



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

ULICES FERNANDEZ APOLINARIO

Clonagem de Imagens via Absorção Induzida Eletromagneticamente

Campinas - Brasil
2015

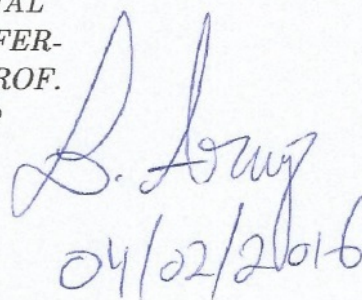
ULICES FERNANDEZ APOLINARIO

Clonagem de Imagens via Absorção Induzida Eletromagneticamente

*Tese apresentada ao Instituto de Física
“Gleb Wataghin” da Universidade Estadual
de Campinas como parte dos requisitos exi-
gidos para a obtenção do título de Doutor em
Ciências.*

Orientador: Prof. Luis Eduardo Evangelista de Araujo

**ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL
DA TESE DEFENDIDA PELO ALUNO ULICES FER-
NANDEZ APOLINARIO, E ORIENTADO PELO PROF.
DR. LUIS EDUARDO EVANGELISTA DE ARAUJO**



*L. Araujo
04/02/2016*

**Campinas - Brasil
2015**

Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s): CNPq, 153079/2010-0; FUNCAMP, 0554/15

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Lucimeire de Oliveira Silva da Rocha - CRB 8/9174

F391c Fernandez Apolinario, Ulices, 1988-
Clonagem de imagens via absorção induzida eletromagneticamente / Ulices Fernandez Apolinario. – Campinas, SP : [s.n.], 2015.

Orientador: Luís Eduardo Evangelista de Araujo.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Coerência (Ótica). 2. Indução eletromagnética. 3. Física atômica e molecular. I. Araujo, Luís Eduardo Evangelista de, 1971-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Imaging cloning by electromagnetically induced absorption

Palavras-chave em inglês:

Coherence (Optics)

Electromagnetic induction

Atomic and molecular physics

Área de concentração: Física

Titulação: Doutor em Ciências

Banca examinadora:

Luís Eduardo Evangelista de Araujo

Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro

José Antonio Roversi

Reinaldo Luiz Cavasso Filho

Luciano Soares da Cruz

Data de defesa: 10-12-2015

Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE
ULICES FERNANDEZ APOLINÁRIO – RA: 087207 APRESENTADA E
APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE
ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 10/12/2015.

COMISSÃO JULGADORA:

- Prof. Dr. Luís Eduardo Evangelista de Araújo – (Orientador) – IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro – IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. José Antonio Roversi – IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Reinaldo Luiz Cavasso Filho – CCNH/UFABC
- Prof. Dr. Luciano Soares da Cruz – CCNH/UFABC

A Ata de Defesa, assinada pelos membros da Comissão Examinadora, consta no processo de vida acadêmica do aluno.

Agradecimientos

Ao meu orientador Luís Eduardo Evangelista de Araujo pela atenção, apoio e excelente orientação ao longo destes cinco anos de doutorado.

Ao técnico do grupo João pelo excelente trabalho que fez para esta tese.

As secretárias e funcionários do DEQ por seu excelente desempenho quando precisamos de seus serviços.

Ao apoio financeiro das agências FUNCAMP-FAEPEX, CNPQ e FAPESP.

Resumo

Nesta tese, propomos, descrevemos e desenvolvemos um novo mecanismo de clonagem de imagens ópticas baseado no efeito atômico coerente da absorção induzida eletromagneticamente (“EIA”). Estudamos experimentalmente a transferência de uma imagem impressa em um feixe forte de acoplamento para um feixe fraco de prova ressonante em um sistema atômico de rubídio de quatro níveis do tipo N degenerado. Nos experimentos, uma imagem bidimensional correspondente a um padrão de linhas horizontais é aplicada ao feixe de acoplamento e transferida para um feixe de prova, de mesma frequência mas polarização ortogonal ao laser de acoplamento. A clonagem de imagem é estudada em função da potência, dessintonia e grau de coerência espacial do feixe de acoplamento. Nós mostramos experimentalmente que o feixe de prova clonado que carrega a imagem é transmitido sem a difração usual. Apresentamos um modelo teórico, para o caso de um feixe de acoplamento espacialmente coerente, que prevê que as características transversais do feixe de acoplamento são transferidas para o feixe de prova de maneira eficiente, apesar da imagem de controle sofrer distorções devido a difração durante a propagação. De fato, as imagens clonadas podem ser muito melhores do que as imagens de acoplamento originais, com estruturas reduzidas em tamanho por aproximadamente um fator de 2. Experimentalmente, verificamos que quanto menor o grau de coerência da luz, melhor é a imagem clonada quando comparada com a imagem de acoplamento a uma mesma distância de propagação. Uma comparação com outras técnicas de clonagem estudadas na literatura, com luz espacialmente coerente, mostra que o nosso mecanismo apresenta um desempenho similar a elas, com uma transmissão máxima da imagem clonada pelo vapor atômico de aproximadamente 10%.

Abstract

In this thesis, we propose, describe and develop a new optical imaging cloning mechanism based on the coherent atomic effect of electromagnetically induced absorption (“EIA”). We experimentally study the transfer of an image imprinted onto a strong coupling beam to a resonant weak probe beam in a rubidium atomic system in a degenerate four-level N configuration. In the experiments, a two-dimensional image corresponding to a pattern of horizontal lines is imprinted onto the coupling beam and transferred to a probe beam of the same frequency, but with orthogonal polarization to the coupling laser. Image cloning is studied as a function of power, detuning and the degree of spatial coherence of the coupling beam. We show experimentally that the cloned probe beam carrying the image is transmitted without the usual diffraction. We present a theoretical model, for the case of a fully spatially-coherent coupling beam, that predicts that the transverse characteristics of the coupling beam are efficiently transferred to the probe beam, in spite of distortions of the control image due to diffraction during propagation. Indeed, the cloned images can be much better than the original images of the coupling beam, with structures reduced in size by approximately a factor of 2. Experimentally, we found that the lower the degree of coherence of the coupling light, the better the cloned image compared to the coupling image for the same propagation distance. A comparison with other cloning techniques studied in the literature, with spatially coherent light, shows that our mechanism has a similar performance, with a maximum cloned image transmission by the atomic vapor of approximately 10%.

Lista de Figuras

1.1	(a) Formato de duas fendas impressa sobre o feixe de acoplamento. (b) A imagem obtida da difração numa propagação $z=300$ mm. (c) O feixe de prova clonado monitorado a uma distancia $z=300$ mm. Figuras reproduzidas da referência [34].	19
2.1	Sistema de dois níveis interagindo com um campo monocromático com uma dessintonia $\delta = \omega - \omega_{ab}$ em relação à transição atômica. A taxa de decaimento espontâneo do nível excitado ($ a\rangle$) para o fundamental ($ b\rangle$) é dada por Γ	29
2.2	Curvas de absorção (a) e dispersão (b), em unidades arbitrárias, versus a dessintonia para o sistema de 2 níveis excitado por um laser cw nas situações em que $\Omega = 0, 1\Gamma$ (linha preta) e $\Omega = 1, 0\Gamma$ (linha vermelha).	34
2.3	Sistema de quatro níveis em configuração N.	35
2.4	(a) Parte imaginaria e (b) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova (σ_{23}) com $b=0$ e 1. As linhas em preto nas figuras (a) e (b) são quando os átomos interagem só com o campo de prova (i.e. na ausência do feixe de acoplamento).	40
2.5	Comparação das soluções numéricas e analíticas para a (a) parte imaginaria e (b) a parte real da coerência atômica σ_{23} com $b=1$	41
2.6	(a) Parte imaginaria e (b) Parte real da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de γ_0 e com $V_2 = 0, 1$. As linhas em verde nas figuras (a) e (b) são quando os átomos interage só com o campo de prova (i.e. $V_2 = 0$).	41
2.7	(a) Parte imaginaria e (b) Parte real da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de V_2 e com um $\gamma_0 = 1, 2$ MHz.	42
2.8	(a) Parte imaginaria da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de γ_0 com $V_2 = 0, 4$ e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.	43
2.9	(a) Parte imaginaria da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de V_2 com $\gamma_0 = 1, 2$ MHz e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.	43
2.10	(a) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova para diferentes valores de γ_0 com $V_2 = 0, 4$ e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.	44
2.11	(a) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova para diferentes valores de V_2 com $\gamma_0=1, 2$ MHz e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.	44
2.12	(a) Transmissão do feixe de prova para diferentes valores de γ_0 com $V_2 = 0, 4$ e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.	45
2.13	(a) Transmissão do feixe de prova para diferentes valores de V_2 com $\gamma_0=1, 2$ MHz e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.	45
2.14	Transmissão do feixe de prova em função de V_2 para diferentes valores γ_0	46

3.1	A mesa óptica. A imagem mostra a seção da mesa ocupada pelos lasers e a óptica do experimento.	48
3.2	Esquema da cavidade laser (vista superior). Figura reproduzida da referência [59].	50
3.3	O laser de diodo em cavidade estendida na configuração Littrow. (Figura Superior) Vista lateral. (Figura Inferior) Vista superior.	51
3.4	Diagrama esquemático do tubo de colimação do laser de diodo.	52
3.5	Esquema experimental do sistema de absorção saturada.	54
3.6	Sinal de absorção saturada da linha D_2 do isótopo do rubídio $87 F=2 \rightarrow F'$	55
3.7	(a) Diagrama experimental do sistema de estabilização ativa da frequência do laser por dicroísmo de vapor atômico (DAVLL). Figura reproduzida da referência [65]. (b) Célula de vapor com átomos de rubídio com 4 imãs em anel de ferrite usado no travamento do laser.	57
3.8	A subtração de dois perfis gaussianos com alargamento Doppler e deslocados em frequência (a) gera o sinal DAVLL (b). A linha vermelha mostra o máximo do perfil de absorção sem nenhum campo magnético aplicado.	58
3.9	Sinal de erro obtida usando a técnica DVLL.	59
3.10	Esquema dos elementos que compoem a célula de prova utilizada nos experimentos: blindagem magnética, solenóide, bobinas de aquecimento, sensor de temperatura e célula de vapor de rubídio. Não está apresentado em escala.	60
3.11	Diagrama do arranjo experimental para a caracterização espectroscópica do EIA.	61
3.12	Espectro de transmissão do feixe de prova sem (linha vermelha) e com (linha azul) o feixe acoplamento presente. A linha preta é o espectro de absorção saturada do laser de prova.	63
3.13	Detalhe do espectro de transmissão do laser de prova da figura anterior. Espectro sem (linha vermelha) e com (linha azul) o feixe de acoplamento presente.	64
3.14	Espectros de transmissão do laser de prova em torno da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ para potências do laser de acoplamento desde 0 mW até 10mW.	64
3.15	(Quadrados pretos) Transmissão do laser de prova na ressonância e (Pontos vermelhos) Profundidade do pico de EIA em função da potência do laser de acoplamento.	65
3.16	Largura de linha do sinal de EIA em função da potência do laser acoplamento.	65
3.17	(Linha vermelha) Transmissão do laser de prova com uma potência de 2,0 mW de laser de acoplamento quando este é varrido em 1,0 GHz. (Linha preta) Espectro de absorção saturada de laser de acoplamento.	66
3.18	(Linha vermelha) Transmissão do laser de prova com uma potência de 4,0 mW de laser de acoplamento quando este é varrido em 100 MHz. (Linha preta) Espectro de absorção saturada de laser de acoplamento.	67
3.19	Transmissão do laser de prova quando o laser de acoplamento é varrido em 100 MHz, para potências do laser de acoplamento desde 1 mW até 10mW.	67
3.20	(Quadrados pretos) Transmissão do laser de prova na ressonância e (Pontos vermelhos) Profundidade do sinal de EIA em função da potência do laser de acoplamento.	68
3.21	Largura de linha do sinal de EIA em função da potência do laser acoplamento.	69
3.22	Transmissão do laser de prova quando o laser de acoplamento é varrido em torno das transições $F=2 \rightarrow F'=1,2$, para potências do laser de acoplamento desde 1 mW até 10mW.	69
3.23	(Pontos vermelhos) Transmissão do laser de prova para a transição $F=2 \rightarrow F'=1$ e (Quadrados pretos) Transmissão do laser de prova para a transição $F=2 \rightarrow F'=2$ em função da potência do laser de acoplamento.	70
4.1	Estrutura dos subníveis para a transição $F=2 \rightarrow F'=3$. O bombeamento óptico transfere toda a população o subnível $m_F = +2$	72

4.2	(a) Perfil transversal do feixe de acoplamento. (b) Parte imaginária e (c) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova ao longo de seu perfil para diferentes dessintonias do feixe de acoplamento.	74
4.3	Clonagem de uma imagem com formato de duas linhas com dessintonia do feixe de acoplamento de (a) $\delta_c = 0$ MHz, (b) $\delta_c = +1,5$ MHz e (c) $\delta_c = -1,5$ MHz. . .	75
4.4	(a) Máscara e (b) Padrões usados nos experimentos de clonagem de imagens via EIA.	76
4.5	(a) Arranjo experimental para gerar e caracterizar as imagens produzidas pela máscara. (b) Perfil do feixe de acoplamento antes de passar pela máscara.	77
4.6	Propagação dos formatos de linhas horizontais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.	78
4.7	Propagação dos formatos de linhas verticais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.	79
4.8	Propagação do formato de um ponto impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.	80
4.9	(a) Perfil do feixe de acoplamento transmitido na posição da câmara (b) Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA, (c) Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA com uma potência de acoplamento de 2,7 mW, (d) Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de bombeio óptico para o formato tipo ponto.	81
4.10	Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de (a) EIA e (b) Bombeio para o formato de linhas verticais	82
4.11	Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA para o formato de linhas horizontais	82
4.12	Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de EIA e colocando um ângulo entre os feixe de prova e acoplamento para (a) o formato tipo ponto e (b) o formato de linhas verticais.	83
4.13	Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição de (a) EIA e (b) Bombeio colocando um ângulo entre os feixe de prova e acoplamento para o formato de linhas horizontais.	83
4.14	Diagrama do arranjo experimental para clonagem de imagens via EIA em células de vapor.	84
4.15	Propagação dos formatos de linhas horizontais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.	85
4.16	Propagação dos formatos de linhas verticais impresso no feixe de acoplamento para uma distância da máscara de (a) $z=2,5$ cm. (b) $z=9,5$ cm. (c) $z=19,5$ cm e (d) $z=27,0$ cm.	86
4.17	Perfil do feixe de prova transmitido usando a transição do EIA com um ângulo entre os feixes de prova e acoplamento para o formato de linhas verticais.	86
4.18	Perfil de intensidade das linhas impressas no feixe de acoplamento após propagar 2,5 cm e 26,5 cm para (a) O eixo “y” e para (b) O eixo “x”.	87
4.19	Imagens clonadas no feixe de prova via EIA para uma dessintonia do feixe de acoplamento de (a) e (b) 0 MHz, (c) -1MHz, (d) 1MHz, (e) -2MHz, (f) 2MHz, (g) -4MHz e (h) 4MHz.	88
4.20	Perfil de intensidade transmitida do feixe de prova para diferentes dessintonias positivas para (a) O eixo “y” e para (b) O eixo “x”	89

