizontal. Como as coordenadas (x, y, z) num meio isotrópico são equivalentes, devido às propriedades do tensor suscetibilidade, $\chi_{hijk}^{(3)}$ só é diferente de zero quando $h = j = y$, de forma que a suscetibilidade $\chi_{yyxx}^{(3)}$ indica que a polarização do campo gerado tem que ser igual à do feixe de prova (Fig. 15).[6]

No processo de mistura de quatro ondas o feixe gerado satisfaz a conservação da energia. Então a frequência do campo gerado está definida pela seguinte relação [24]:

$$\omega_S = \omega_F + \omega_F - \omega_P = \omega, \quad (3.11)$$

onde o subíndice S se refere ao sinal de MQO gerado.

Na solução da equação de onda 3.2, desprezando efeitos de absorção e propagação, o campo gerado fica proporcional à polarização induzida no meio:

$$\mathbf{E}_{gerado} \propto \mathbf{P}^{(3)}(t). \quad (3.12)$$

Utilizando a equação 3.10 temos que a intensidade do campo gerado é proporcional ao

quadrado da intensidade do feixe F e linear à intensidade do feixe P:

$$I_{gerado} \propto I_F^2 I_P. \quad (3.13)$$

Desta forma temos bem determinada a frequência e a polarização do sinal de MQO. Além conhecemos a relação entre as intensidades dos campos incidentes com a intensidade do sinal de mistura de quatro ondas.

3.2 Sistema experimental de mistura de quatro ondas em vapor de Rb

Para realizar a medida de MQO degenerada em vapor de rubídio, utilizamos a configuração quase co-propagante, onde os feixes F e P, com polarizações lineares perpendiculares entre si, se cruzam formando um ângulo $\alpha \approx 2$ mrad no interior da célula. Cada um dos feixes vem de um laser de diodo diferente. O laser do feixe forte encontra-se na mesa da montagem experimental e o laser do feixe de prova encontra-se numa outra mesa, e é levado com uma fibra ótica da *Thorlabs*, que mantém a polarização, até a mesa do experimento. As polarizações dos feixes foram definidas utilizando polarizadores *beam splitters* (com siglas em inglês PBS) de 1000:1 da *Thorlabs*. A intensidade do feixe F foi regulada com uma $\lambda/2$ na frente do PBS, e variamos a intensidade do feixe de prova colocando filtros depois do PBS. Para saber a frequência dos feixes, utilizamos a absorção saturada do rubídio em cada um dos lasers. Para diminuir o ruído e a luz espalhada no sinal de MQO colocamos uma iris e um PBS na entrada do detector do sinal.

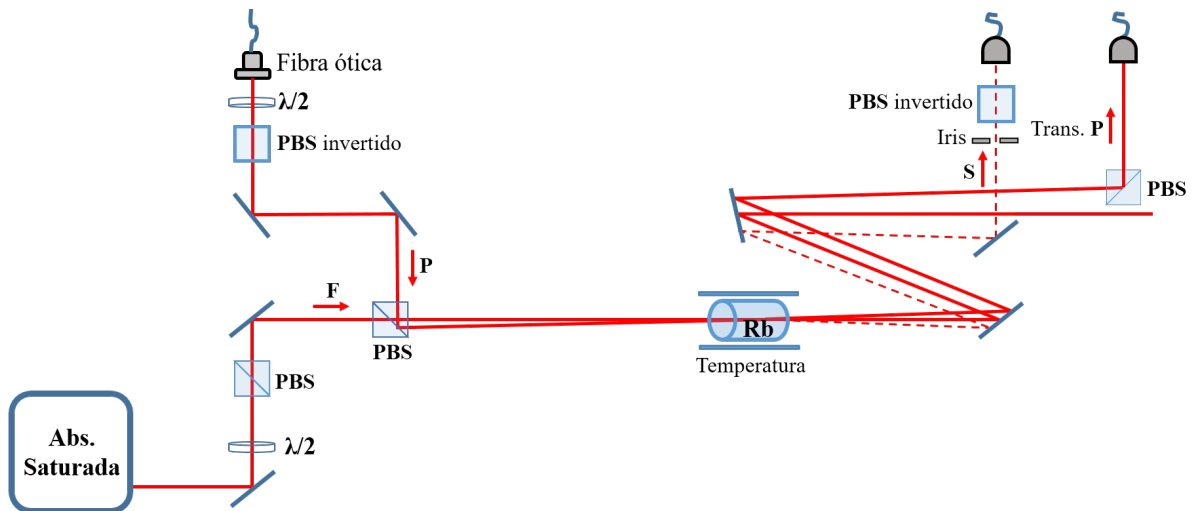


Figura 18 – Esquema do sistema experimental de MQO em célula de Rb.

Para aumentar a densidade de átomos que interage com os feixes, esquentamos a célula de rubídio utilizando uma fita térmica. Como o ângulo entre os feixes incidentes F e P é muito pequeno estamos num regime de casamento de fase e podemos dizer que, o feixe gerado no processo de MQO é emitido formando um ângulo $\gamma \approx \alpha$ com respeito ao feixe F no lado contrário ao feixe P. Para alinhar o detetor do sinal de MQO foi utilizado um terceiro laser que fez a função de guia, pois o sinal gerado é muito fraco e não é possível observá-lo a olho nu.

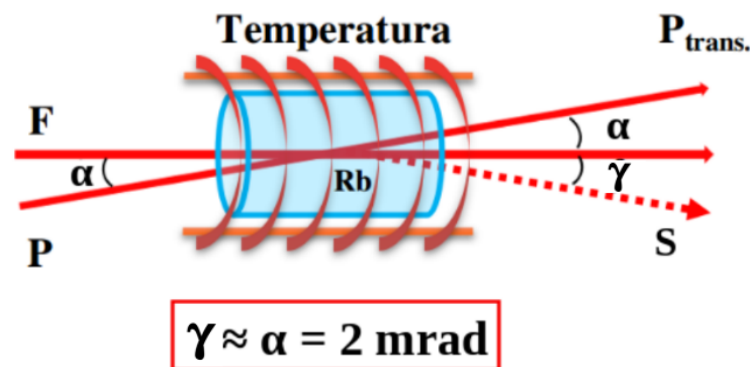


Figura 19 – Representação dos feixes de entrada e a direção do feixe gerado no processo de MQO.