4.21	Perfil de intensidade transmitida do feixe de prova para diferentes dessintonias negativas para (a) O eixo “y” e para (b) O eixo “x”.	89
4.22	Imagens clonadas no feixe de prova via EIA para uma potência do feixe de acoplamento de (a) 1,5 mW (b) 2,0 mW, (c) 3,0 mW e (d) 3,5 mW.	90
4.23	Perfil de intensidade transmitida do feixe de prova para diferentes potências do feixe de acoplamento no (a) Eixo “y” e (b) E eixo “x”	91
4.24	Valores dos picos obtidos com diferentes potências de clonagem para os dois eixos: x e y	91
5.1	Dependência temporal e frentes de onda de (a) uma onda esférica monocromática, a qual é um exemplo de luz coerente; e de (b) uma luz aleatória ou incoerente.	94
5.2	Coerência temporal ilustrada por meio de um experimento de interferência usando o interferômetro de Michelson. σ :fonte, D :divisor de feixe, M_1 e M_2 :espelhos, B :plano de observação.	95
5.3	Coerência espacial ilustrada por meio do experimento de interferência de Young com luz de uma fonte térmica σ	96
5.4	(a) Luz estatisticamente estacionária que tem uma intensidade média que não muda com o tempo. (b) Luz estatisticamente não estacionária que tem um intensidade média que muda com o tempo.	99
5.5	Dois exemplos ilustrativos da magnitude de intensidade mútua normalizada como função de \mathbf{r}_1 na vizinhança do ponto fixo \mathbf{r}_2 . A área de coerência em (a) é menor que em (b).	102
5.6	Notação relacionada com o experimento de interferência de Young da qual as funções de correlação de segunda ordem do feixe de luz podem ser determinadas.	103
5.7	Comportamento da intensidade média $\langle I \rangle$ em volta do ponto $P(\mathbf{r})$ no plano de observação B , produzido pela superposição de dois feixes quase-monocromáticos de igual intensidade média $\langle I^{(1)} \rangle$ no experimento de interferência de Young ilustrado na figura 5.6. As curvas ilustram os seguintes três casos: (a) $ \gamma =1$: Coerência completa, (b) $0 < \gamma < 1$: Coerência parcial, (c) $\gamma=0$: Incoerência completa.	106
5.8	Arranjo experimental para produzir luz parcialmente coerente e para medir sua coerência espacial. Figura adaptada da referência [75].	107
5.9	Padrões de interferência para luz laser atravessando um disco fosco para $X_d=0,00$ mm. Luz parcialmente coerente com um grau de coerência de 0,84. A linha preta mostra onde é feito a análise.	109
5.10	Padrões de interferência para luz laser atravessando um disco fosco para $X_d=1,50$ mm. Luz parcialmente coerente com um grau de coerência de 0,42.A linha preta mostra onde é feito a análise.	110
5.11	Padrões de interferência para luz laser atravessando um disco fosco para $X_d=3,25$ mm. Luz parcialmente coerente com um grau de coerência de 0,11.A linha preta mostra onde é feito a análise.	110
5.12	Grau de coerência espacial $ \gamma $, para a luz térmica gerada usando uma fonte de luz de um laser de diodo em 780 nm e um disco fosco, em função da distância de separação X_d entre a posição do disco e o ponto de focalização da lente \mathbf{M}_c (olhar figura 5.8).	111
5.13	Speckles obtidos para uma separação (a) $X_d=0,00$ mm, (c) $X_d=1,00$ mm e (e) $X_d=3,00$ mm, quando o disco esta parado. As figuras (b), (d) e (f) corresponde ao ajuste das figuras (a), (c) e (e), respectivamente, usando o modelo da referência [79] da qual é obtido a razão σ_g/σ_S	112
5.14	Dependência de σ_g/σ_S com a separação X_d entre o disco fosco e o ponto de focalização da lente \mathbf{M}_c	113

6.1	Diagrama do arranjo experimental para clonagem de imagens com luz térmica via EIA em uma célula de vapor atômico.	115
6.2	(Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento para um $ \gamma =0,84$ e (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento, (a) sem fazer e (b) fazendo média aos dados. .	117
6.3	(Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento para um $ \gamma =0,74$. (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento.	117
6.4	(Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento para um (a) $ \gamma =0,33$ e (b) $ \gamma =0,21$. (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento.	118
6.5	(Linha Vermelha) Espectro de transmissão do feixe de prova ao aplicar e varrer o feixe de acoplamento 100 MHz para um (a) $\gamma=0,84$, (b) $\gamma=0,74$, (c) $\gamma=0,33$ e (d) $\gamma=0,21$. (Linha preta) Espectro de absorção saturada do laser de acoplamento. .	119
6.6	Formato de imagens usados nos experimentos de clonagem de imagens via EIA com LPC.	120
6.7	(a) Imagem do perfil transversal e (b) Perfil de intensidade do feixe de acoplamento ao se propagar uma distância da máscara de $z=2,5$ cm, para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$	120
6.8	(a), (c), (e) e (g) Imagem do perfil transversal e (b), (d), (f) e (h) Perfil de intensidade do feixe de acoplamento ao se propagar uma distância da máscara de $z=26,5$ cm, para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$; respectivamente.	121
6.9	Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,84$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW, (b) 1,5 mW, (c) 2,5 mW e (d) 3,5 mW.	122
6.10	Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,74$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW, (b) 2,5 mW e (c) 3,5 mW.	123
6.11	Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,33$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW e (b) 3,5 mW.	123
6.12	Perfil do feixe de prova logo ao atravessar a célula para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,21$ e uma potência do feixe de acoplamento de (a) $P_C=0,9$ mW e (b) 2,4 mW.	123
6.13	Perfis de intensidade das figuras 6.9 ($ \gamma =0,84$).	124
6.14	Perfis de intensidade das figuras 6.10 ($ \gamma =0,74$).	124
6.15	Perfis de intensidade das figuras 6.11 ($ \gamma =0,33$).	124
6.16	Perfis de intensidade das figuras 6.12 ($ \gamma =0,21$).	125
6.17	Razão sinal-ruído para todos os valores de $ \gamma $ em função da potência de acoplamento. .	125
6.18	Perfis de intensidade para diferentes valores de $ \gamma $	126
6.19	Contraste das linhas da imagem clonada em função de $ \gamma $	126
6.20	Perfil do feixe de prova obtido via (a) EIA e (b) Bombeio, logo de atravessar a célula para uma grau de coerência espacial de $ \gamma =0,84$. (c) Perfil de intensidade do feixe de prova para as figuras (a) e (b).	127
6.21	Perfil do feixe de prova obtido via (a) EIA e (b) Bombeio, após atravessar a célula para uma grau de coerência espacial de $ \gamma =0,21$. (c) Perfil de intensidade do feixe de prova para as figuras (a) e (b).	128
6.22	Perfil de intensidade do feixe de prova clonado via bombiamento óptico para diferente valores de potência de acoplamento, e grau de coerência espacial de (a) $ \gamma =0,84$ e (b) $ \gamma =0,21$	129

6.23	(a) Perfil do feixe de acoplamento ao se propagar uma distância da máscara de $z=2,5$ cm, para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$	129
6.24	(a), (d), (g) e (j) Perfil do feixe de acoplamento ao se propagar no espaço livre uma distância $z=25,5$ cm; (b), (e), (h) e (k) Perfil do feixe de prova clonado via EIA, e (c), (f), (i) e (l) Perfil do feixe de prova clonado via bobramento óptico, para um grau de coerência espacial de $ \gamma =0,84; 0,74; 0,33$ e $0,21$; respectivamente.	130
A.1	Representação esquemática da estrutura de níveis da linha D2 para o iótopos 87 do Rubídio. Também representamos a transição fechada $F=2 \rightarrow F'=3$ (linha verde) explorada nesta tese.	138

Lista de Tabelas

3.1	Características elétricas e ópticas do laser usado nesta tese.	49
5.1	Largura espectral de várias fontes de luz juntamente com seus tempos de coerência e comprimentos de coerência no espaço livre.	101

Sumário

1	Introdução	17
2	Interação entre átomo e campo	21
2.1	Matriz densidade	21
2.2	A Hamiltoniana de interação	23
2.3	O campo eletromagnético	25
2.4	Átomo de dois níveis	29
2.5	Átomos de 4-níveis: EIA	34
2.5.1	Equações de Bloch	35
2.5.2	Solução Analítica	38
2.5.3	Solução Numérica	40
3	Aparato experimental e Caracterização Espectral do EIA	47
3.1	Sistemas Lasers	47
3.1.1	Construção dos lasers de diodo em cavidade estendida	47
3.2	Espectroscopia de saturação	54
3.3	Travamento da frequência do laser por dicroísmo de vapor atômico	56
3.4	Célula de vapor atômico	59
3.5	Caracterização Experimental das Propriedades Espectrais do EIA	60
3.5.1	Arranjo Experimental	61
3.5.2	Medidas varrendo o laser de prova	62
3.5.3	Medidas varrendo o laser de acoplamento	66
4	Clonagem de Imagens	71
4.1	Introdução	71
4.2	Modelo Teórico	72
4.3	Máscara	76
4.4	Geração de Imagens e sua Caracterização	77
4.4.1	Linhas horizontais	77
4.4.2	Linhas verticais	78
4.4.3	Ponto	79
4.5	Resultados da Clonagem de Imagens: Bombeio vs. EIA	80
4.5.1	Feixes Colineares	81
4.5.2	Feixes não colineares	82
4.6	Resultados e Análise da clonagem via EIA	84
4.6.1	Arranjo experimental	84
4.6.2	Caracterização da propagação das imagens	85
4.6.3	Perfil de intensidade do feixe de acoplamento para as linhas horizontais	87
4.6.4	Clonagem mudando a dessintonia do feixe de acoplamento (δ_c)	87
4.6.5	Clonagem mudando a potência do feixe de acoplamento (P_c)	90

5	Luz Parcialmente Coerente	93
5.1	Introdução	93
5.2	Descrição Qualitativa de Coerência	94
5.2.1	Coerência temporal e tempo de coerência	94
5.2.2	Coerência espacial e área de coerência	95
5.3	Teoria de Coerência Óptica	97
5.3.1	Intensidade média	97
5.3.2	Função de coerência mútua e grau de coerência complexo	98
5.3.3	Função de coerência temporal e tempo de coerência	100
5.3.4	Intensidade mútua e área de coerência	101
5.4	Caracterização experimental da coerência espacial da luz	102
5.5	Geração Experimental de Luz Parcialmente Coerente	107
5.5.1	Arranjo Experimental	107
5.5.2	Propriedades	108
5.5.3	Caracterização e resultados experimentais	109
6	Clonagem de Imagens com Luz Parcialmente Coerente	114
6.1	Introdução	114
6.2	Arranjo Experimental	115
6.3	Caracterização Espectral do EIA com LPC	116
6.3.1	Transição $F=2 \rightarrow F'=2$: Bombeio	118
6.3.2	Transição $F=2 \rightarrow F'=3$: EIA	118
6.4	Geração de Imagens e sua Caracterização	119
6.4.1	Máscara	120
6.4.2	Imagem: Linhas horizontais	120
6.5	Resultados	122
6.5.1	Mudando o grau de coerência espacial ($ \gamma $)	122
6.5.2	Contraste para diferentes $ \gamma $	125
6.5.3	Comparação: EIA vs. Bombeio	127
6.5.4	Clonagem de imagens arbitrárias	129
7	Conclusões	132
	Referências Bibliográficas	133
A	Linhas D2 do Rubídio 87	138

Capítulo 1

Introdução

Quando um campo eletromagnético interage com átomos, a luz induz coerência entre os níveis atômicos e isto causa o interessante fenômeno de interferência quântica. Nos últimos anos, coerência atômica tem atraído a atenção de muitos pesquisadores devido a suas múltiplas aplicações potenciais, tais como velocidades de grupo lentas da luz num condensado de Bose-Einstein (BEC) [1], armazenamento de luz [2, 3, 4], propagação superluminal [5, 6, 7, 8, 9], resfriamento laser sub-melaço óptico [10, 11], aumento do índice de refração ou da susceptibilidade não-linear [12, 13, 14], laser sem inversão de população (LWI - Lasing Without Inversion) [15], construção de magnetômetros de alta sensibilidade [16] e interferômetros atômicos [17, 18, 19, 20].

Os efeitos mais usados na realização das ditas aplicações são os fenômenos de aprisionamento coerente de população (CPT, do inglês para “Coherent Population Trapping”) [21] e de transparência induzida eletromagneticamente (EIT, do inglês para “Electromagnetically induced transparency”) [22, 23]. O CPT foi observado experimentalmente pela primeira vez por Alzetta e seus colaboradores [24]. Este efeito consiste em ao se aplicar um campo magnético inhomogêneo longitudinal numa amostra de vapor de sódio, observou-se que algumas regiões, ao longo do percurso de um feixe laser, não apresentavam emissão de fluorescência. Isto pôde ser explicado com a figura de estados “claros” e “escuros”, que surgem da superposição coerente dos níveis atômicos. A física dos processos EIT e CPT é essencialmente a mesma. Em ambos os casos, os átomos são bombeados pelos campos de excitação para o estado escuro que não interage com a luz. Geralmente dois campos de excitação (prova e bombeio) estão envolvidos. Quando os campos de prova e bombeio (também comumente chamado de acoplamento) têm a mesma intensidade, ambos contribuem para a formação do estado escuro. Porém, quando o feixe de prova é muito mais fraco que o de bombeio, este último apenas é responsável pela formação do estado escuro. No fenômeno de CPT, o interesse encontra-se no que acontece com os átomos e a fluorescência emitida pelos mesmos é monitorada. Tipicamente, nos estudos de CPT, os campos de prova e bombeio têm a mesma intensidade, embora isso não seja uma regra geral. Já no EIT monitora-se a transmissão de um feixe de prova (tipicamente fraco), a qual aumenta drasticamente na presença de um feixe intenso de bombeio quando a condição de ressonância de dois fótons é satisfeita pelos feixes. Na ausência do feixe de bombeio, o meio é opaco e ocorre absorção do feixe de prova.

Outro efeito coerente menos explorado e o qual foi previsto e observado pela primeira vez por

Lezama e colaboradores em 1998 [25] é o fenômeno de Absorção Eletromagneticamente Induzida (EIA, do inglês para “Electromagnetically Induced Absorption”), o qual têm como resultado o aumento da absorção de um feixe de prova na presença de outro feixe de bombeio intenso na condição de ressonância de dois fótons. Este fenômeno pode ser considerado o oposto à EIT. Este fenômeno ocorre no caso de dois campos ressonantes interagindo com um sistema atômico de dois níveis com degenerescências [26, 27], na condição que o momento angular do estado excitado é maior que o do estado fundamental ($F_e = F_g + 1$)¹. O aumento da absorção do meio ocorre devido à transferência espontânea de coerência dos estados excitados para os estados fundamentais [29, 30].

Dentro de todas as aplicações destes efeitos coerentes, o guiamento, a deflexão, a clonagem e a transferência de feixes ópticos entre diferentes comprimentos de onda e diferentes polarizações têm ganho atualmente grande interesse, isto principalmente devido a suas tremendas aplicações no imageamento óptico, chaveamento óptico, litografia óptica, laser machining e tecnologias de comunicação no espaço livre, assim como em aplicações biomédicas. O problema básico para estas aplicações consiste em que toda imagem impressa num feixe de luz propagando-se no espaço livre, sofre de difração logo após se propagar alguns comprimentos de onda (condição conhecida como condição de Rayleigh [31]). Isto estabelece, portanto, um limite fundamental na criação e detecção de imagens pequenas com o uso da óptica convencional. A razão física é que qualquer imagem de tamanho finito pode ser considerado como um grupo de componentes de ondas planas diferentes. Cada componente adquire um deslocamento em fase diferente dos outros durante sua propagação no espaço livre ou em um meio. A superposição resultante de todas as componentes da onda leva à difração, o que resultará numa imagem transmitida distorcida, mesmo após de se propagar por alguns poucos comprimentos de Rayleigh.

Os esquemas experimentais mais usados para contornar a limitação mencionada acima são baseados nos efeitos coerentes de EIT [32, 33] e CPT [34], além de outros, como o uso de meios Raman [35] e o uso do processo de mistura de quatro ondas (FWM, do inglês para four wave mixing) [36]. Adicionalmente, uma proposta teórica demonstrou que também, o efeito de absorção saturada em sistemas atômicos multiníveis [37], pode ser utilizado.

O processo físico por trás da maioria destes esquemas pode ser entendida da seguinte forma: um feixe de prova aproximadamente plano e um feixe de bombeio perfil transversal de intensidade não uniforme (ambos monocromáticos), acoplam-se às transições atômicas de tal forma que o feixe de prova experimenta um índice de refração espacialmente modulado pela intensidade do feixe de controle. Este índice de refração variável na direção transversal pode ser usado para focar, defocar, self-imaging e para opticamente gerar guias de ondas dentro do meio atômico.

Como exemplo, a figura 1.1 mostra o resultado obtido na referência [34], onde a figura 1.1.a mostra a imagem que se quer imprimir num feixe de luz (a imagem é impressa no feixe de acoplamento) e a figura 1.1.b mostra a difração sofrida por este logo após propagar uma distancia igual a 300 mm no espaço livre. Já, a figura 1.1.c mostra que através do uso do efeito coerente de CPT (a qual é o resultado principal do artigo citado acima) é possível reproduzir a imagem original num feixe, que neste caso é o feixe de prova para a mesma distancia de propagação de 300 mm. Resultados similares foram obtidos usando a EIT em diferentes trabalhos prévios [33].

¹Um efeito similar também pode ser observado no caso de um único laser e sistemas atômicos de 2 níveis com degenerescência na presença de um campo magnético, neste caso denominado Hanle-EIA [28]

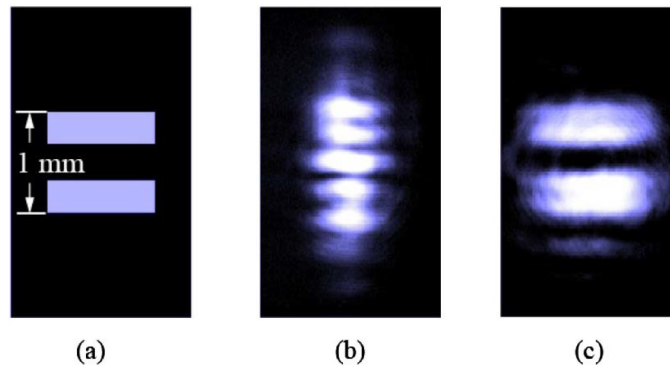


Figura 1.1: (a) Formato de duas fendas impressa sobre o feixe de acoplamento. (b) A imagem obtida da difração numa propagação $z=300$ mm. (c) O feixe de prova clonado monitorado a uma distancia $z=300$ mm. Figuras reproduzidas da referência [34].

Mas, segundo nosso conhecimento, não existe nenhum trabalho na literatura sobre clonagem de imagens que use o efeito coerente de “Absorção Induzida Eletromagneticamente” (EIA). Portanto, o primeiro objetivo desta tese é demonstrar a viabilidade de seu uso na clonagem de imagens sem difração, mostrando também, que os resultados obtidos são similares aos esquemas descritos anteriormente.

Outra aplicação diretamente relacionada com a anterior é o armazenamento destas imagens num meio físico para seu posterior uso. Esta aplicação tem obtido ultimamente grande atenção devido a que o controle coerente da interação entre campos ópticos e um meio preparado coerentemente pode simular uma memória quântica, útil para a manipulação de estados quânticos fotônicos em comunicação quântica e redes quânticas [38, 39]. A aplicação mencionada acima, juntamente com outras, faz parte da área conhecida como processamento de informação.

O armazenamento de imagens já foi demonstrado [40], mas a difusão atômica impõe certas limitações na qualidade das imagens recuperadas. Existem diferentes métodos de reduzir este efeito de difusão atômica, usando a técnica litográfica de deslocamento de fase óptico [41, 40], ou salvando a transformada de Fourier da imagem (i.e., o padrão de difração) em vez de salvar diretamente a imagem [42, 43]. Mas, estas abordagens, tem várias limitações técnicas. Por exemplo, para o primeiro caso, precisamos preparar uma placa de fase específica para cada imagem a ser armazenada, tornando assim seu uso pouco prático. Para o segundo caso, é necessário que o comprimento do meio seja menor que a distância focal da lente que realiza a transformada de Fourier da imagem, limitando assim o tempo de armazenamento devido a pequena profundidade óptica do meio. Uma solução alternativa ao problema de difusão atômica, e que contorna os problemas das outras duas técnicas descritas acima, é a abordagem recentemente proposta e mostrada por Cho et. al. [44], onde explorando o uso da luz parcialmente coerente, conseguiram armazenar imagens por quase $12 \mu\text{s}$ sem difusão dentro de um meio atômico usando o fenômeno de EIT.

Mas a maioria destes trabalhos prévios são baseados no fenômeno de EIT, e segundo nosso conhecimento, experimentos relacionados com a clonagem de imagens geradas usando luz térmica (luz espacialmente incoerente), não existem atualmente na literatura. Como motivação para este estudo, destacamos o uso de luz espacialmente incoerente em imageamento de modo a melhorar a resolução de sistemas ópticos, superando o limite de resolução de Rayleigh [45]. Portanto,

proporemos e mostraremos nesta tese, o estudo da clonagem de imagens em um meio atômico usando o fenômeno de absorção induzida eletromagneticamente (EIA).

A tese é dividida da forma que consideramos mais adequada para a abordagem tanto experimental quanto teórica de nosso assunto e no total contém sete capítulos. No Capítulo 2 é introduzido brevemente os conceitos físicos básicos para a compreensão do estudo que foi realizado. Ademais, neste capítulo é apresentado o modelo teórico do fenômeno de EIA juntamente com a descrição de suas principais características espectroscópicas.

No Capítulo 3 descrevemos todo o aparato experimental necessário para a elaboração desta tese. É bom destacar aqui que a parte principal desta tese foi a construção de dois lasers em configuração de cavidade estendida. A caracterização experimental do EIA fecha este capítulo.

No capítulo 4 apresentamos os resultados tanto teóricos quanto experimentais da clonagem de imagens usando o efeito coerente de EIA. Aqui fazemos uma análise das principais vantagens e desvantagens ao usar este esquema. Também fazemos o confronto entre dados experimentais e teóricos, que mostra as similaridades e as discrepâncias.

No capítulo 5 exploramos uma outra fonte de luz, “a luz parcialmente coerente”. Aqui fazemos uma descrição teórica detalhada de suas principais características, concluindo com os arranjos experimentais para sua geração e completa caracterização.

No capítulo 6, é apresentado a montagem experimental e os resultados experimentais da clonagem de imagens com luz parcialmente coerente, junto com uma breve discussão destes.

Os principais resultados e perspectivas futuras desta tese são resumidos no capítulo 7 de conclusões, fechando esta tese.

Capítulo 2

Interação entre átomo e campo

Neste capítulo revemos alguns conceitos importantes para a análise da interação do campo eletromagnético com o meio atômico. Primeiramente apresentamos o conceito do operador densidade e suas vantagens frente ao formalismo do vetor de estado no estudo de sistemas quânticos. Aqui, a equação de Liouville é apresentada, a qual descreve a evolução temporal do sistema. Em seguida a hamiltoniana de interação para o sistema átomo-campo é obtida na aproximação de dipolo elétrico. Logo, a equação de propagação de uma onda é derivada a partir das equações de Maxwell e, então, é apresentada a ideia da aproximação de envelope lentamente variável, chegando-se à equação de onda na forma reduzida. Também, discutimos o sistema atômico mais simples, o átomo de dois níveis, assim como suas principais características. Finalmente é apresentado e estudado o sistema de 4 níveis em configuração N, o qual modela o sistema físico usado nos experimentos desta tese.

2.1 Matriz densidade

Uma das hipóteses fundamentais da mecânica quântica é que todas as propriedades de um sistema atômico podem ser descritas em termos do vetor de estado, que é representado por $|\Psi(t)\rangle$ ¹, o qual é solução da equação de Schrödinger dependente do tempo:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle, \quad (2.1)$$

aqui \hat{H} é a Hamiltoniana do sistema.

A solução da equação (2.1) pode ser apresentada convenientemente em termos dos autovalores E_k e seus respectivos auto-estados $|\phi_k\rangle$, que são soluções independentes do tempo (estacionárias) da equação de Schrödinger e formam uma base completa ($\sum_k |\phi_k\rangle \langle \phi_k| = \hat{1}$) e ortogonal ($\langle \phi_k | \phi_l \rangle = \delta_{kl}$) no espaço de Hilbert. Também podemos utilizar esta base para descrever o estado do sistema $|\Psi(t)\rangle$:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k |\phi_k\rangle \langle \phi_k | \Psi(t) \rangle = \sum_k c_k(t) |\phi_k\rangle, \quad (2.2)$$

¹O tratamento das propriedades matemáticas de $|\Psi\rangle$ pode ser encontrado em vários livros clássicos de Mecânica Quântica[46, 47].

onde $c_k(t)$ é geralmente complexo.

Toda grandeza física \mathbf{A}^2 do sistema, pode ser associada a um observável $\hat{\mathbf{A}}$, sendo seu valor esperado dado por:

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \langle \Psi(t) | \hat{\mathbf{A}} | \Psi(t) \rangle = \sum_{mn} c_m^* c_n \mathbf{A}_{mn}, \quad (2.3)$$

onde $\mathbf{A}_{mn} = \langle \phi_m | \hat{\mathbf{A}} | \phi_n \rangle$.

Quando o estado inicial e operador Hamiltoniana \hat{H} do sistema são conhecidos, o formalismo descrito pelas equações (2.1) e (2.3), é capaz de proporcionar uma descrição completa da evolução temporal do sistema e de todas suas propriedades. Embora, há circunstâncias onde o estado de um sistema não é conhecido numa forma precisa. Um exemplo é a coleção de átomos que compõem um vapor atômico, onde os átomos podem interagir com outros mediante colisões.

Sob tais circunstâncias, onde o estado preciso do sistema é desconhecido, o formalismo da **matriz densidade**[48] é usado para descrever o sistema numa forma estatística. Denotemos por p_s a probabilidade de que o sistema esteja no estado $|\Psi^s(t)\rangle^3$. A quantidade p_s deve ser entendida como uma probabilidade clássica em lugar de uma quântica, já que p_s simplesmente reflete nossa falta de conhecimento do estado quântico real do sistema; não sendo consequência de algum tipo de relação de incerteza quântica. Definimos o operador densidade como

$$\hat{\rho} = \sum_s p_s |\Psi^s(t)\rangle \langle \Psi^s(t)|. \quad (2.4)$$

Usando a equação (2.2), esta relação pode ser escrita como

$$\hat{\rho} = \sum_{nm} \rho_{nm} |\phi_n\rangle \langle \phi_m|, \quad (2.5)$$

onde $\rho_{nm} = \sum_s p_s c_m^{*s}(t) c_n^s(t)$, são os elementos da matriz densidade.

Os elementos da matriz densidade têm a seguinte interpretação física: Os elementos diagonais ρ_{nn} dão a probabilidade que o sistema esteja no auto-estado n . Os elementos não diagonais têm uma interpretação mais abstrata: ρ_{nm} dão as **coerências** entres os auto-estados n e m , no sentido que ρ_{nm} será diferente de zero só se o sistema esta numa superposição coerente dos auto-estados n e m .

A matriz densidade é útil porque pode ser usada para calcular o valor esperado de qualquer observável, sendo obtido para o caso geral (onde o estado exato do sistema não é conhecido), mediante a média da equação (2.3) sobre todos os estados possíveis do sistema, a seguinte expressão

$$\overline{\langle \mathbf{A} \rangle} = \sum_s p_s \langle \Psi^s(t) | \hat{\mathbf{A}} | \Psi^s(t) \rangle. \quad (2.6)$$

Através do uso das equações (2.4) e (2.5), esta quantidade pode se expressar como

²Aqui os caracteres em negrito representam quantidades vetoriais.

³Os varios estados $|\Psi^s(t)\rangle$ são vetores de estados arbitrários do sistema, os quais são normalizados $\langle \Psi^s(t) | \Psi^s(t) \rangle = 1$, mas não necessariamente mutuamente ortogonais.

$$\overline{\langle \mathbf{A} \rangle} = \sum_{nm} \rho_{nm} \mathbf{A}_{mn}. \quad (2.7)$$

A dupla soma na equação pode ser simplificada como segue:

$$\sum_{nm} \rho_{nm} \mathbf{A}_{mn} = \sum_n \left(\sum_m \rho_{nm} \mathbf{A}_{mn} \right) = \sum_n [\hat{\rho} \hat{\mathbf{A}}]_{nn} = Tr [\hat{\rho} \hat{\mathbf{A}}],$$

onde foi introduzido a operação traço ($Tr[\cdot]$), a qual é definida para todo operador $\hat{\mathbf{M}}$ por $Tr[\hat{\mathbf{M}}] = \sum_n \mathbf{M}_{nn}$. O valor esperado de \mathbf{A} é portanto dado por

$$\overline{\langle \mathbf{A} \rangle} = Tr [\hat{\rho} \hat{\mathbf{A}}]. \quad (2.8)$$

A evolução no tempo do operador densidade pode ser obtida através da derivação da Eq. de Schrödinger[49] para o sistema e resulta em

$$\frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}(t)]. \quad (2.9)$$

A equação (2.9) é denominada de **equação quântica de Liouville** (também conhecida com equação de Liouville-Von Neumann). Uma descrição mais completa do sistema atômico pode ser feita ao introduzir o efeito de “*relaxação*” das populações e das coerências através das taxas de decaimento radiativo nas equações de movimento.

Para um cálculo dessas taxas através de “*primeiros princípios*” é necessário determinar as contribuições da interação do sistema com o vácuo quântico (todos os modos vazios do campo eletromagnético)[50]. Contudo, essas contribuições também podem ser inseridas de forma fenomenológica:

$$\frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}(t)] + \left. \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right|_{relax}. \quad (2.10)$$

A equação (2.10) é denominada equação **óptica de Bloch**[51] e o segundo termo inclui todos os efeitos de relaxação impostos ao sistema e que discutiremos nas seções posteriores para nosso sistema atômico em particular.

2.2 A Hamiltoniana de interação

Para modelar teoricamente qualquer sistema físico é preciso primeiro conhecer sua hamiltoniana. Como o objetivo principal desta tese é o estudo das propriedades da interação de um sistema atômico com campos eletromagnéticos externos, nosso modelo resultante corresponde a um elétron de carga e e massa m confinado por um potencial $V(r)$ determinado pelo núcleo, com um campo eletromagnético externo descrito pelos potenciais vetor $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ e escalar $\Phi(\mathbf{r}, t)$, com a interação dada pela prescrição de acoplamento mínimo[52], ou seja

$$\hat{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2m} [\mathbf{p} + e\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)]^2 - e\Phi(\mathbf{r}, t) + V(r), \quad (2.11)$$

onde e é o modulo da carga do elétron, com os campos sendo dados por

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= -\nabla\Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t),\end{aligned}\tag{2.12}$$

os quais são invariantes sob as transformações de calibre.

$$\begin{aligned}\Phi'(\mathbf{r}, t) &= \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial\chi(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \\ \mathbf{A}'(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \nabla\chi(\mathbf{r}, t).\end{aligned}\tag{2.13}$$

A fim de simplificar a forma da interação átomo-campo, podemos definir um operador unitário \hat{R} , tal que $|\Psi'(\mathbf{r}, t)\rangle = \hat{R}|\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle$. Inserindo este novo vetor de estado na equação de Schrödinger, equação (2.1) temos

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\Psi'(\mathbf{r}, t)\rangle = \hat{H}'|\Psi'(\mathbf{r}, t)\rangle,\tag{2.14}$$

com

$$\hat{H}' = \hat{R}\hat{H}\hat{R}^\dagger + i\hbar\frac{\partial\hat{R}}{\partial t}\hat{R}^\dagger.\tag{2.15}$$

Escolhendo $\hat{R} = e^{-ie\chi(\mathbf{r}, t)/\hbar}$ de modo que (usando $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$)

$$\hat{H}' = \frac{1}{2m}[\mathbf{p} + e\mathbf{A}']^2 - e\Phi' + V(r),\tag{2.16}$$

onde \mathbf{A}' e Φ' são dados pela equação (2.13). Neste ponto fazemos a escolha definitiva do calibre, chamado o calibre de Coulomb (ou radiação), para o qual $\Phi = 0$ e \mathbf{A} satisfaz a condição de transversalidade, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$: O potencial vetor \mathbf{A} quando não há fontes situadas próximo do átomo, satisfaz a equação de onda

$$\nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = \mathbf{0}.\tag{2.17}$$

O calibre de Coulomb tem a vantagem que o campo de radiação é completamente descrito pelo potencial vetor, como é evidente a partir da equação (2.11), a qual neste calibre, escrevemos como

$$\begin{aligned}\hat{H}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2m}[\mathbf{p} + e\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)]^2 + V(r), \\ &= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{e}{m}\mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + \frac{e^2}{2m}\mathbf{A}^2 + V(r).\end{aligned}\tag{2.18}$$

A equação (2.16) agora pode ser reescrita como

$$\hat{H}'(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2m}[\mathbf{p} + e(\mathbf{A} + \nabla\chi)]^2 + e\frac{\partial\chi}{\partial t} + V(r).\tag{2.19}$$

Poderemos fazer uma simplificação adicional usando **a aproximação de dipolo**. Para um campo eletromagnético que possua um comprimento de onda característico λ muito maior do

que a dimensão atômica “ r ”⁴, poderemos desprezar a variação espacial do campo ao longo do átomo. A aproximação de dipolo[53] consiste então em tomar $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \ll 1$, o qual nos permite escrever o potencial vetor na forma:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(t)e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}. \quad (2.20)$$

Escolhendo,

$$\begin{aligned} \nabla\chi(\mathbf{r}, t) &= -\mathbf{A}(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial\chi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= -\mathbf{r} \cdot \frac{\partial\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (2.21)$$

a equação (2.19) pode ser reescrita nesta aproximação como:

$$\hat{H}' = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(r) + e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.22)$$

Esta equação contém apenas um termo de interação (dentro da aproximação de dipolo), em oposição aos dois termos da equação (2.18).

Esta aproximação para a Hamiltoniana de interação será utilizada ao longo deste trabalho. A quantidade $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$ é o momento de dipolo. Em geral, isto é, para uma representação não especificada, o momento de dipolo é um operador, $\hat{\mathbf{d}}$. Denotaremos como tal no que segue. Assim, podemos escrever

$$\hat{H}' = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (2.23)$$

onde \hat{H}_0 é a hamiltoniana para o sistema sem a presença do campo eletromagnético externo.

2.3 O campo eletromagnético

As quatro equações de Maxwell são consideradas como a base de todos os fenômenos elétricos e magnéticos permitindo⁵, inclusive, o estudo da propagação de ondas eletromagnéticas em um dado meio. Na forma diferencial e no sistema MKS elas são [54, 21]:

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\rho}(\mathbf{r}, t), \quad (2.24)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (2.26)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t). \quad (2.27)$$

⁴O tamanho do átomo é da ordem de 1Å. Assim para comprimentos de onda maiores que 10³Å os campos “enxergam” o átomo como um ponto

⁵Ao longo desta tese usaremos (˘) para denotar as quantidades que mudam rapido com o tempo.