Nas medidas realizadas foram detectados: (i) a transmissão do feixe de prova, (ii) o sinal gerado pelo sistema e (iii) a absorção saturada do feixe cuja frequência foi variada. Os três sinais são detectados e registrados no osciloscópio simultaneamente, para diferentes condições de frequência, temperatura e intensidades dos campos incidentes.

O primeiro conjunto de medidas foi realizado parando a varredura em frequência do feixe forte numa posição da curva Doppler do ^{85}Rb $F_g = 3$, e o feixe de prova varrendo as duas Dopplers do ^{85}Rb , $F_g = 2$ e $F_g = 3$. Variamos a temperatura da célula e observamos que a partir de 40°C a densidade atômica já era suficiente para ter um sinal de MQO bem definido. Um exemplo de tela de osciloscópio que mostra como os sinais são obtidos e armazenados é apresentado na Fig. 20:

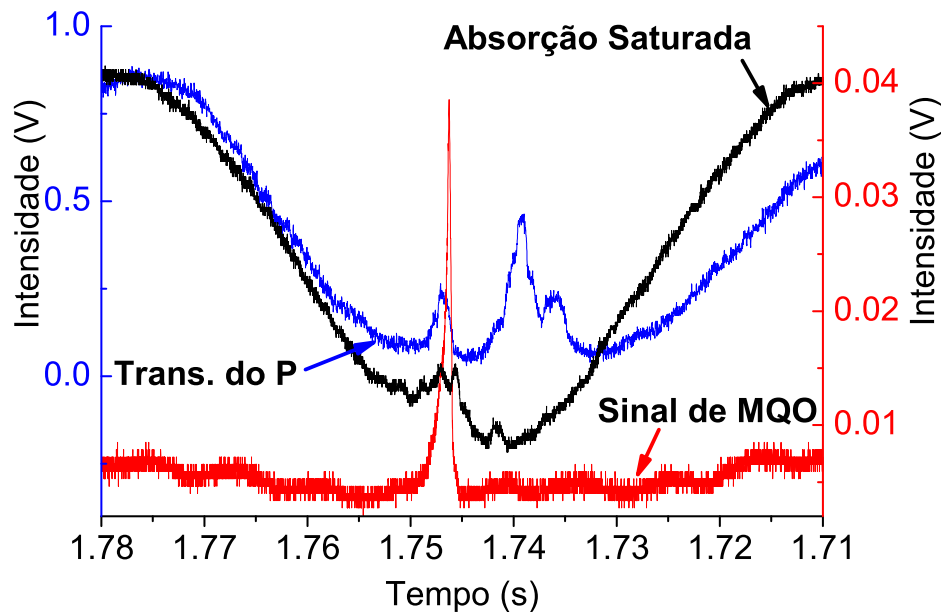


Figura 20 – Gráfico de intensidade vs. tempo registrado no osciloscópio com as curvas dos três sinais detectados. O feixe forte parado em frequência perto da transição cíclica na Doppler $F_g = 3$ do ^{85}Rb enquanto o feixe de prova varre a mesma Doppler.

Na Fig. 20 as três curvas correspondem aos três sinais detectados. A curva preta é o sinal de absorção saturada do feixe que varre a Doppler, a qual é utilizada para transformar a escala de tempo do osciloscópio em escala de frequência. A curva azul corresponde à transmissão do feixe de prova, e a curva vermelha é o sinal de mistura de quatro ondas gerado pelo sistema.

3.3 Análise e discussão dos resultados obtidos

Foram realizados dois grupos de medidas na configuração quase co-propagante de mistura de quatro ondas degenerada no vapor de Rb. Em cada um variamos a intensidade dos feixes incidentes e a posição em frequência do feixe com varredura parada.

3.3.1 Varredura do feixe forte parada enquanto o feixe de prova varre a Doppler

A célula de rubídio foi mantida a temperatura de 44°C . A varredura em frequência do feixe F foi parada na Doppler do ^{85}Rb , $F_g = 3$ perto da transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, enquanto o feixe P faz a varredura de toda a Doppler. As curvas foram deslocadas verticalmente

para melhor visualizá-las. A seguir vemos os gráficos de intensidade vs. frequência do feixe fraco (P) para dois valores de intensidade do feixe F e a mesma intensidade do feixe P.

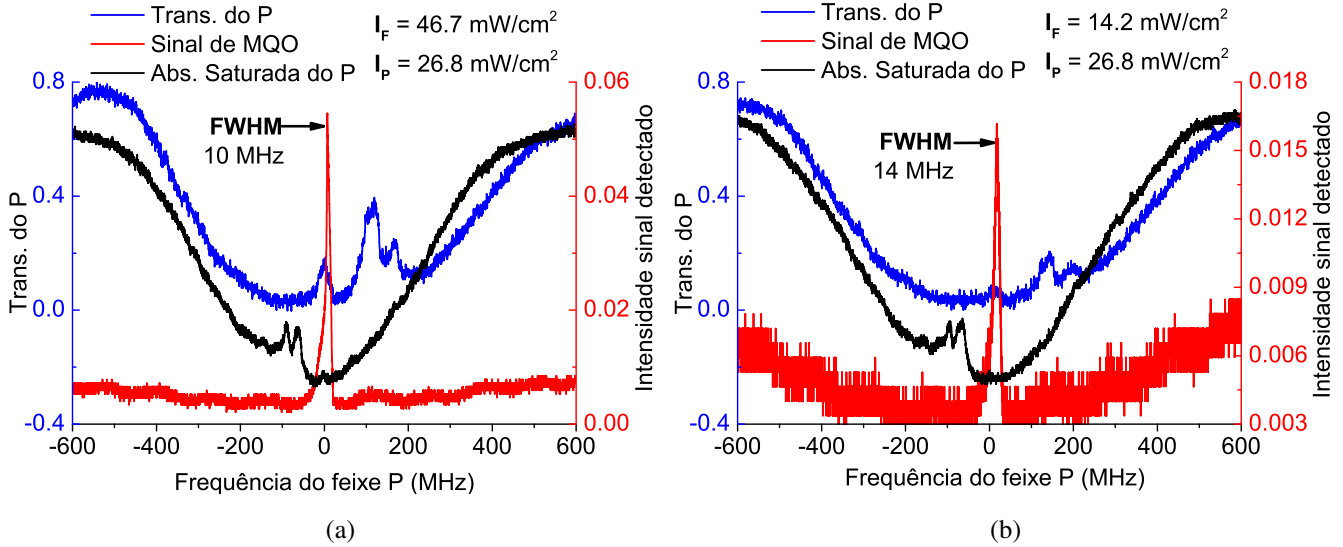


Figura 21 – Gráficos obtidos para dois valores de intensidade do feixe F. O zero da escala de frequência foi colocado na transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ do ^{85}Rb .

Podemos ver na Fig. 21 que a intensidade do sinal de MQO aumenta com o aumento da intensidade do feixe forte. Entretanto, observamos que a dependência do aumento é linear e não quadrática como era esperado segundo a Eq. 3.13. Isto pode significar que o sistema está sendo saturado.

Na transmissão do feixe de prova observamos que se formam três picos, e que suas intensidades variam com a intensidade do feixe F. Como estamos num regime de saturação do sistema, é esperado que estes picos correspondam às transições hiperfinas possíveis do ^{85}Rb , $F_g = 3$. Mais adiante analisamos esta hipótese.

Na Fig. 22 apresentamos alguns resultados para diferentes posições em que foi parada a varredura em frequência do feixe forte, mantendo as intensidades dos feixes F e P fixas.

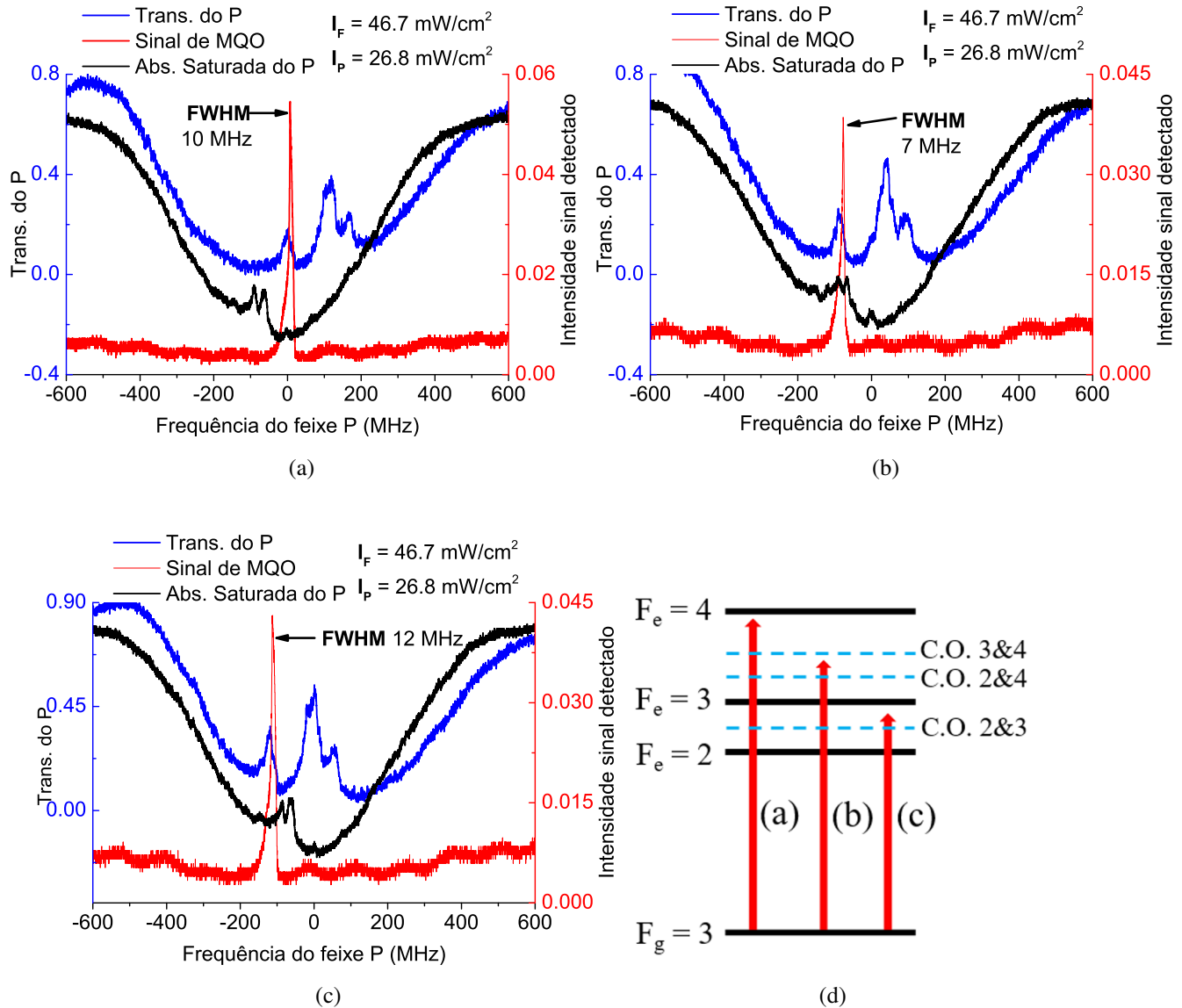


Figura 22 – (a), (b), (c) Gráficos obtidos para diferentes posições em frequência do feixe F enquanto o P varre. (d) Esquema representativo da posição do feixe forte nos níveis de energia nos gráficos.