Nas equações de Maxwell acima apresentadas $\tilde{\rho}(\mathbf{r}, t)$ é a densidade de carga elétrica⁶ e $\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t)$ é o vetor densidade de corrente elétrica. $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ é o vetor campo elétrico que se relaciona com o vetor deslocamento $\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)$ via

$$\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) + \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t), \quad (2.28)$$

onde $\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t)$ é o vetor polarização e ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo. $\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)$ representa o vetor intensidade magnética e está relacionado com o vetor indução magnética $\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t)$ através de:

$$\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) + \tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t), \quad (2.29)$$

onde $\tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t)$ é o vetor magnetização e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

A lei de Coulomb é representada na equação (2.24) e a equação (2.25) é a Lei de Gauss do magnetismo cujo significado físico é o de que, diferentemente do caso elétrico, não existem monopólos magnéticos. A expressão (2.26) representa a lei de Faraday que está relacionada com a corrente elétrica induzida por um dado campo magnético variável. A equação (2.27) nada mais é que a lei de Ampère generalizada⁷, já incluindo o termo do vetor deslocamento que a torna fisicamente consistente quando empregada para campos dependentes do tempo. Esta lei mostra que o campo magnético pode ser gerado por uma corrente elétrica e/ou por uma variação temporal do fluxo do campo elétrico.

Estamos interessados em soluções das equações (2.24) à (2.27) para um vapor de átomos neutros o qual não contem cargas livres, assim

$$\tilde{\rho}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.30)$$

e que não contem correntes livres, assim

$$\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}. \quad (2.31)$$

Outra propriedade de nosso sistema é de não ser um material magnético, tendo portanto $\tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$.

Agora derivaremos a equação óptica de onda da forma usual. Tomamos o rotacional da equação (2.26) de Maxwell, mudando a ordem das derivadas espaciais e temporais do lado direito da equação resultante, e usamos as equações (2.27), (2.31) e a equação (2.30) para substituir $\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t)$ por $\mu_0(\partial \tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)/\partial t)$, e depois a equação (2.28) para substituir $\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)$, obtendo finalmente à equação

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.32)$$

No lado direto desta equação substituímos μ_0 por $1/\epsilon_0 c^2$.

⁶ Aqui o símbolo $\tilde{\rho}(\mathbf{r}, t)$ não têm relação à matriz densidade e só será uso nesta secção, para não causar confusão mais na frente.

⁷ Ampère obteve esta equação para cargas estáticas de tal modo que o segundo termo á direita da equação (2.27) não aparecia. Tal termo foi derivado por Maxwell e é fundamental para descrever a radiação eletromagnética.

Esta é a forma mais geral da equação de onda para um meio óptico. Para certas condições esta pode ser simplificada. Por exemplo, usando a identidade do cálculo vetorial, pode ser escrito o primeiro termo do lado esquerdo da equação (2.32) como

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \nabla(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)) - \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t), \quad (2.33)$$

Na óptica linear de um meio isotrópico sem fontes (eg. vapor de átomos neutros), o primeiro termo do lado direito desta equação some porque a equação de Maxwell $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$ implica que $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$. Embora, na óptica não-linear este termo é diferente de zero ainda para materiais isotrópicos, como consequência desta relação mais geral (2.31) entre $\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{r}, t)$ e $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$. Felizmente, na óptica não-linear o primeiro termo do lado direito da equação (2.33) pode usualmente ser desprezado para casos de interesse. Por exemplo, se $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ é da forma transversal (e.g. onda plana infinita) $\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ some identicamente. Mas, geralmente, o primeiro termo é pequeno, embora não seja nulo, especialmente quando a **aproximação de amplitude lentamente variável** é válida. Para o resto desta tese, assumiremos que a contribuição de $\nabla(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t))$ na equação (2.33) é desprezível assim a equação de onda pode tomar a forma

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t). \quad (2.34)$$

Para o caso de um meio dispersivo, devemos considerar cada componente de frequência do campo separadamente. Nós representamos o campo elétrico e a polarização como somas de suas várias componentes de frequência

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) &= \sum_n \tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}, t), \\ \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) &= \sum_n \tilde{\mathbf{P}}_n(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (2.35)$$

onde a soma é realizada só sobre as componentes positivas da frequência, e representamos cada componentes de frequência em termos de suas amplitudes complexas como

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_n(\mathbf{r}) e^{-i\omega_n t} + c.c. \quad , \\ \tilde{\mathbf{P}}_n(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{P}_n(\mathbf{r}) e^{-i\omega_n t} + c.c. \quad . \end{aligned} \quad (2.36)$$

Quando as equações (2.35) à (2.36) são introduzidos na equação (2.34), obtemos uma equação de onda análoga à ela que é válida para cada componente de frequência do campo elétrico

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{P}}_n(\mathbf{r}). \quad (2.37)$$

Agora representemos as componentes do campo elétrico $\mathbf{E}_n(\mathbf{r})$ e da polarização $\mathbf{P}_n(\mathbf{r})$ para cada frequência ω_n como

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_n(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) e^{ik_n z}, \\ \mathbf{P}_n(\mathbf{r}) &= \mathbf{p}_{0n}(\mathbf{r}) e^{ik'_n z}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Aqui permitimos que $\tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}, t)$ e $\tilde{\mathbf{P}}_n(\mathbf{r}, t)$ representem ondas não planas permitindo que $\mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})$ e $\mathbf{p}_{0n}(\mathbf{r})$ sejam quantidades com variações espaciais. Além, permitimos ter a possibilidade de um descasamento do vetor de onda, mediante a suposição que o vetor de onda de $\tilde{\mathbf{P}}_n(\mathbf{r}, t)$ seja diferente à de $\tilde{\mathbf{E}}_n(\mathbf{r}, t)$. Depois nos substituímos as equações (2.38) na equação (2.37). Já que se propaga exclusivamente na direção z , é útil expressar o operador de Laplace como $\nabla^2 = \partial^2/\partial z^2 + \nabla_T^2$, onde o laplaciano transversal é dado por $\nabla_T^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ em coordenadas retangulares.

Nesta tese estamos interessados em campos cujos comprimentos de onda localizam-se na região óptica do espectro eletromagnético. Nessa situação podemos assumir que o envelope do campo $\mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})$ sofre variações em uma escala temporal (t_e) muito maior quando comparada aquela na qual o campo oscila (t_c) e, além disso, é espacialmente constante em dimensões comparadas ao diâmetro do átomo. Essa aproximação é conhecida como **aproximação de amplitude lentamente variável** que nos leva às seguintes relações para a variável espacial:

$$\left| \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \approx \left| \frac{\mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})}{d} \right| \ll \left| \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| = |k \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})|, \quad (2.39)$$

onde d é a escala de comprimento na qual o campo varia espacialmente ($d \gg \lambda$). A equação (2.39) implica em:

$$\left| \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \ll \left| k \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \ll |k^2 \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})|. \quad (2.40)$$

Em relação à variável temporal temos:

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \approx \left| \frac{\mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})}{\tau} \right| \ll \left| \frac{2\pi}{T_0} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| = |\omega \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})|, \quad (2.41)$$

que implica em:

$$\left| \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \ll \left| \omega \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \ll |\omega^2 \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})|. \quad (2.42)$$

De maneira análoga obtemos a seguinte relação de desigualdade para a polarização atômica:

$$\left| \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{p}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \ll \left| \omega \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{p}_{0n}(\mathbf{r}) \right| \ll |\omega^2 \mathbf{p}_{0n}(\mathbf{r})|, \quad (2.43)$$

significando que a variação das quantias atômicas é pequena durante um período óptico.

Assim obtemos que a equação (2.37) torna-se

$$2ik_n \frac{\partial \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r})}{\partial z} + \nabla_T^2 \mathbf{E}_{0n}(\mathbf{r}) = -\frac{\omega_n^2}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{p}_{0n} e^{i\Delta k z}, \quad (2.44)$$

onde $\Delta k = k'_n - k_n$. Este resultado é conhecido como a **equação paraxial de onda**, porque a aproximação despreza a contribuição $\partial \mathbf{E}_{0n}/\partial z^2$ à equação.

O termo $\mathbf{p}_{0n}(\mathbf{r})$ que aparece na última equação têm relação direta com a polarização, e este é a resultante macroscópica dos momentos de dipolo induzidos pelo campo em cada átomo do meio e é dada por:

$$\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) = N \overline{\langle \mathbf{d} \rangle}, \quad (2.45)$$

onde N é a densidade de átomos na região de interação com o campo eletromagnético e $\overline{\langle \mathbf{d} \rangle}$ é a média dos momentos de dipolo. A última equação, reescrita no formalismo da matriz densidade, de acordo com a equação (2.8), fica:

$$\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) = N \text{Tr}[\hat{\mathbf{d}}\hat{\rho}]. \quad (2.46)$$

Esta última expressão juntamente com a equação (2.44) nos permitem descrever o comportamento da propagação do campo eletromagnético através de um dado meio atômico e elas serão amplamente utilizadas ao longo desta tese.

Mas como maneira de exemplo das ideias apresentadas até agora, nós estudaremos o sistema físico mais simples que é a interação entre uma onda plana monocromática e um vapor de átomos neutros, a qual será descrito de forma detalhada na seção seguinte.

2.4 Átomo de dois níveis

A interação átomo-luz mais simples que podemos imaginar é a de um sistema atômico de dois níveis ($|a\rangle$ e $|b\rangle$) e um campo eletromagnético monocromático de frequência ω (ver figura 2.1), dado por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{i(kz - \omega t)} + c.c. \quad (2.47)$$

Na expressão do campo eletromagnético, $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ consideramos que é uma função lentamente variável (envelope). Apesar de bem simples, esse sistema é muito propício para a demonstração

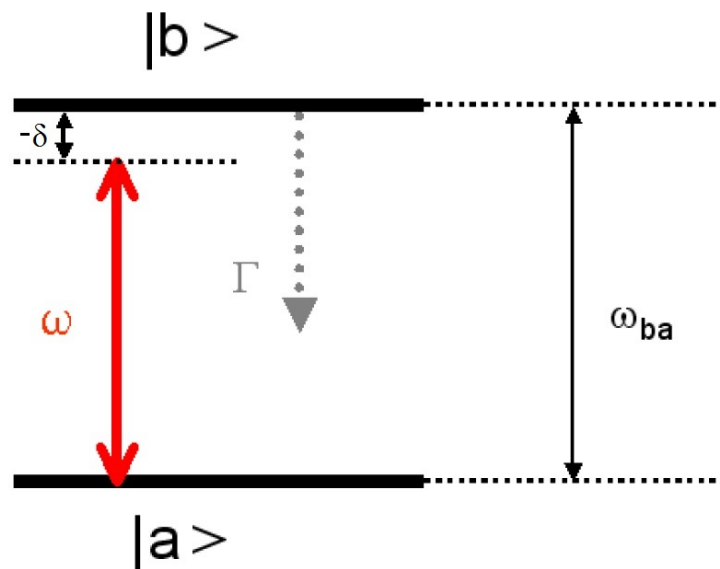


Figura 2.1: Sistema de dois níveis interagindo com um campo monocromático com uma dessintonia $\delta = \omega - \omega_{ab}$ em relação à transição atômica. A taxa de decaimento espontâneo do nível excitado ($|a\rangle$) para o fundamental ($|b\rangle$) é dada por Γ .

de alguns conceitos e aproximações. Para esse sistema, a hamiltoniana livre pode ser expressa como

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b|. \quad (2.48)$$

Obtendo assim para nosso sistema [eq. (2.23)] a Hamiltoniana final

$$\hat{H}' = \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}. \quad (2.49)$$

Também vamos considerar que o átomo está em repouso. Podemos escrever o operador densidade [ver equação (2.5)] como

$$\hat{\rho} = \rho_{aa}|a\rangle\langle a| + \rho_{bb}|b\rangle\langle b| + \rho_{ab}|a\rangle\langle b| + \rho_{ba}|b\rangle\langle a|. \quad (2.50)$$

Como $\hat{\mathbf{d}}$ é um operador ímpar, os elementos de matriz diagonal são nulos: $\langle a|\hat{\mathbf{d}}|a\rangle = \langle b|\hat{\mathbf{d}}|b\rangle = 0$. No caso de um sistema atômico de dois níveis, isto é verdade sempre[46]. Contudo, para um sistema de dois níveis qualquer é necessário verificar que os estados a e b tenham paridade bem definida, para que esta afirmação seja correta. O operador de dipolo pode ser escrito na base dos estados atômicos como

$$\hat{\mathbf{d}} = d_{ab}|a\rangle\langle b| + d_{ba}|b\rangle\langle a|. \quad (2.51)$$

Agora lembrando à aproximação de dipolo, nos podemos dizer que $kz \sim 0$, para z da ordem das dimensões atômicas, i.e. ao longo de um átomo; e ao substituirmos a equação (2.51) em (2.49) obtemos para o segundo termo de dita equação (2.49)

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{V}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} = & - [d_{ab}\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}|a\rangle\langle b| + d_{ba}\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}|b\rangle\langle a|] \\ & - [d_{ab}\mathbf{E}_0 e^{i\omega t}|a\rangle\langle b| + d_{ba}\mathbf{E}_0 e^{i\omega t}|b\rangle\langle a|]. \end{aligned} \quad (2.52)$$

O operador $|a\rangle\langle b|$ leva o átomo para o estado fundamental, enquanto que $|b\rangle\langle a|$ leva ao excitado. Estes operadores têm uma evolução livre proporcional a $e^{-i\omega_{ba}t}$ [46], assim o segundo e o terceiro termos da equação (2.52) evoluem segundo a diferença de frequência $|\omega - \omega_{ba}|$ e os outros com uma frequência de $|\omega + \omega_{ba}|$, que é o dobro da frequência de ressonância (quando a frequência do campo eletromagnético esta perto da ressonância).

Esses termos (não ressonantes) podem ser desprezados em intervalos de detecção grandes se comparados ao período óptico⁸. Ao desprezar os termos não ressonantes da hamiltoniana de interação realizamos a chamada **aproximação de onda girante** (R.W.A. - *Rotating Wave Approximation*). Assim a eq. (2.52) é reduzida a:

$$\hat{\mathbf{V}}_{R.W.A.} = - \{d_{ab}\mathbf{E}_0 e^{i\omega t}|a\rangle\langle b| + d_{ba}\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}|b\rangle\langle a|\}. \quad (2.53)$$

⁸Uma outra forma de ver é que o fator $e^{i\omega t}$ é associado ao operador de criação e $e^{-i\omega t}$ ao de aniquilação do campo. Assim, em $e^{i\omega t}|b\rangle\langle a|$ o átomo absorve um fóton e passa para o estado excitado e em $e^{-i\omega t}|a\rangle\langle b|$ o átomo emite um fóton e retorna ao estado fundamental, processos muito mais prováveis que o átomo absorver um fóton e passar para o estado fundamental ($e^{-i\omega t}|b\rangle\langle a|$) ou emitir um fóton e passar para o estado excitado ($e^{-i\omega t}|a\rangle\langle b|$). Esses processos menos prováveis são exactamente os termos não ressonantes da hamiltoniana de interação.