Nos gráficos (a), (b) e (c) da Fig. 22 podemos ver que o sinal de MQO aparece na mesma posição em que foi parada a verredura do feixe F. A posição do sinal de MQO e os picos na transmissão do feixe P aparecem deslocados em frequência conforme é variada a posição em que foi parada a varredura do feixe F respeito da transição cíclica. Embora parecem estar envolvidas as três transições hiperfinas no processo, o sinal de MQO só é gerado numa delas, uma vez que só um pico é observado. O valor médio da largura à meia altura (FWHM) dos picos de MQO é $11 \pm 2 \text{ MHz}$.

Para saber se de fato os picos na transmissão do feixe de prova correspondem às transições hiperfinas do ^{85}Rb , $F_g = 3$, medimos as distâncias entre os picos em todas as curvas obtidas, e comparamos o valor médio das distâncias com a separação em frequência dos subníveis $F_e = 2$, $F_e = 3$, $F_e = 4$ no estado $5P_{3/2}$. O método utilizado é representado na Fig. 23.

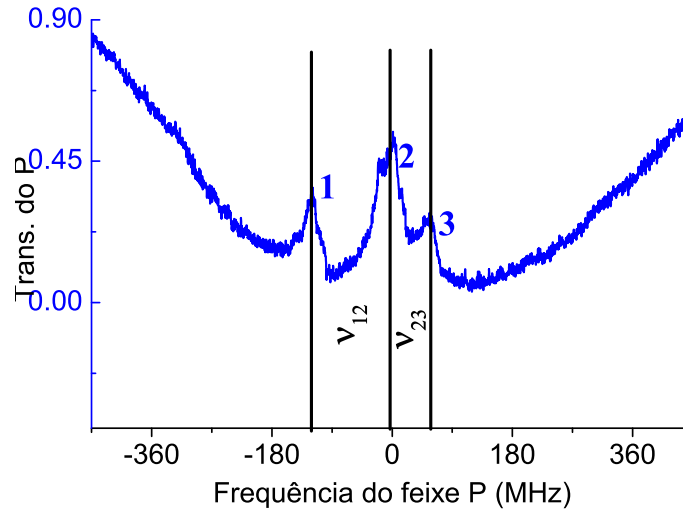


Figura 23 – Representação do método utilizado para medir as distâncias entre os picos no sinal de transmissão do P.

Os picos foram enumerados 1, 2 e 3 começando pelo que coincide em frequência com o sinal de MQO. O valor médio da distância entre os picos 1 e 2 é de $v_{12} = 126 \pm 10$ MHz, e entre os picos 2 e 3 de $v_{23} = 49 \pm 5$ MHz. Comparando com a separação em frequência entre os níveis hiperfinos e levando em consideração o erro, temos que: o pico 1 corresponde com a transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, o pico 2 corresponde com a transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$, e pico 3 à transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ do ^{85}Rb .

3.3.2 Varredura do feixe de prova parada enquanto o feixe forte varre a Doppler

Estudaremos agora o sinal de MQO e a transmissão do feixe de prova quando o feixe F está varrendo a Doppler $F_g = 3$ do ^{85}Rb , e a varredura em frequência do feixe P está parada na mesma Doppler. A temperatura na célula é de 44°C , e a absorção saturada de referência é a correspondente ao feixe forte.

Com a frequência do feixe P parada na transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ e o feixe F

varrendo a Doppler do $F_g = 3$ do ^{85}Rb , variamos a intensidade do feixe F, mantendo fixa a intensidade do feixe P. Obtivemos gráficos da transmissão do feixe de prova, do sinal de MQO, e da absorção saturada do feixe F. O zero da escala de frequência continua na posição da transição cíclica, determinada pela absorção saturada do feixe F.

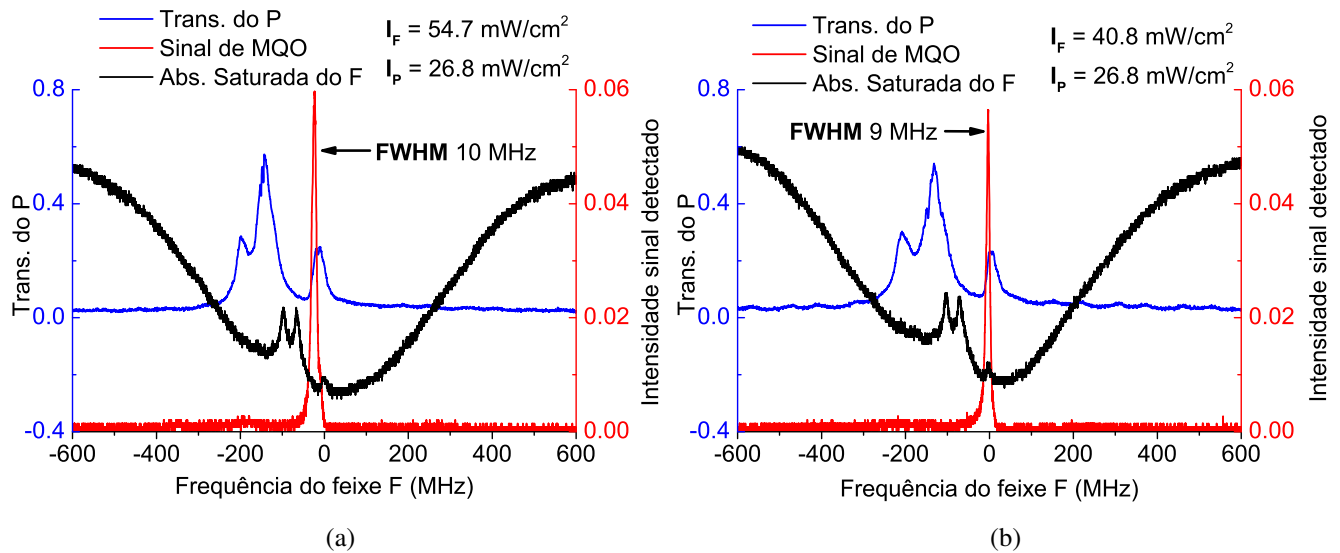


Figura 24 – Gráficos de MQO e transmissão do feixe de prova obtidos para dois valores de intensidade do feixe F. Feixe P fixo perto da transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ e o feixe F varre a mesma Doppler.