No sistema de dois níveis podemos ainda assumir $d = d_{ab} = d_{ba}$. Agora usando a equação (2.9) podemos determinar explicitamente os elementos de matriz de $\dot{\rho}$:

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{aa} &= i\Omega^* e^{-i\omega t} \rho_{ab} - i\Omega e^{i\omega t} \rho_{ba}, \\ \dot{\rho}_{bb} &= i\Omega e^{i\omega t} \rho_{ba} - i\Omega^* e^{-i\omega t} \rho_{ab}, \\ \dot{\rho}_{ba} &= i\Omega^* e^{-i\omega t} (\rho_{aa} - \rho_{bb}) - i\omega_{ab} \rho_{ba}, \\ \dot{\rho}_{ab} &= \dot{\rho}_{ba}^*.\end{aligned}\tag{2.54}$$

Definimos a frequência de Rabi, $\Omega = \frac{-d|\mathbf{E}_0|}{\hbar}$ associada  transição. Podemos introduzir as variáveis lentas

$$\begin{aligned}\rho_{ab} &= e^{i\omega t} \sigma_{ab} \Rightarrow \dot{\rho}_{ab} = e^{i\omega t} (i\omega \sigma_{ab} + \dot{\sigma}_{ab}), \\ \rho_{ba} &= e^{-i\omega t} \sigma_{ba} \Rightarrow \dot{\rho}_{ba} = e^{-i\omega t} (-i\omega \sigma_{ba} + \dot{\sigma}_{ba}), \\ \rho_{bb} &= \sigma_{bb}, \\ \rho_{aa} &= \sigma_{aa}.\end{aligned}\tag{2.55}$$

Com isto, eliminamos a dependência com o tempo dos coeficientes do sistema de equações (2.54) e apresentamos um novo conjunto de equações

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{aa} &= i\Omega^* \sigma_{ab} - i\Omega \sigma_{ba}, \\ \dot{\sigma}_{bb} &= i\Omega \sigma_{ba} - i\Omega^* \sigma_{ab}, \\ \dot{\sigma}_{ba} &= i\Omega^* (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\delta \sigma_{ba}, \\ \dot{\sigma}_{ab} &= -i\Omega (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) - i\delta \sigma_{ab}.\end{aligned}\tag{2.56}$$

Nas equações (2.56) definimos $\delta = \omega - \omega_{ba}$. Para determinarmos a forma final das equações de Bloch devemos inserir os termos de relaxação[51]. A taxa de decaimento radiativo (Γ)  causada pela perda de população do estado excitado através da emissão espontânea. Essa perda é proporcional a população existente no estado excitado. Toda a população perdida pelo estado excitado volta ao estado fundamental, pois temos um sistema fechado (a população se conserva).

$$\begin{aligned}\left.\frac{\partial\sigma_{bb}}{\partial t}\right|_{rel} &= -\Gamma\sigma_{bb}, \\ \left.\frac{\partial\sigma_{aa}}{\partial t}\right|_{rel} &= \Gamma\sigma_{bb}.\end{aligned}\tag{2.57}$$

A perda das coerências é dada por:

$$\left.\frac{\partial\sigma_{ba}}{\partial t}\right|_{rel} = -\frac{\Gamma}{2}\sigma_{ba}.\tag{2.58}$$

Finalmente, obtemos as equações ópticas de Bloch para o sistema

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{aa} &= i\Omega^*\sigma_{ab} - i\Omega\sigma_{ba} + \Gamma\sigma_{bb}, \\ \dot{\sigma}_{bb} &= i\Omega\sigma_{ba} - i\Omega^*\sigma_{ab} - \Gamma\sigma_{bb}, \\ \dot{\sigma}_{ba} &= i\Omega^*(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + \left(i\delta - \frac{\Gamma}{2}\right)\sigma_{ba}, \\ \dot{\sigma}_{ab} &= -i\Omega(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) - \left(i\delta + \frac{\Gamma}{2}\right)\sigma_{ab}.\end{aligned}\tag{2.59}$$

O sistema de equações apresentado em (2.59) pode ser escrito na forma matricial

$$\frac{d}{dt}x = Mx + x_0.\tag{2.60}$$

Podemos ainda fazer a seguinte mudança de variáveis

$$\begin{aligned}x_1 &= 2\text{Re}[\sigma_{ba}] = \sigma_{ba} + \sigma_{ab}, \\ x_2 &= 2\text{Im}[\sigma_{ba}] = i(\sigma_{ba} - \sigma_{ab}), \\ x_3 &= \sigma_{bb} - \sigma_{aa} = 2\sigma_{bb} - 1.\end{aligned}\tag{2.61}$$

Nesta nova descrição x_1 é a parte real da coerência σ_{ba} e x_2 é a parte imaginária. Em x_3 apresentamos a diferença de populações e usamos o fato da população ser conservada: $\sigma_{aa} + \sigma_{bb} = 1$.

A matriz M , x e x_0 são

$$M = \begin{bmatrix} -\Gamma/2 & \delta & 0 \\ -\delta & -\Gamma/2 & -\Omega \\ 0 & \Omega & -\Gamma \end{bmatrix}; \quad x = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix}; \quad x_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\Gamma \end{bmatrix}.\tag{2.62}$$

A polarização atômica $\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t)$ é dada pela equação (2.46), que resulta para este sistema em

$$\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t) = Nd(\sigma_{ba}e^{-i\omega t} + c.c.).\tag{2.63}$$

Comparando este resultado com as equações (2.36) e (2.38) obtemos $\mathbf{p}_0(\mathbf{r}) = Nd\sigma_{ba}$, a qual pode ser substituída na equação (2.44) para descrever o comportamento do campo elétrico ao longo de sua propagação, obtendo

$$\frac{\partial \mathbf{E}_0(z)}{\partial z} = \frac{ik}{2\Omega\hbar} Nd^2 \sigma_{ba} \mathbf{E}_0(z), \quad (2.64)$$

onde foi suposto que $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(z)$ só depende de z , além de usarmos o fato que $k' = k$.

Analogamente pode ser escrito em termos das variáveis x_1 e x_2 , e usando a relação $\sigma_{ba} = (x_1 + ix_2)/2$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_0(z)}{\partial z} = i \frac{kNd^2}{4\Omega\hbar} (x_1 + ix_2) \mathbf{E}_0(z). \quad (2.65)$$

Finalmente resolvendo a Eq.(2.65), a amplitude do campo logo depois de se propagar no meio atômico de comprimento L pode ser expressa como

$$\mathbf{E}_0(z) = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha_0 L/2} e^{i\varphi L}, \quad (2.66)$$

na qual o coeficiente de absorção é dado como $\alpha_0 = (kNd^2)/(2\Omega\hbar)x_2$ e a fase que ganha o campo ao atravessar a mostra atômica é $\varphi = (\pi N L d^2)/(2\Omega\hbar)x_1$.

Podemos obter a solução analítica do sistema para o estado estacionário ($\dot{x}(t) = 0$), que resulta em

$$x_1 = -2\delta L(\delta) \longrightarrow \text{DISPERSÃO}, \quad (2.67)$$

$$x_2 = \Gamma L(\delta) \longrightarrow \text{ABSORÇÃO}, \quad (2.68)$$

$$x_3 = 2\Omega L(\delta) - 1 \longrightarrow \text{INVERSÃO DE POPULAÇÃO}. \quad (2.69)$$

Nas equações acima, $L(\delta)$ é a curva Lorentziana e a sua largura a meia altura é $\Delta\omega$, que explicitamente são dadas nas expressões a seguir:

$$L(\delta) = \frac{\Omega}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 2\Omega^2}, \quad (2.70)$$

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 2\Omega^2}. \quad (2.71)$$

A figura 2.2 ilustra os resultados acima. Na condição de ressonância do campo com a transição atômica, a absorção (figura 2.2a) apresenta seu valor máximo enquanto que a dispersão do meio (figura 2.2b) possui sua maior taxa de variação (inclinação da curva). Já para grandes dessintonias do campo em relação à frequência (angular) da transição atômica, tanto a absorção quanto a dispersão apresentam valor nulo.

A figura 2.2a também mostra que o aumento de Ω (aumento da potência do campo de excitação) leva a um aumento na largura da linha de absorção de modo que, se desejamos observar uma curva de absorção com largura de linha natural, a intensidade do campo deve ser

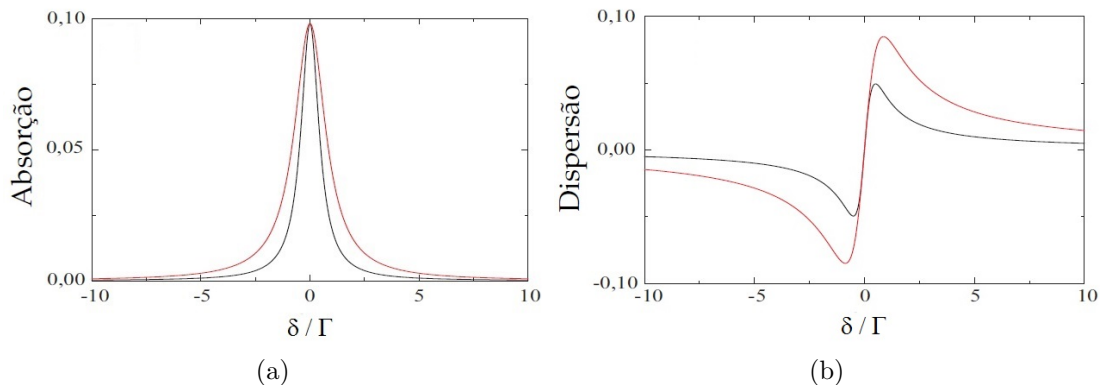


Figura 2.2: Curvas de absorção (a) e dispersão (b), em unidades arbitrárias, versus a dessintonia para o sistema de 2 níveis excitado por um laser cw nas situações em que $\Omega = 0, 1\Gamma$ (linha preta) e $\Omega = 1, 0\Gamma$ (linha vermelha).

reduzida a um valor muito baixo. Ao não satisfazermos essa exigência obtemos uma linha mais larga que a natural devido à potência elevada do campo. Nessas condições temos um alargamento por potência da linha de absorção, pois como se pode ver, a largura da linha de absorção (largura da linha à meia altura do ponto de máximo) é maior no caso em que $\Omega = 1, 0\Gamma$ (linha vermelha) do que aquela apresentada no caso em que $\Omega = 0, 1\Gamma$ (linha preta). Essa conclusão também pode ser obtida através de uma simples análise da equação (2.71).

Para valores de intensidades altas (Ω) teremos um efeito de saturação que limitará a população no estado excitado na ressonância. Essa dependência da ressonância com a intensidade também se apresenta em sistemas mais complicados, como os utilizados para a descrição dos efeitos coerentes.

2.5 Átomos de 4-níveis: EIA

O fenômeno coerente com o qual trabalharemos no nosso experimento de clonagem de imagens é a Absorção Eletromagneticamente Induzida (EIA - Eletromagnetically Induced Absorption). Neste fenômeno temos um substancial aumento da absorção, que se apresenta na forma de um pico estreito. A primeira observação desse efeito foi realizada por Lezama e colaboradores, que também haviam previsto este efeito [25].

Este fenômeno ocorre no caso de dois campos ressonantes interagindo com um sistema atômico de dois níveis com degenerescências [26], na condição que o momento angular do estado excitado é maior que o do estado fundamental ($F_e = F_g + 1$). A explicação inicial para este efeito era baseada na redistribuição da população atômica entre os subníveis Zeeman do estado fundamental devido à diferença entre as probabilidades de transição [27, 28]. Estes cálculos previam que para a ocorrência da EIA era necessário que as transições fossem cíclicas. Porém, também, foi observado experimentalmente EIA em transições abertas [55]. Isto é possível porque o aumento de absorção ocorre devido a transferência espontânea de coerência dos estados excitados para os fundamentais [56], que em condições especiais pode ser predominante mesmo em transições abertas.

Aqui mostraremos que o sistema atômico mais simples que origina o fenômeno de EIA é

um sistema de 4 níveis em configuração tipo “N” [57]. Este sistema pode ser obtido na prática sob certas considerações para um sistema atômico real. A seguir mostraremos suas principais propriedades e como podemos passar do efeito de EIA para o efeito de EIT mudando o coeficiente “ b ” da transição usada ($b=1$ corresponde a uma transição fechada).

2.5.1 Equações de Bloch

Começamos considerando o sistema atômico com os 4 estados $|i\rangle$, $i=1,\dots,4$ (ver figura 2.3). Os estados numerados ímpar $|1\rangle$ e $|3\rangle$ pertencem ao estado fundamental com energia zero e sem taxa de decaimento espontâneo. Os estados numerados par $|2\rangle$ e $|4\rangle$ formam um nível excitado com energia $\hbar\omega_0$ e uma taxa de decaimento espontâneo Γ . Todas as transições $|\text{par}\rangle \rightarrow |\text{ímpar}\rangle$ são permitidas a exceção da $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$, a qual é proibida por alguma regra de seleção (por exemplo, com respeito à projeção do momento angular).

Seja o campo eletromagnético bicromático que interage com os átomos na configuração “N”, dado pela expressão

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_c \exp[-i(\omega_c t - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r})] + \mathbf{E}_p \exp[-i(\omega_p t - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})] + c.c. \quad (2.72)$$

O campo de acoplamento com amplitude \mathbf{E}_c e frequência ω_c excita duas transições simultaneamente: $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ e $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$. O campo de prova fraco de amplitude \mathbf{E}_p e frequência ω_p é aplicado na transição $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$.

A hamiltoniana do átomo livre pode ser representada, na aproximação de onda girante, como

$$\hat{H}_0 = \hbar\delta_1 |1\rangle \langle 1| + \hbar\delta_2 |2\rangle \langle 2| + \hbar(\delta_2 - \delta_1) |4\rangle \langle 4| \quad (2.73)$$

onde $\delta_c = -\Delta_c - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{v}$ e $\delta_p = -\Delta_p - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{v}$ são as dessintonias juntamente com o deslocamento Doppler. Usando a aproximação de ressonância para o operador de interação ($\hat{H}_{A.F.}$), $|\delta_q| \ll \omega_q$

$$\hat{H}_{A.F.} = \hbar\Omega_c \hat{Q}_1 + \hbar\Omega_p \hat{Q}_2 + h.c. \quad (2.74)$$

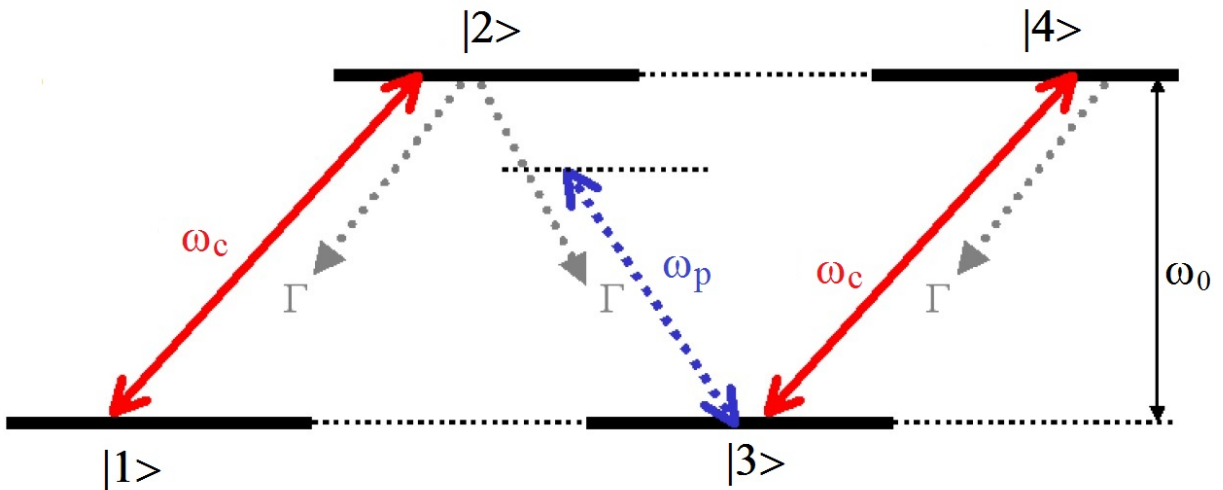


Figura 2.3: Sistema de quatro níveis em configuração N.

Aqui Ω_p e Ω_c são as frequências de Rabi do feixe de prova e do acoplamento, respectivamente. Os operadores $\hat{Q}_{q=1,2}$ são dados por

$$\hat{Q}_1 = A |2\rangle \langle 1| + |4\rangle \langle 3|,$$

$$\hat{Q}_2 = B |2\rangle \langle 3|, \quad A^2 + B^2 = 1. \quad (2.75)$$

onde os números reais $A = \sqrt{\mu_{21}^2/(\mu_{21}^2 + \mu_{23}^2)}$ e $B = \sqrt{\mu_{23}^2/(\mu_{21}^2 + \mu_{23}^2)}$ são as proporções entre as taxas de decaimento espontâneo para as transições entre os estados $|2\rangle$ e $|1\rangle$, $|3\rangle$, respectivamente (aqui definimos que a transição $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ tem uma amplitude de 1).

Notamos que a frequência de Rabi do acoplamento que usamos quando descrevemos sistemas reais é a frequência de Rabi reduzida Ω_c , a qual está relacionada à frequência de Rabi das transições individuais pela expressão [58]

$$2V_{i,j} = \frac{2\mu_{ij}E}{\hbar} = (-1)^{F_e - m_e} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & q & -m_g \end{pmatrix} \Omega_c, \quad i = \text{par e } j = \text{ímpar}, \quad (2.76)$$

onde $\Omega_c = 2 \langle F_e || \mu || F_g \rangle E/\hbar$ [58] é a frequência de Rabi geral do acoplamento para a transição $F_e \rightarrow F_g$.

Em uma aproximação puramente radiativa, a evolução temporal da matriz densidade $\hat{\rho}$ dos átomos é governada pela equação mestre [50]

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{H}_{A.F.}, \hat{\rho}] + \frac{(\Gamma + \gamma_0)}{2} \{ \hat{P}_e, \hat{\rho} \} - b\Gamma \sum_{q=1,2} \hat{Q}_q^\dagger \hat{\rho} \hat{Q}_q + \frac{\gamma_0}{2} \{ \hat{P}_g, \hat{\rho} - \hat{\rho}^{(eq)} \} = 0, \quad (2.77)$$

onde $\hat{P}_e = |2\rangle \langle 2| + |4\rangle \langle 4|$ é o operador projeção dos níveis excitados, $\hat{P}_g = |1\rangle \langle 1| + |3\rangle \langle 3|$ é o operador projeção dos níveis fundamentais, $\hat{\rho}^{(eq)}$ é a matriz densidade em equilíbrio (i.e. na ausência dos campos ópticos), Γ é a taxa total de decaimento espontâneo dos estados excitados ($|2\rangle$ e $|4\rangle$) para os estados fundamentais ($|1\rangle$ e $|3\rangle$) e γ_0 é taxa de transferência para e do reservatório devido ao tempo de voo dos átomos através dos feixes lasers.

O terceiro termo do lado esquerdo da equação (2.77), tendo uma estrutura tipo anticomutador, descreve o decaimento radiativo das populações dos níveis excitados. O quarto termo do lado esquerdo da mesma equação corresponde à transferência de coerências (“TOC”) para frequências baixas, dos níveis excitados para os estados fundamentais; o coeficiente “ b ” ($0 \leq b \leq 1$), introduzido aqui fenomenologicamente, governa a eficiência do processo e define a probabilidade de que um átomo excitado retorne ao estado fundamental. $b=1$ corresponde a uma transição cíclica ou fechada e $b=0$ corresponde a uma transição aberta. O último termo do lado direito da equação (2.77) é a fonte que descreve o bombeamento óptico externo dos níveis; nós consideramos que este efeito é principalmente devido ao tempo de interação finito dos átomos com a luz (γ_0).

Definindo os elementos da matriz densidade $\rho_{ij}(t)$ em termos das variáveis lentas σ_{ij} como segue

$$\rho_{ij}(t) = \sigma_{ij} \exp[-i\omega_i t], \quad i = \text{par e } j = \text{ímpar}, \quad (2.78)$$

$$\rho_{23}(t) = \sigma_{23} \exp[-i\omega_p t], \quad (2.79)$$

$$\rho_{41}(t) = \sigma_{41} \exp[-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t], \quad (2.80)$$

$$\rho_{24}(t) = \sigma_{24} \exp[-i(\omega_p - \omega_2)t], \quad (2.81)$$

$$\rho_{13}(t) = \sigma_{13} \exp[-i(\omega_p - \omega_1)t]. \quad (2.82)$$

obtemos as Equações de Bloch para o sistema de quatro níveis em configuração N, dadas por:

$$\dot{\sigma}_{11} = A^2 \Gamma \sigma_{22} - i[V_1 \sigma_{12} - V_1^* \sigma_{21}] - \gamma(\sigma_{11} - \sigma_{11}^{eq}), \quad (2.83)$$

$$\dot{\sigma}_{33} = (B^2 \sigma_{22} + \sigma_{44}) \Gamma - \gamma(\sigma_{33} - \sigma_{33}^{eq}) - i[V_p \sigma_{32} - V_p^* \sigma_{23} + V_2 \sigma_{34} - V_2^* \sigma_{43}], \quad (2.84)$$

$$\dot{\sigma}_{13} = -[i(\delta_p - \delta_1) + \gamma] \sigma_{13} - i[V_p \sigma_{12} + V_2 \sigma_{12} - V_1^* \sigma_{23} + bA \Gamma \sigma_{24}], \quad (2.85)$$

$$\dot{\sigma}_{21} = -(i\delta_1 + \Gamma/2 + \gamma) \sigma_{21} - i[V_1(\sigma_{22} - \sigma_{11}) - V_p \sigma_{31}], \quad (2.86)$$

$$\dot{\sigma}_{34} = -(i\delta_2 + \Gamma/2 + \gamma) \sigma_{43} - i[V_2(\sigma_{44} - \sigma_{33}) + V_p \sigma_{42}], \quad (2.87)$$

$$\dot{\sigma}_{23} = -(i\delta_p + \Gamma/2 + \gamma) \sigma_{23} - i[V_p(\sigma_{22} - \sigma_{33}) + V_2 \sigma_{24} - V_1 \sigma_{13}], \quad (2.88)$$

$$\dot{\sigma}_{41} = -(i\delta_1 + \delta_2 - \delta_p + \Gamma/2 + \gamma) \sigma_{41} - i[V_1 \sigma_{42} - V_2 \sigma_{31}], \quad (2.89)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = -(\Gamma + \gamma) \sigma_{22} - i[V_1^* \sigma_{21} - V_1 \sigma_{12} + V_p^* \sigma_{23} - V_p \sigma_{32}], \quad (2.90)$$

$$\dot{\sigma}_{44} = -(\Gamma + \gamma) \sigma_{44} - i[V_2^* \sigma_{43} - V_2 \sigma_{34}], \quad (2.91)$$

$$\dot{\sigma}_{24} = -[i(\delta_p - \delta_2) + \Gamma + \gamma] \sigma_{24} - i[V_2^* \sigma_{23} - V_1 \sigma_{14} - V_p \sigma_{34}]. \quad (2.92)$$

e a eq. de conservação da população atômica

$$\sum_{i=1}^4 \sigma_{ii} = 1. \quad (2.93)$$

Finalmente, como estamos interessados em resultados no regime estacionário, tornamos as derivadas para os σ_{ij} nas eqs. (2.83)-(2.92) nulas. As quantidades de interesse calculadas, para o feixe de prova, são o coeficiente de absorção $\alpha(\omega_p)$ dado por

$$\alpha(\omega_p) = \frac{4\pi\omega_p N |\mu_{23}|^2}{cV_p \hbar} \text{Im}[\sigma_{23}(\omega_p)] \quad (2.94)$$

e o índice de refração dado por

$$n(\omega_p) - 1 = \frac{N |\mu_{23}|^2}{V_p \hbar} \text{Re}[\sigma_{23}(\omega_p)]. \quad (2.95)$$

As eqs. (2.94) e (2.95) foram encontradas de forma similiar ao caso de um sistema de dois níveis, onde foram usadas as eqs. (2.36), (2.38) e (2.44).

2.5.2 Solução Analítica

Uma solução analítica para as equações de Bloch apresentadas acima pode ser encontrada sob certas condições. Esta solução foi demonstrado por Taichenachev et. al. [29], e nós reproduziremos aqui os principais resultados obtidos por eles.

A principal suposição feita foi que $\gamma_0 = 0$, da qual pode-se obter a seguinte expressão para a coerência óptica σ_{23}

$$\sigma_{23} = [\Gamma/2 + i\delta_p]^{-1} \{-iB\Omega_p(\sigma_{33} - \sigma_{22}) - iA\Omega_c\sigma_{13} + i\Omega_c\sigma_{24}\}. \quad (2.96)$$

Os dois últimos termos (proporcionais à Ω_c) em chaves na eq. (2.96) descreve as mudanças que acontecem na absorção como resultado da coerência para baixas frequências induzida pela luz.

No que se segue usaremos as duas aproximações padrões seguintes:

1. A aproximação de primeira ordem na amplitude do campo de prova Ω_p ;
2. A aproximação de potências fracas (menores à de saturação) com respeito ao campo de acoplamento, i.e. $\Omega_c < \Gamma$.

Então a eq. 2.96 reduz à

$$\sigma_{23}^{(1)} = [\Gamma/2 + i\delta_p]^{-1} \{-iB\Omega_p\sigma_{33}^{(0)} - iA\Omega_c\sigma_{13}^{(1)}\}, \quad (2.97)$$

onde o índice “n” em $\sigma^{(n)}$ significa que o elemento é tomado na ordem (nth) com respeito à Ω_p .

A equação acima é suplementada pelas seguintes eqs. para as coerências de primeira ordem

$$i(\delta_c - \delta_p)\sigma_{13}^{(1)} = iB\Omega_p\sigma_{12}^{(0)} - iA\Omega_c^*\sigma_{23}^{(1)} + i\Omega_c\sigma_{14}^{(1)} + bA\Gamma\sigma_{24}^{(1)},$$

$$[\Gamma + i(\delta_c - \delta_p)]\sigma_{24}^{(1)} = -iB\Omega_p\sigma_{34}^{(0)} - iA\Omega_c\sigma_{14}^{(1)} + i\Omega_c^*\sigma_{23}^{(1)},$$

$$[\Gamma/2 + i(2\delta_c - \delta_p)]\sigma_{14}^{(1)} = i\Omega_p^*\sigma_{13}^{(1)},$$

$$\sigma_{12}^{(0)} = \frac{iA\Omega_c^*\sigma_{11}^{(0)}}{\Gamma/2 - i\delta_c}; \quad \sigma_{34}^{(0)} = \frac{i\Omega_c^*\sigma_{33}^{(0)}}{\Gamma/2 + i\delta_c}; \quad (2.98)$$

As equações acopladas para as coerências de baixa frequência podem ser obtidas usando as eqs. 2.98:

$$\left[\frac{|A\Omega_c|^2}{\Gamma/2 + i\delta_p} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma/2 + i(2\delta_c - \delta_p)} + i(\delta_c - \delta_p) \right] \sigma_{13}^{(1)} - bA\Gamma\sigma_{24}^{(1)} = -\frac{AB\Omega_p\Omega_c^*}{\Gamma/2 + i\delta_p}\sigma_{33}^{(0)} - \frac{AB\Omega_p\Omega_c^*}{\Gamma/2 - i\delta_c}\sigma_{11}^{(0)},$$

$$- \left[\frac{|A\Omega_c|^2}{\Gamma/2 + i\delta_p} + \frac{|A\Omega_c|^2}{\Gamma/2 + i(2\delta_c - \delta_p)} \right] \sigma_{13}^{(1)} + [\Gamma + i(\delta_c - \delta_p)]\sigma_{24}^{(1)} = \left[\frac{B\Omega_p\Omega_c^*}{\Gamma/2 + i\delta_p} + \frac{B\Omega_p\Omega_c^*}{\Gamma/2 - i\delta_c} \right] \sigma_{33}^{(0)}. \quad (2.99)$$

Os lados esquerdos das eqs. (2.99) descrevem o aparecimento de $\sigma_{13}^{(1)}$ e $\sigma_{24}^{(1)}$ como resultado da interferência das transições. O alargamento induzido pela luz e o deslocamento óptico dos estados do nível fundamental são apresentados em colchetes na primeira equação. As eqs. (2.99) não são independentes devido aos segundos termos, os quais correspondem às transferências de coerência espontânea e induzida entre os níveis, nos lados esquerdos. No limite abaixo da saturação, o aparecimento da coerência $\sigma_{24}^{(1)}$ na equação para $\sigma_{13}^{(1)}$ é devido só a transferência de coerência espontânea. Como podemos observar da eq. (2.99), este processo muda a posição, a largura, e a amplitude da ressonância não linear devido às coerências de baixa frequência do estado fundamental. Usando as eqs. (2.99) para eliminar as coerências de baixa frequência da eq. (2.97), obtemos o resultado final para a resposta linear

$$\sigma_{23}^{(1)} = \frac{-iB\Omega_p}{\Gamma/2 + i\delta_p} \left\{ \sigma_{33}^{(0)} - \frac{(1-b)|A\Omega_c|^2\sigma_{33}^{(0)}}{(\Gamma/2 + i\delta_p)D} + \frac{iA\Omega_c(\sigma_{12}^{(0)} - b\sigma_{34}^{(0)})}{D} \right\}, \quad (2.100)$$

$$D = \frac{|A\Omega_c|^2(1-b)}{\Gamma/2 + i\delta_p} + \frac{|\Omega_c|^2(1-bA^2)}{\Gamma/2 - i\delta_c} + i(\delta_c - \delta_p), \quad (2.101)$$

onde foi usada a aproximação $|\delta_c - \delta_p| \ll \Gamma$, já que estamos interessados em ressonâncias de dois fótons com larguras de linha menores que a largura natural.

Agora, consideremos o caso específico de átomos estacionários $\mathbf{v} = 0$ (alargamento homogêneo). As populações estacionárias de ordem zero $\sigma_{11}^{(0)}$ e $\sigma_{33}^{(0)}$ são determinadas pelo balanço entre o bombeamento óptico e a relaxação dos níveis e, evidentemente, eles não contêm estruturas com largura menores que Γ . Portanto, o último termo na eq. (2.100) é responsável pelas ressonâncias com larguras menores que a natural, a qual depende da diferença de dessintonias $\delta_c - \delta_p$. Se o campo de acoplamento é sintonizado exatamente na ressonância ($\delta_c = 0$), então o sinal da ressonância de dois fótons é determinado pelo sinal da expressão $(2b-1)\sigma_{33}^{(0)} - \sigma_{11}^{(0)}$, i.e.,

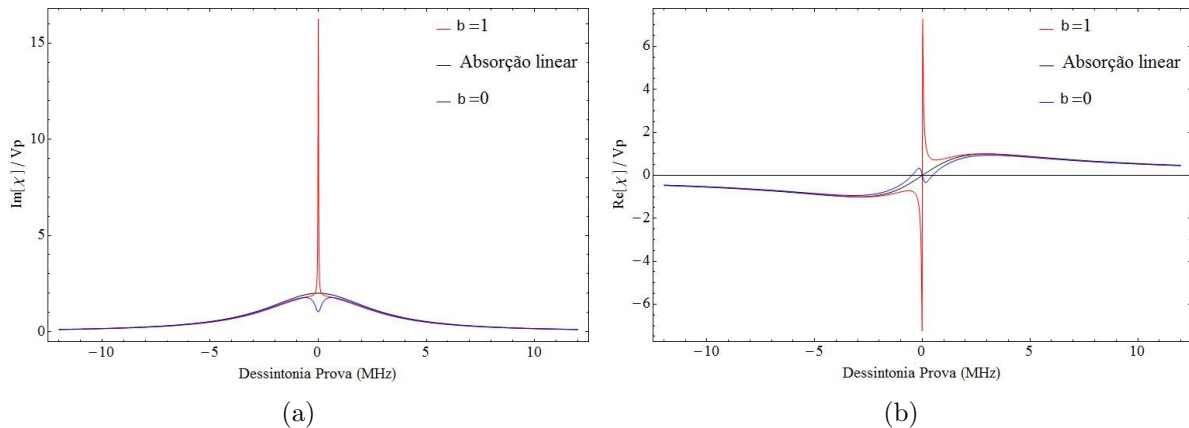


Figura 2.4: (a) Parte imaginária e (b) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova (σ_{23}) com $b=0$ e 1. As linhas em preto nas figuras (a) e (b) são quando os átomos interagem só com o campo de prova (i.e. na ausência do feixe de acoplamento).

depende de b e das populações na ausência do feixe de prova (ver figura 2.4a). Por exemplo, se $b = 0$, i.e., não tem o efeito de transferência espontânea, então a ressonância é sempre negativa, a qual corresponde a transparência induzida eletromagneticamente (EIT). No caso oposto de uma transição cíclica ou fechada ($b = 1$) a ressonância é positiva, se $\sigma_{33}^{(0)} > \sigma_{11}^{(0)}$. Para $\sigma_{11}^{(0)} = 0$ a absorção é $(A/B)^2$ vezes maior que no caso linear.

Ao respeito das curva de dispersão, parte real de σ^{23} (ver figura 2.4b), comparado com o obtido para a absorção linear, vemos um grande aumento da dispersão anômala associada ao EIA (similiarmente, ocorre o mesmo no caso do EIT) que pode ser utilizada para obter velocidades de grupo negativas para pulsos de luz (a chamada de “luz rápida”), como mostrado em [5, 6, 7, 8, 9]; este comportamento da curva de dispersão será usado no processo de clonagem de imagens via EIA e a qual descreveremos com maior detalhe no capítulo 4 desta tese.

2.5.3 Solução Numérica

Como foi mostrado na seção anterior, uma solução exata das equações de Bloch para o sistema atômico em configuração N interagindo com um campo bicromático é obtido só quando $\gamma_0 = 0$ e para o limite de potências menores ao da saturação. Portanto, para um estudo completo das propriedades e características do sistema N, uma solução numérica é necessária. Isto será feito daqui para frente, onde mostraremos a dependência das partes reais e imaginárias da susceptibilidade do feixe de prova (σ_{23}) com o γ_0 e a frequência de Rabi do campo de acoplamento (Ω_c).

A solução numérica é realizada usando o programa “*Mathematica*” e o primeiro que foi feito foi comparar nossa solução numérica com a solução analítica à modo de validar os resultados obtidos usando o método numérico mencionado acima. Os resultados e a comparação são mostrados nas figuras 2.5a e 2.5b, como podemos observar elas são idênticas, o que é totalmente esperado.