Na Fig. 24 podemos ver que a intensidade do sinal de mistura de quatro ondas aumenta com a intensidade do feixe forte, e novamente a proporção do aumento é linear. Nas curvas de transmissão do feixe de prova observamos novamente os três picos de intensidade. Entretanto, agora os picos aparecem sobre uma reta e não sobre uma curva Doppler, isto porque o feixe P tem sua frequência fixa.

Vejam agora, o comportamento do sinal de MQO ao variar a posição em frequência do feixe P. Nestes gráficos as medidas foram realizadas com intensidades fixas, e uma temperatura na célula de $T_{cel} = 44^\circ \text{ C}$.

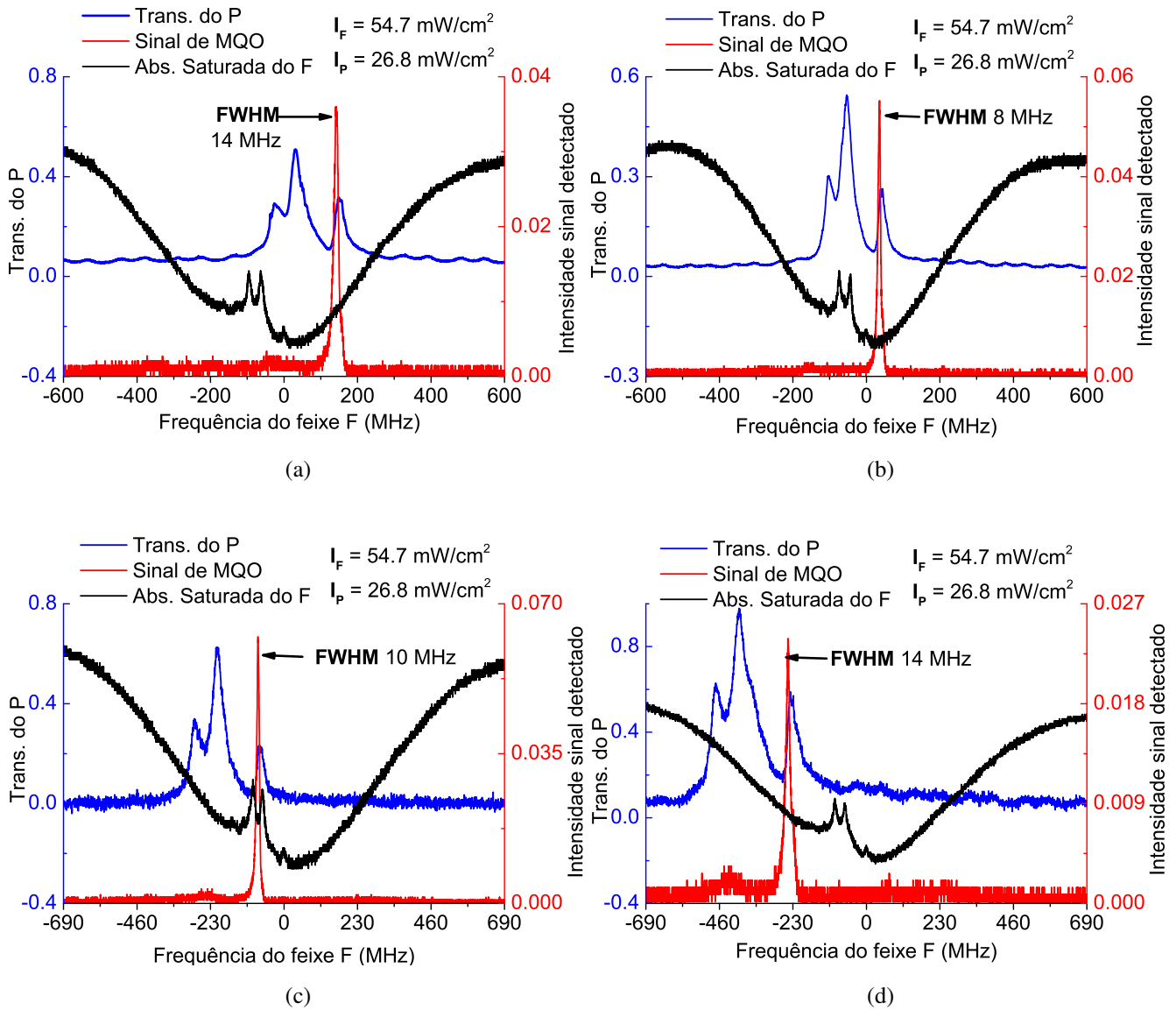


Figura 25 – (a), (b), (c), (d) Gráficos de MQO e transmissão do feixe P obtidos para diferentes posições em frequência do feixe P.

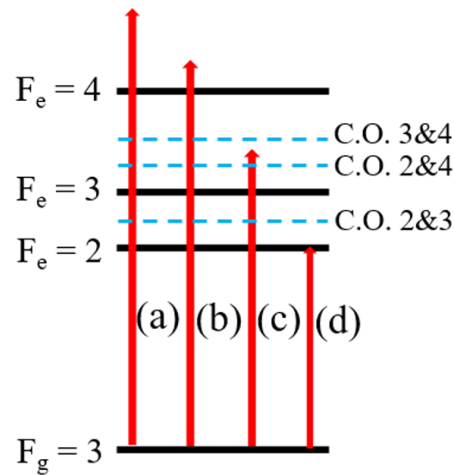


Figura 26 – Representação das posições em frequência do feixe P para cada curva na Fig. 25.