Uma primeira caracterização da susceptibilidade do feixe de prova é feita mudando γ_0 . Os resultados para a parte imaginária são mostradas na figura 2.6a, observando que ao aumentar o valor de γ_0 o efeito de EIA começa a diminuir, sumindo quase por completo o pico de EIA

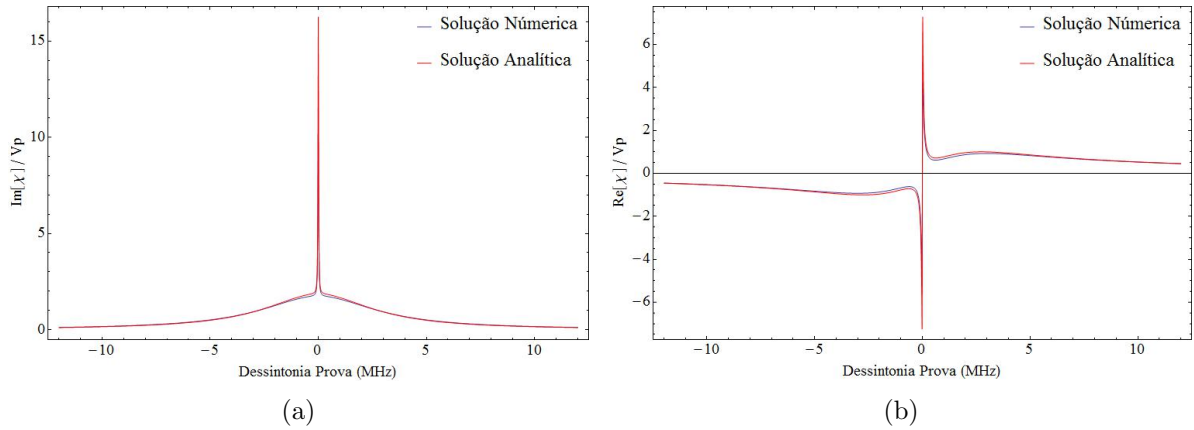


Figura 2.5: Comparação das soluções numéricas e analíticas para a (a) parte imaginária e (b) a parte real da coerência atômica σ_{23} com $b=1$.

para um valor de 0,3 MHz. Já para o valor de 1,2 MHz o efeito de EIA desaparece por completo, obtendo neste caso uma diminuição da absorção comparado com o caso de absorção linear (linha verde da figura 2.6a). De igual forma, um comportamento similar acontece para a parte real (ver figura 2.6b), obtendo com um curva de dispersão com uma inclinação quase vertical para um valor de γ_0 próximo de zero, e diminuindo até que o valor de sua inclinação seja menor ao do caso de interação linear (i.e. na ausência do feixe de acoplamento).

A segunda caracterização feita mudando a frequência de Rabi V_2 para um valor de $\gamma_0 = 1,2$ MHz foi realizada. O resultado para a parte imaginária é mostrado na figura 2.7a, onde observamos uma diminuição geral da absorção ao aumentar V_2 , mesmo que para $V_2 = 0,4$ conseguimos enxergar o aparecimento do pico de EIA. Por outro lado, a parte real (figura 2.7b) mostra uma diminuição de sua inclinação com V_2 .

Lembremos que os resultados obtidos até agora são para o caso em que os átomos estão em repouso $\mathbf{v} = 0$ (átomos frios). Na seção a seguir, mostraremos o caso geral onde os átomos têm uma distribuição de velocidades definida pela sua temperatura.

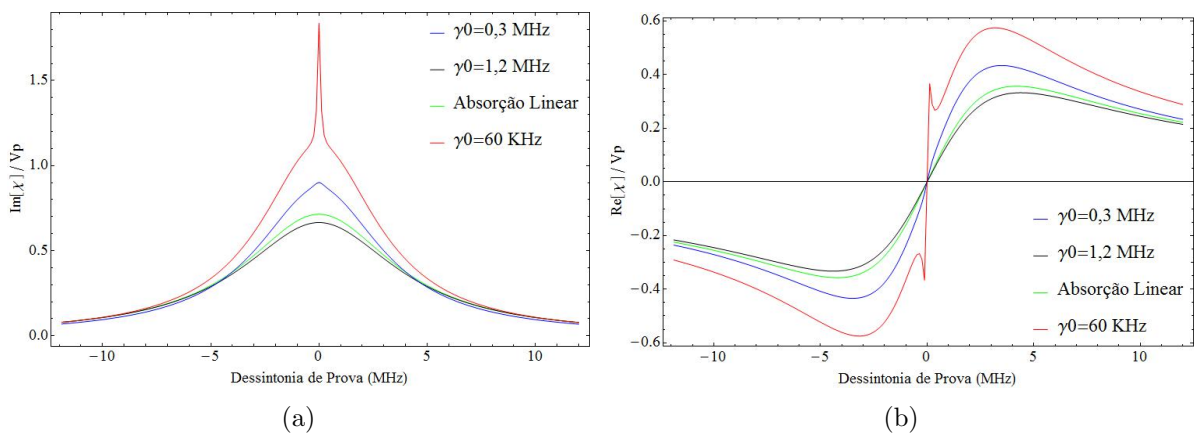


Figura 2.6: (a) Parte imaginária e (b) Parte real da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de γ_0 e com $V_2 = 0, 1$. As linhas em verde nas figuras (a) e (b) são quando os átomos interage só com o campo de prova (i.e. $V_2 = 0$).

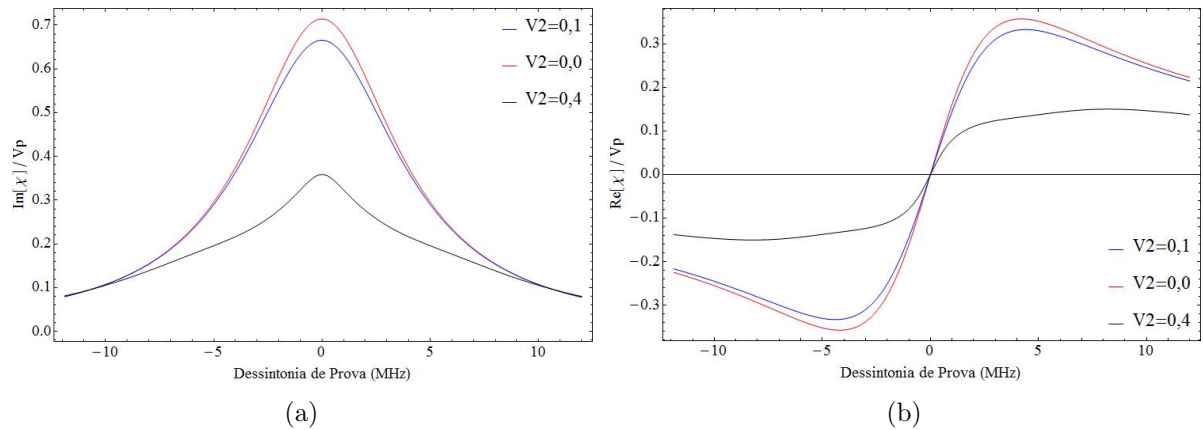


Figura 2.7: (a) Parte imaginária e (b) Parte real da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de V_2 e com um $\gamma_0 = 1,2$ MHz.

Alargamento Doppler

Um sistema de vapor atômico possui átomos com uma distribuição de velocidade determinada por sua temperatura. Isto modifica tanto o coeficiente de absorção $\alpha(\omega_p)$ quanto o índice de refração $n(\omega_p)$ que o campo eletromagnético “enxegará” ao interagir com este sistema atômico. Esta modificação consiste em fazer a média do coeficiente de absorção ou do índice de refração de todas as classes de velocidades; de forma que:

$$q^D = (1/\pi D^2)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} q(\delta'_1, \delta'_2, \delta'_p) \exp[-(\delta_1 - \delta'_1)^2/D^2] d\delta'_1, \quad (2.102)$$

$$q = \alpha(\omega_p) \quad \text{ou} \quad n(\omega_p) - 1,$$

onde consideramos que os campos eletromagnéticos são copropagantes e têm aproximadamente o mesmo deslocamento Doppler, i.e. $\mathbf{k}_c \cdot \mathbf{v} \approx \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{v} \approx kv_z$, além de que $\delta'_2 - \delta_2 \approx \delta'_1 - \delta_1 \approx \delta'_p - \delta_p$, e $D = (2k_B T/m)^{1/2} \omega_0/c$ é a largura de linha Doppler.

Os resultados da parte imaginária da susceptibilidade do feixe de prova para diferentes valores de γ_0 são mostrados na figura 2.8a. Aqui observamos uma curva larga de absorção com uma largura ~ 500 MHz (este comportamento é típico em curvas de absorção quando é levado em conta o efeito Doppler), além de serem observadas algumas estruturas no topo da curva em torno da frequência de ressonância ($\delta_p = 0$). Uma diminuição na dessintonia do feixe de prova para 100 MHz em torno do topo da curva de alargamento Doppler, mostra melhor as estruturas mencionadas acima (ver figura 2.8b). Estas estruturas centradas na ressonância basicamente se compõem de um pico (ou vale) estreito devido ao bombeamento óptico e de um pico ainda mais estreito devido ao efeito coerente do EIA. Aqui vemos que os dois efeitos tem comportamentos opostos com o γ_0 , diminuindo para o caso do EIA com o incremento de γ_0 . Uma competição entre estes dois efeitos leva a uma diminuição efetiva ou não da absorção comparado ao caso linear (na ausência do acoplamento $V_2 = 0$). Como é observado para o valor de $\gamma_0 = 0,3$ MHz, um comportamento intermediário acontece. Aqui observamos mesmo tendo um aumento da absorção na ressonância, logo fora do pico de EIA observamos uma diminuição dela. Por outro lado, para o valor de $\gamma_0 = 1,2$ MHz a absorção sempre é menor ao caso linear mesmo tendo o

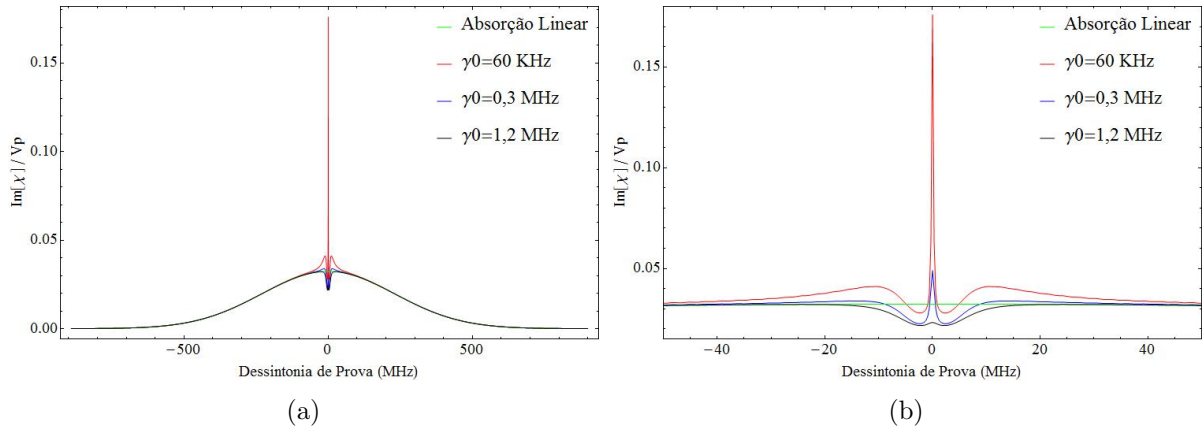


Figura 2.8: (a) Parte imaginária da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de γ_0 com $V_2 = 0,4$ e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.

pico de EIA bem pequeno presente.

Devido a que nosso valor experimental de γ_0 é aproximadamente igual à 1,2 MHz, o aparecimento do efeito de EIA é importante. Para determinar o dito anteriormente, fazemos uma caracterização dela com a frequência de Rabi do acoplamento V_2 . Os resultados são mostrados nas figuras 2.9a e 2.9b, onde observamos um aumento tanto do efeito de bobeamento óptico quanto do efeito de EIA com o valor de V_2 . Obtendo, portanto a uma diminuição efetiva da absorção e sinal de EIA maior.

Agora analizaremos a parte real da susceptibilidade do feixe de prova em função do valor de γ_0 . Os resultados são mostrados nas figuras 2.10a e 2.10b. Três valores de inclinações são observadas para cada estrutura descrita anteriormente (o “envelope” Doppler, o bobeamento óptico e o EIA). Para o alargamento Doppler, a inclinação da curva de dispersão é bem menor comparada a das do bobeamento óptico e do EIA. Por outro lado, ao comparar as inclinações do bobeamento óptico e do EIA, encontramos que o EIA possui o maior valor. Este comportamento é independente do valor de γ_0 , só diminuindo a intensidade do sinal, e não a inclinação, com o

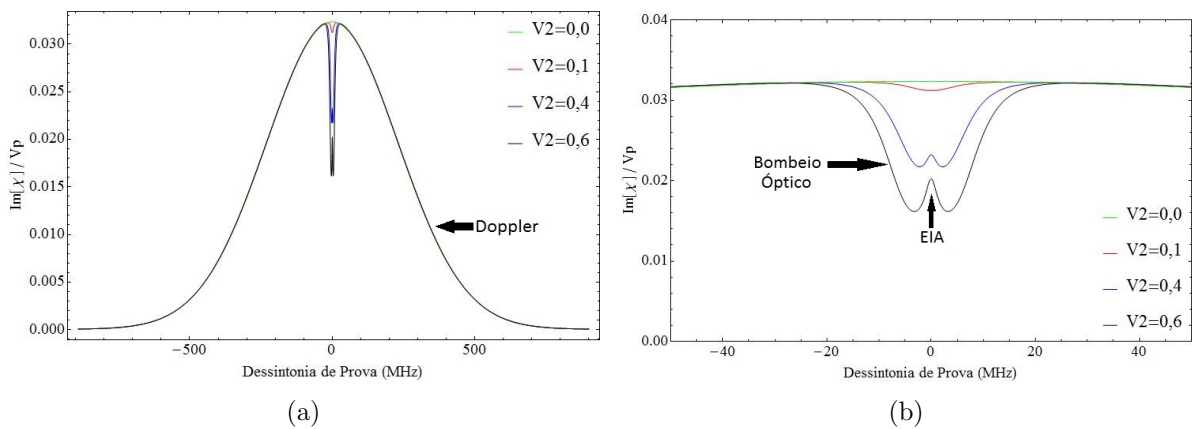


Figura 2.9: (a) Parte imaginária da coerência atômica σ_{23} para diferentes valores de V_2 com $\gamma_0 = 1,2$ MHz e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.

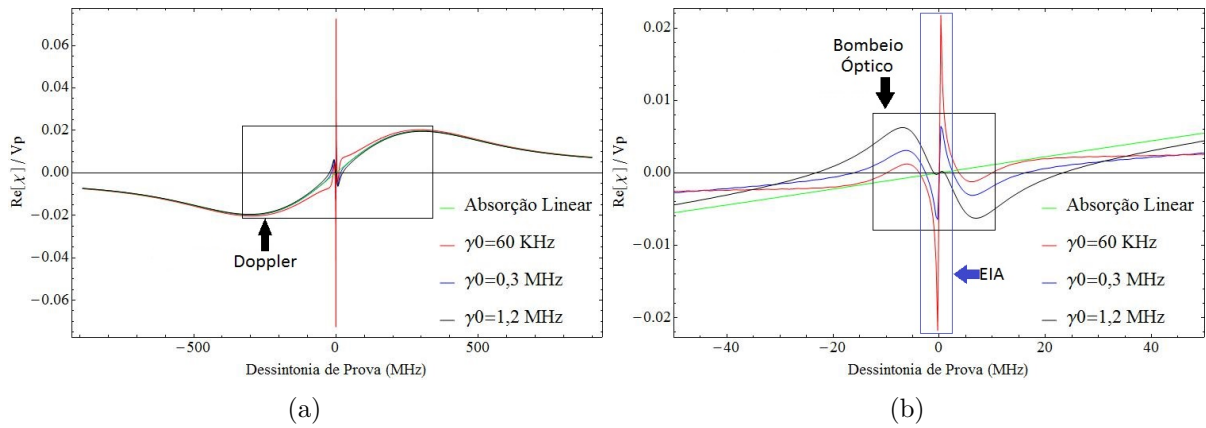


Figura 2.10: (a) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova para diferentes valores de γ_0 com $V_2 = 0,4$ e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.

incremento do γ_0 (ver figura 2.10b)⁹.

A intensidade do sinal de dispersão, tanto para o bombeamento óptico quanto para o EIA, pode ser aumentado com a frequência de Rabi do acoplamento V_2 (diretamente relacionado com a potência do acoplamento) como é mostrado nas figuras 2.11a e 2.11b, onde observamos um leve incremento no valor da inclinação da curva. As figuras foram obtidas usando um γ_0 igual à 1,2 MHz.

Transmissão

Experimentalmente mede-se a transmissão do feixe de prova ao atravessar um meio atômico e não sua susceptibilidade, então, é necessário estudar o comportamento dela em função dos parâmetros γ_0 e V_2 com o objetivo de compará-los com nossos resultados experimentais apresentados no capítulo 3.

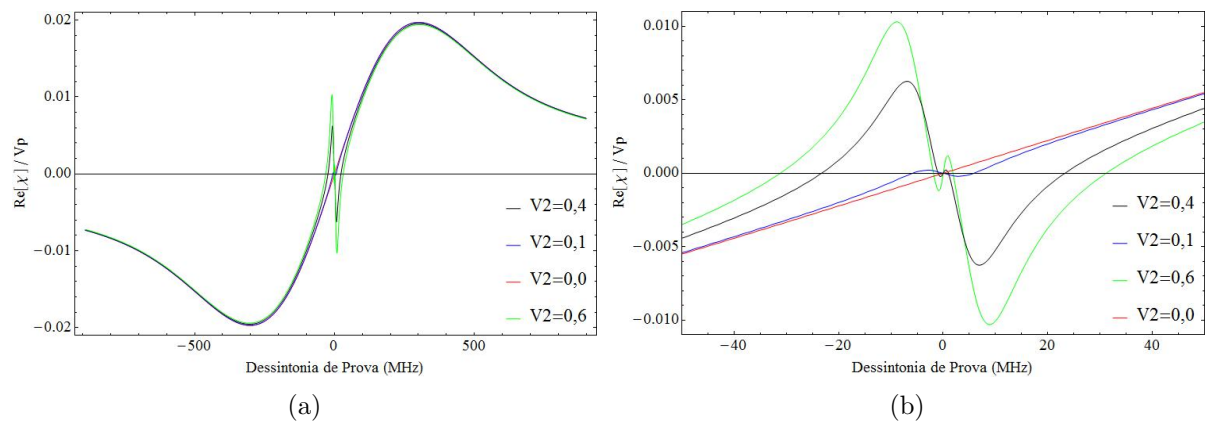


Figura 2.11: (a) Parte real da susceptibilidade do feixe de prova para diferentes valores de V_2 com $\gamma_0=1,2$ MHz e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.