Na Fig. 25 podemos ver que o comportamento do sinal de MQO e dos picos na transmissão do feixe de prova é o mesmo que nas medidas quando o feixe P varre e o feixe F é parado em frequência. Tanto o sinal de mistura de quatro ondas quanto os picos na transmissão do feixe P, se deslocam em frequência no mesmo sentido que é deslocado o feixe de prova com respeito da transição cíclica. O valor médio da largura à meia altura (FWHM) dos picos de MQO neste grupo de medidas é de 12 ± 4 MHz. Na Fig. 26 é apresentado um esquema das posições aproximadas em frequência onde foi parda a varredura do feixe P para as medidas da Fig. 25.

Novamente medimos a distância em frequência entre os picos na transmissão do feixe de prova e comparamos os valores obtidos com a separação entre os níveis hiperfinos do estado $5P_{3/2}$ no ^{85}Rb . Os picos foram enumerados 1, 2 e 3 começando pelo que coincide com o sinal de MQO conforme representado na figura a seguir:

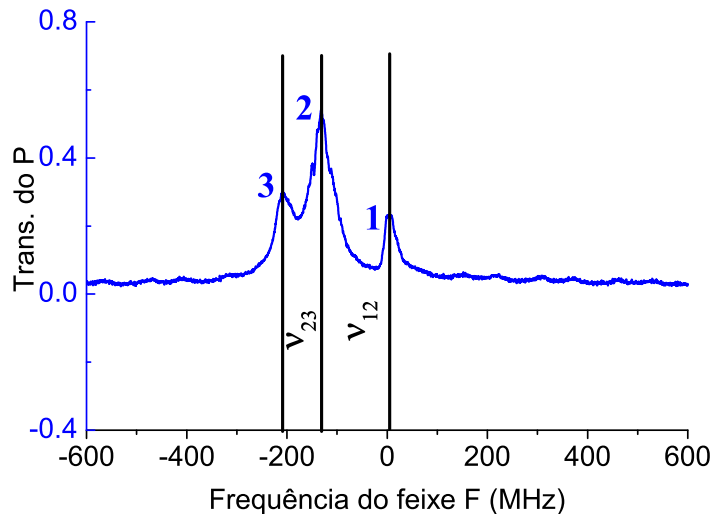


Figura 27 – Representação do método utilizado para medir as distâncias entre os picos no sinal da transmissão do P.

Foi calculado o valor médio da distância entre os picos de todas as curvas registradas. Os valores obtidos foram: entre os picos 1 e 2 de $v_{12} = 134 \pm 25$ MHz, e entre os picos 2 e 3 é de $v_{23} = 62 \pm 13$ MHz. Ao comparar estas distâncias com a separação entre os níveis hiperfínos levando em consideração o erro, obtivemos que o pico 1 corresponde novamente com a transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, o pico 2 com a transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$, e o pico 3 com a transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$. O sinal de MQO sempre aparece junto com o pico da transição cíclica na transmissão do feixe de prova. Isto acontece nos dois grupos de medidas, e é devido a que, segundo a Eq. 3.8 obtemos sinal de MQO quando os dois feixes fazem a mesma transição completando o ciclo de ressonâncias, e neste caso é a transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ do ^{85}Rb .

3.3.3 Comparação entre os dois tipos de medidas. Análise da transmissão do feixe P

Comparando os resultados obtidos nas duas formas de medição, podemos chegar à conclusão de que o sinal de mistura de quatro ondas tem o mesmo comportamento quando é parada a varredura em frequência do feixe P ou a do feixe F. A intensidade do campo emitido tem uma dependência linear com a intensidade do feixe forte nas duas configurações, isto é porque as intensidades utilizadas nos feixes F e P são muito grandes comparadas com a intensidade de saturação do sistema ($I_s(F_g = 3, F_e = 4) \approx 1.7 \text{ mW/cm}^2$). Uma característica observada nos

picos do sinal gerado é que a intensidade cresce rapidamente e a queda é um pouco mais suave (a varredura em frequência foi realizada da direita para a esquerda), apresentando os picos assimétricos. Uma das explicações possíveis pode ser o tempo de resposta dos detectores utilizados nas medidas, embora podem existir outros processos provocando esta assimetria. O valor médio de FWHM dos picos entre as duas formas de medição é de 12 ± 1 MHz, valor comparável à largura obtida do sinal de absorção saturada. Comparando com a largura natural de 6 MHz [19], vemos que os picos de MQO apresentam um alargamento por potência.

Nos dois grupos de medidas foram observados três picos de intensidade na transmissão do feixe de prova que correspondem às transições hiperfinas do ^{85}Rb $F_g = 3$. Também o sinal de MQO só aparece com o pico que corresponde à transição cíclica $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, mas numa forma de medida a ordem em que aparecem estes picos é invertida com respeito ao outro tipo de medida, como podemos ver na Fig. 28.

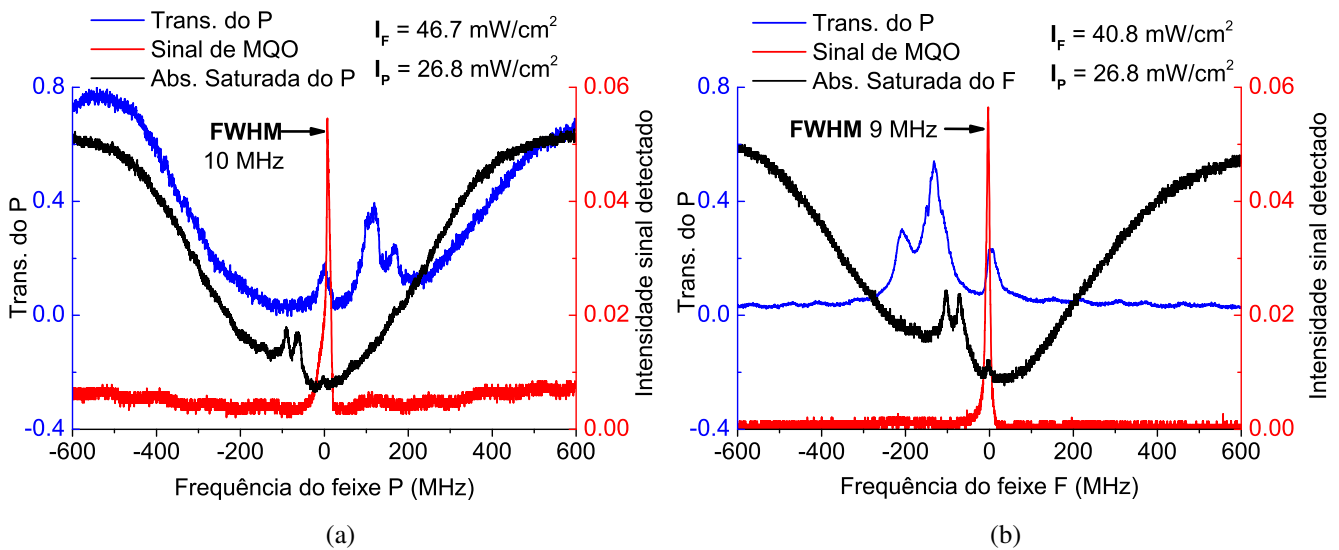


Figura 28 – Curvas de transmissão do feixe de prova, mistura de quatro ondas e absorção saturada. (a) Feixe F fixo em frequência e P varrendo. (b) Feixe P fixo em frequência e F varrendo. O feixe com frequência fixa está situado na transição cíclica nos dois gráficos.

Analisamos primeiro as medidas onde o feixe forte tem sua varredura em frequência parada, enquanto o feixe de prova varre a Doppler. O feixe F define três grupos de velocidades atômicas com as quais pode fazer todas as transições hiperfinas. Vejamos no caso da Fig. 28 (a),

onde o feixe F está parado na transição cíclica. Pelo efeito Doppler podemos escrever:

$$\omega_{32} = \omega_F \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1, \quad (3.14)$$

$$\omega_{33} = \omega_F \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_2, \quad (3.15)$$

e

$$\omega_{34} = \omega_F \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_3, \quad (3.16)$$

onde $\mathbf{v}_3 = 0$, e $\mathbf{v}_2 < \mathbf{v}_1$. O sinal \pm generaliza os átomos que se movem contra e copropagantes aos feixes incidentes, no caso da Fig. 28 (a) consideramos os que viajam co-propagantes aos feixes (sinal $-$).

Na transmissão do feixe P sem a presença do feixe F, vemos uma curva de absorção linear, onde os átomos têm uma distribuição de velocidades dada pela distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann. Com a presença do feixe forte, as transições hiperfinas são saturadas. O feixe P irá interagir com os mesmos grupos de átomos que foram excitados pelo F da seguinte forma:

$$\omega_{34} = \omega_P^1 \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1, \quad (3.17)$$

$$\omega_{34} = \omega_P^2 \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_2, \quad (3.18)$$

e

$$\omega_{34} = \omega_P^3 \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_3, \quad (3.19)$$

onde $\mathbf{v}_3 = 0$, e $\omega_P^2 < \omega_P^1$. De forma que o feixe P é menos absorvido e faz sempre a transição cíclica com aqueles mesmos átomos que interagiram com o feixe F.

Olhando as Eqs. 3.14 –3.19 podemos ver que a ordem dos picos na transmissão do feixe P coincide com a ordem de menor para maior velocidades atômicas.

Analisemos agora as medidas onde o feixe P tem sua varredura em frequência parada, enquanto o F varre a Doppler. Sem a presença do feixe forte, na transmissão do feixe de prova observamos uma linha que coincide com a frequência em que ficou parada a varredura, no caso da Fig. 28 (b) é na transição cíclica.

Existe um grupo de átomos com velocidade \mathbf{v} definido pelo feixe P, que faz a transição cíclica com ele. O feixe F pode fazer todas as transições com todas as velocidades atômicas, e satura as transições hiperfinas dos átomos com velocidade \mathbf{v} , de forma que podemos escrever:

$$\omega_P = \omega_{34} \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (3.20)$$

$$\omega_{32} = \omega_F^1 \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (3.21)$$

$$\omega_{33} = \omega_F^2 \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (3.22)$$

e

$$\omega_{34} = \omega_F^3 \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (3.23)$$

onde o sinal \pm generaliza os átomos que se movem contra e co-propagantes aos feixes incidentes. No caso da Fig. 28 (b) a velocidade $\mathbf{v} = 0$.

Vemos que $\omega_F^3 > \omega_F^2 > \omega_F^1$, e a ordem em que aparecem os picos neste grupo de medidas corresponde com a ordem em frequência das transições hiperfinas.

Então, quando o feixe P varre observamos na transmissão as transições hiperfinas do ^{85}Rb ordenadas por grupos de velocidades; e quando é o feixe F que varre observamos os picos na transmissão do P em ordem de frequência da transição. Desta forma o processo observado é explicado.

4 Conclusões e perspectivas

Neste trabalho caracterizamos a armadilha magneto-ótica de Rb construída em nosso laboratório a partir da fluorescência emitida pela nuvem atômica. O número de átomos armadilhados para as condições experimentais de 7 A de corrente no guetter, potência dos feixes de resfriamento de aproximadamente 10 mW, é de 1.3×10^8 . Com estes mesmos parâmetros o tempo de carga obtido do sistema foi de 1.9 s.

Realizamos também as medidas de mistura de quatro ondas degenerada em um vapor de átomos de Rb, na configuração de feixes quase co-propagantes. O sinal gerado no processo foi estudado em função da frequência de um dos feixes enquanto o outro tinha a varredura em frequência parada. Dividimos os resultados em dois grupos de medidas: um grupo onde o feixe de prova varre em frequência e a varredura do forte é parada; e o outro grupo onde o feixe forte varre em frequência enquanto a varredura do prova está parada. O sinal de MQO se mostrou independente de qual dos feixes era sintonizado e o valor médio de FWHM obtido foi de 12 ± 1 MHz. Este valor para a largura de linha junto com uma dependência linear e não quadrática com a intensidade do feixe forte indicam que estamos trabalhando num regime de altas intensidades, com saturação do sinal e alargamento por potência.

Simultaneamente com as medidas de mistura de quatro ondas registramos a transmissão do feixe de prova nos dois grupos de medidas, e vimos que o processo não linear ocorre só na transição cíclica e envolve o grupo de átomos selecionados pelo feixe com a varredura em frequência parada.

No momento o sistema armadilha magneto-ótica está sendo preparado para realizar medidas de mistura de quatro ondas em átomos fríos, e comparar os resultados com os obtidos nas medidas no vapor de Rb. Uma vez feito isso o objetivo a longo prazo do grupo de pesquisa é estudar a interação entre átomos fríos muito excitados (Rydberg), e fazer medidas de espectroscopia envolvendo lasers de femtosegundo.

Durante a preparação da armadilha para as medidas de mistura de quatro ondas foi preciso fazer alguns ajustes no alinhamento dos feixes de resfriamento e nos circuitos de travamento. Depois destes ajustes, obtivemos uma potência de 12 mW nos feixes da armadilha, e para a mesma corrente no guetter, obtivemos um número de átomos resfriados da ordem de 10^9 .

Referências

- 1 ASHKIN, A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, APS, v. 24, n. 4, p. 156, 1970.
- 2 CHU, S. et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, APS, v. 55, n. 1, p. 48, 1985.
- 3 CHU, S. et al. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, APS, v. 57, n. 3, p. 314, 1986.
- 4 RAAB, E. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, APS, v. 59, n. 23, p. 2631, 1987.
- 5 CHU, S.; COHEN-TANNOUDJI, C.; PHILLIPS, W. D. *The nobel prize in physics 1997*. 2012.
- 6 BOYD, R. W. *Nonlinear optics*. [S.l.]: Academic press, 2003.
- 7 TABOSA, J.; VIANNA, S.; De Oliveira, F. Nonlinear spectroscopy and optical phase conjugation in cold cesium atoms. *Physical Review A*, APS, v. 55, n. 4, p. 2968, 1997.
- 8 CARDOSO, G.; TABOSA, J. Four-wave mixing in dressed cold cesium atoms. *Optics Communications*, Elsevier, v. 185, n. 4, p. 353–358, 2000.
- 9 BECERRA, F. et al. Nondegenerate four-wave mixing in rubidium vapor: Transient regime. *Physical Review A*, APS, v. 82, n. 4, p. 043833, 2010.
- 10 SILANS, T. P. de et al. Enhanced four-wave mixing via crossover resonance in cesium vapor. *JOSA B*, Optical Society of America, v. 28, n. 9, p. 2220–2226, 2011.
- 11 GLORIEUX, Q. et al. Strong quantum correlations in four wave mixing in 85rb vapor. In: INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICS AND PHOTONICS. *SPIE Photonics Europe*. [S.l.], 2010. p. 772703–772703.
- 12 LONDERO, P. et al. Ultralow-power four-wave mixing with rb in a hollow-core photonic band-gap fiber. *Physical Review Letters*, APS, v. 103, n. 4, p. 043602, 2009.
- 13 CARDOSO, G.; TABOSA, J. Electromagnetically induced gratings in a degenerate open two-level system. *Physical Review A*, APS, v. 65, n. 3, p. 033803, 2002.
- 14 PALITTAPONGARNPIM, P. *Characterization of Magneto-optical Trap For Experiments in Light-Atom Interfacing*. Tese (Doutorado) — University of Calgary, 2012.
- 15 HE, H. Z. *Construção de Uma Armadilha Magneto-Ótica para Aplicações em Informação Quântica e Física Atômica*. Tese (Doutorado) — Universidade de Sao Paulo, 2009.
- 16 SAKURAI, J. J.; NAPOLITANO, J. *Modern quantum mechanics*. [S.l.]: Addison-Wesley, 2011.
- 17 FOOT, C. J. *Atomic physics*. [S.l.]: OUP Oxford, 2004.

- 18 COHEN-TANNOUDJI, C.; PHILLIPS, W. D. New mechanisms for laser cooling. *Phys. Today*, v. 43, n. 10, p. 33–40, 1990.
- 19 STECK, D. A. *Rubidium 87 D line data*. 2001. Url <http://steck.us/alkalidata>.
- 20 JACQUES, V. et al. Nonlinear spectroscopy of rubidium: an undergraduate experiment. *European Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 30, n. 5, p. 921, 2009.
- 21 MELO, N. R. d. *Mistura de quatro ondas em átomos de rubídio envolvendo estados de Rydberg*. Tese (Doutorado), 2014.
- 22 LEZAMA, A.; CARDOSO, G.; TABOSA, J. Polarization dependence of four-wave mixing in a degenerate two-level system. *Physical Review A*, APS, v. 63, n. 1, p. 013805, 2000.
- 23 XUE-MEI, C. et al. Resolution for forward and phase-conjugate degenerate four-wave mixing in hot atomic media. *Chinese Physics Letters*, IOP Publishing, v. 29, n. 7, p. 074212, 2012.
- 24 YARIV, A. *Quantum electronics*, third edition. John Wiley and Sons, 1989.