⁹Na figura 2.10b para os $\gamma_0 = 60$ KHz e $\gamma_0 = 0,3$ MHz um fator de compensação de 0,3 e 0,5 foi inserido respectivamente, a modo de os comparar melhor com as curvas obtidas para os outros valores de γ_0 .

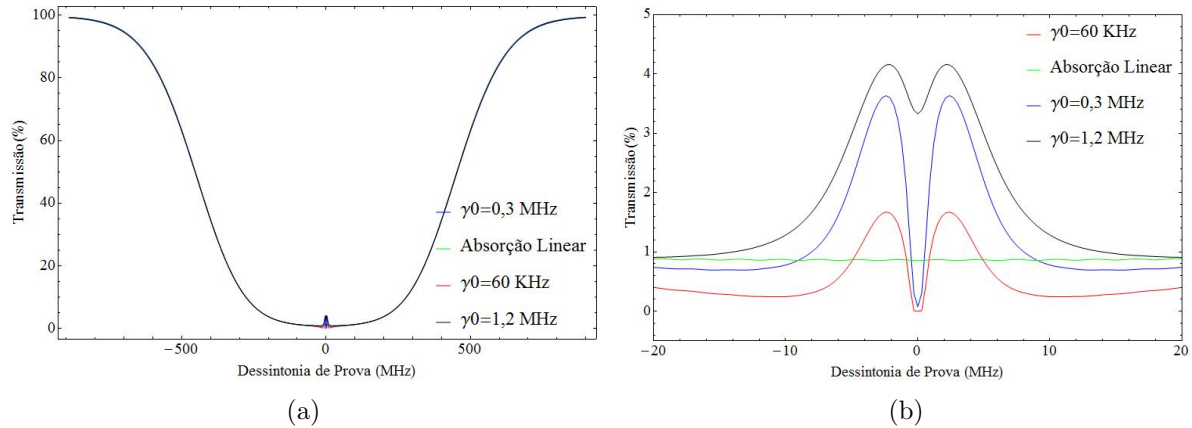


Figura 2.12: (a) Transmissão do feixe de prova para diferentes valores de γ_0 com $V_2 = 0,4$ e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.

Definimos a transmissão pela seguinte expressão

$$T = 100 \times \exp(-\alpha d_{\text{célula}}) \quad [\%] \quad (2.103)$$

onde α é o coeficiente de absorção obtido da equação (2.102) e $d_{\text{célula}}$ é o comprimento do meio pelo que se propagam os feixes.

Os resultados são mostrados nas figuras 2.12a e 2.12b em função de γ_0 , e nas figuras 2.13a e 2.13b em função de V_2 (frequência de Rabi do acoplamento). Basicamente são observados dois vales (envelope Doppler e EIA) e um pico (bobeamento óptico), onde os efeitos de bobeamento óptico e do EIA aumentam com incrementos dos parâmetros mencionados acima.

Aqui apresentamos as curvas de transmissão para duas faixas de dessintonia (2 GHz e 100 MHz) com o objeto de enxergar tanto as estruturas em torno da ressonância quanto o envelope Doppler.

A figura 2.14 mostra a transmissão do feixe de prova quando o feixe de prova e o feixe de acoplamento estão em ressonância em função de V_2 para diferentes valores de γ_0 .

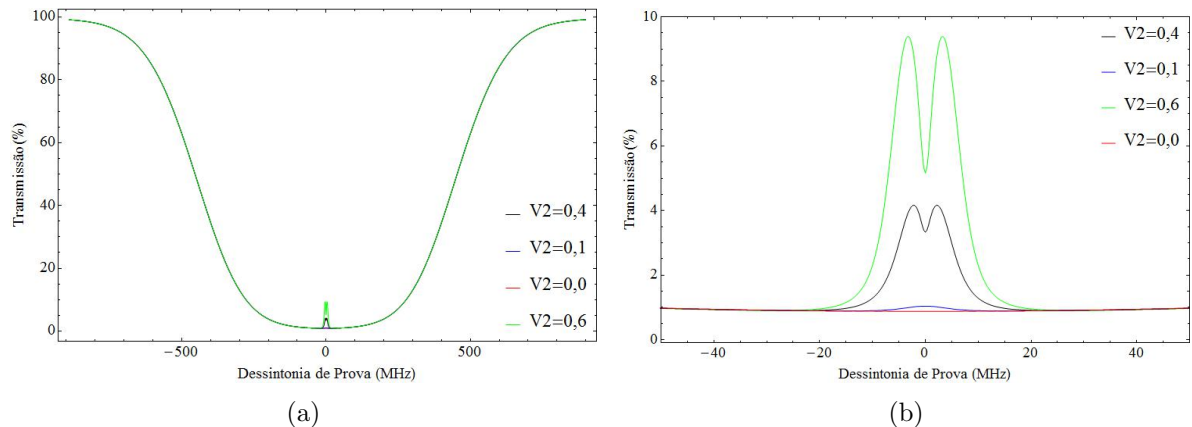


Figura 2.13: (a) Transmissão do feixe de prova para diferentes valores de V_2 com $\gamma_0 = 1,2$ MHz e com uma dessintonia de feixe de acoplamento de 2 GHz. (b) “Zoom” da figura (a) em torno da frequência de ressonância.

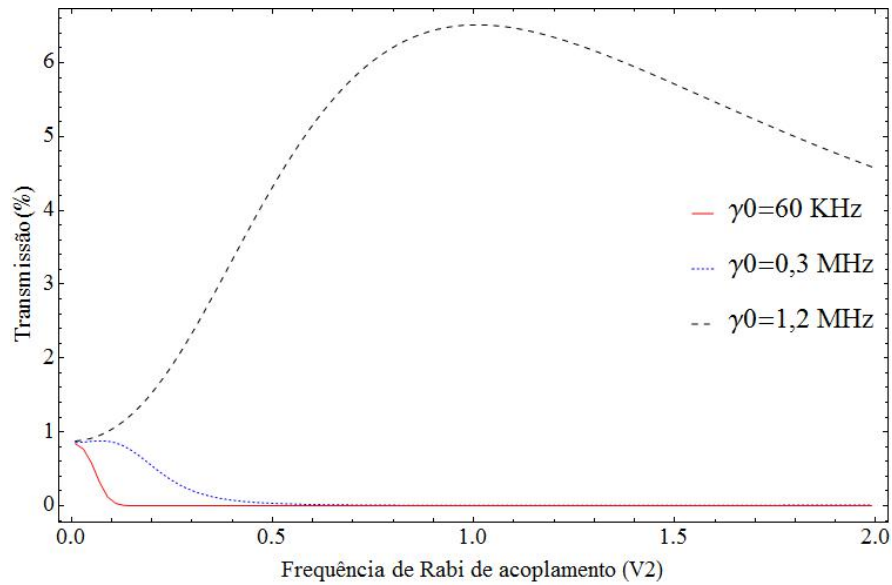


Figura 2.14: Transmissão do feixe de prova em função de V_2 para diferentes valores γ_0 .

O fato da transmissão aumentar com o γ_0 é interessante já que os requerimentos de resfriar os átomos ou uma boa estabilidade dos lasers (estes requerimentos levam a um valor $\gamma_0 \sim 0$) não serão precisos, fato que encorajou o uso deste fenômeno coerente em experimentos de clonagem de imagens, em comparação com experimentos feitos anteriormente explorando só o fenômeno de EIT.

Capítulo 3

Aparato experimental e Caracterização Espectral do EIA

Este capítulo descreve o planejamento e construção da instrumentação necessária para a realização dos experimentos de clonagem de imagens (a qual é parte importante no trabalho aqui apresentado). Aqui, começamos primeiro descrevendo a montagem, construção e caracterização dos sistemas lasers. A seguir, falamos sobre a espectroscopia de saturação, técnica útil na calibração das frequência do lasers. Também, discutimos a estabilização e travamento em frequência de um dos lasers e a construção de uma célula de vapor atômico na qual serão realizados os experimentos. Finalmente, são apresentados os resultados experimentais da caracterização espectral do efeito de absorção induzida eletromagneticamente (EIA).

3.1 Sistemas Lasers

Para realizar as experiências de clonagem, precisamos de lasers estáveis e simples de sintonizar nas frequências de transição do átomo de rubídio. Além disso, os lasers precisam ter uma largura de linha estreita o suficiente para distinguir entre as linhas hiperfinas do dito átomo.

Nosso aparato experimental consiste de dois lasers de diodo em configuração de cavidade estendida com características similares. Portanto, descreveremos a construção, caracterização e controle em frequência só de um deles. A vantagem de possuir dois sistemas lasers é ter uma maior potência no feixe de acoplamento usado no experimento de clonagem com luz parcialmente coerente (a ser descrito no capítulo 6), isto devido a que o processo de geração de dita luz é pouco eficiente.

Os lasers são sintonizados e um deles travado¹ na frequência de transição $F=2 \rightarrow F'=3$ da linha D_2 dos átomos de rubídio 87 a qual tem um comprimento de onda próximo de 780 nm.

3.1.1 Construção dos lasers de diodo em cavidade estendida

O laser de diodo em cavidade estendida tem três componentes básicos: um laser de diodo comercial, uma lente de colimação, e uma grade de difração. O diodo usado é um laser de diodo DL-7140-210S fabricado por Sanyo Electric. Co. e comprado da Thorlabs Inc. O comprimento

¹Por motivos de limitações de componetes ópticos só foi possível travar um dos sistemas lasers.

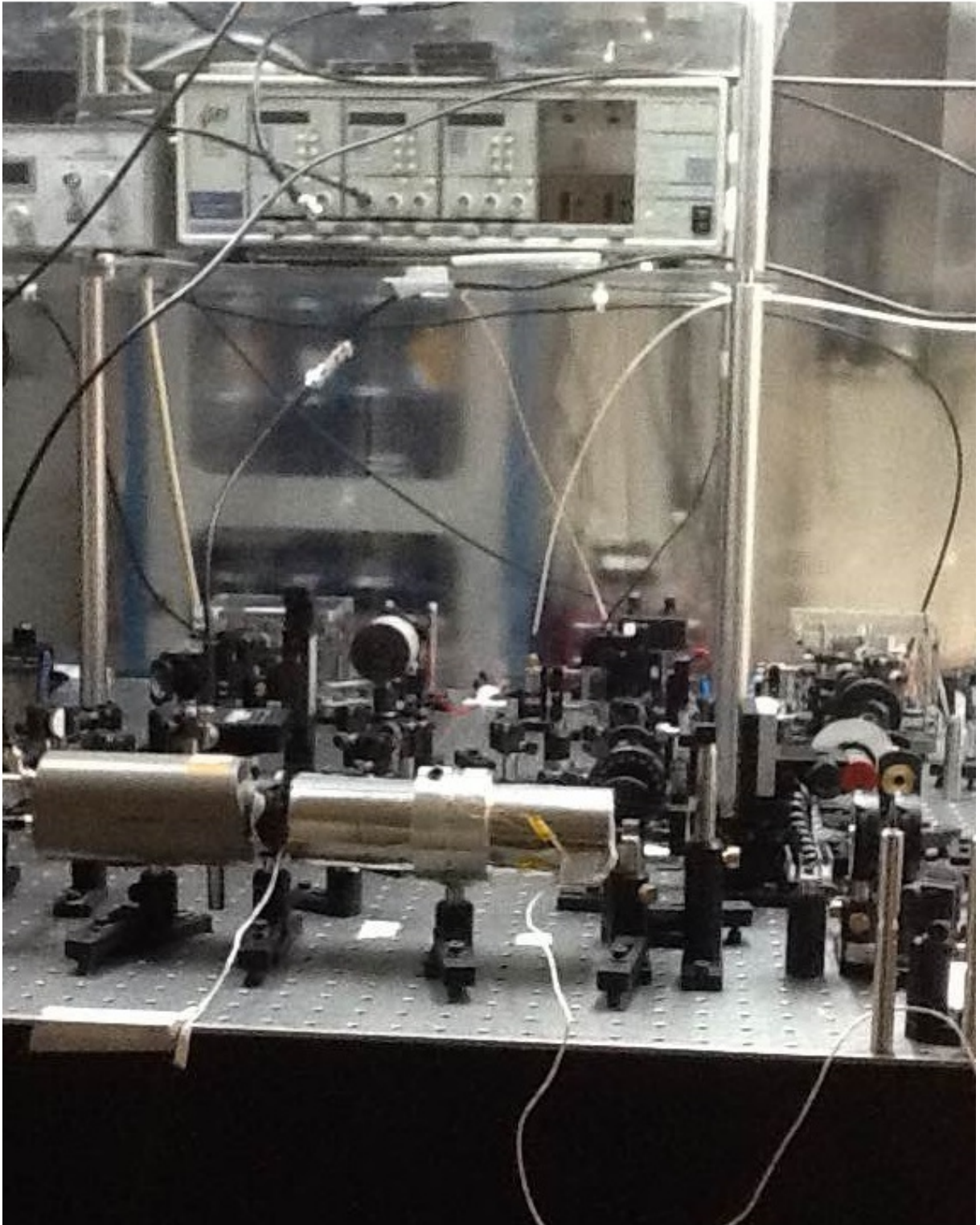


Figura 3.1: A mesa óptica. A imagem mostra a seção da mesa ocupada pelos lasers e a óptica do experimento.

de onda típico de emissão do diodo é 785 nm. A potência óptica máxima de saída é 80 mW. Especificações adicionais fornecidas pelo fabricante são mostrados na tabela 3.1.

O sistema laser foi modificado do desenho original da referência [59], onde o ângulo da grade foi ajustado para trabalhar em 780 nm. As peças do sistema foram fabricadas na oficina mecânica do grupo e montado em nosso laboratório. As peças fabricadas foram:

- Um bloco de cobre a qual serve de suporte do diodo;
- Um bloco de alumínio a qual sustenta uma peça chamada “flexure mount” (MFM-050) da empresa Newport. Esta peça é de aço, e é muito resistente e flexível; ela serve como conexão entre a grade de difração e o braço que é fixado na base do laser;
- Uma base de cobre de 75 mm x 65 mm e de espessura de 20 mm, a qual sustentará tanto o suporte do laser quanto o suporte da grade, além de servir como reservatório do calor retirado do laser; e
- Por último, foi construído um bloco de aço de 80 mm x 80 mm x 80 mm a qual é juntada com a base de cobre para dar uma maior estabilidade mecânica ao sistema.

Além disso, são usadas duas camadas de borracha anti-vibratória “Sorbothane” debaixo do bloco de aço, usada com o objetivo de evitar transmissão de vibrações mecânicas externas para a cavidade laser. O diagrama do sistema laser em configuração de cavidade estendida é mostrado na figura 3.2.

A cavidade externa é formada pela superfície da face traseira do próprio diodo e a grade de difração, a qual é usada como acoplador de saída seletor de comprimento de onda. Na configuração Littrow [60] (ver figura 3.2), adotada em nosso sistema, o feixe de primeira ordem difratado da grade é retrorefletido na cavidade fornecendo a retroalimentação óptica. Os diodos semicondutores são muito sensíveis a retroalimentação devido a possuir uma largura de banda de ganho larga.

Tabela 3.1: Características elétricas e ópticas do laser usado nesta tese.

Parâmetro	Símbolo	Condição	Min	Tip.	Max.	Unidade
Potência de saída	P_0	CW	-	-	80	mW
Temperatura de operação	T_{op}	-	-10	-	60	$^{\circ}\text{C}$
Corrente de limiar	I_{th}	CW	-	30	50	mA
Corrente de operação	I_{op}	$P_0 = 70 \text{ mW}$	-	100	140	mA
Voltagem de operação	V_{op}	$P_0 = 70 \text{ mW}$	-	2,0	2,8	V
Comprimento de onda	L_p	$P_0 = 70 \text{ mW}$	775	785	800	nm
Divergência Perpendicular	Q_v	$P_0 = 70 \text{ mW}$	15	17	20	$^{\circ}$
Divergência Paralela	Q_h	$P_0 = 70 \text{ mW}$	6	8	10	$^{\circ}$
Eficiência diferencial	dP_0/dI_{op}	-	0,6	1,0	1,4	mW/mA
Corrente de monitoramento	I_m	$P_0 = 70 \text{ mW}$	0,10	0,25	0,6	mA
Astigmatismo	As	$P_0 = 70 \text{ mW}$	-	-	10	μm

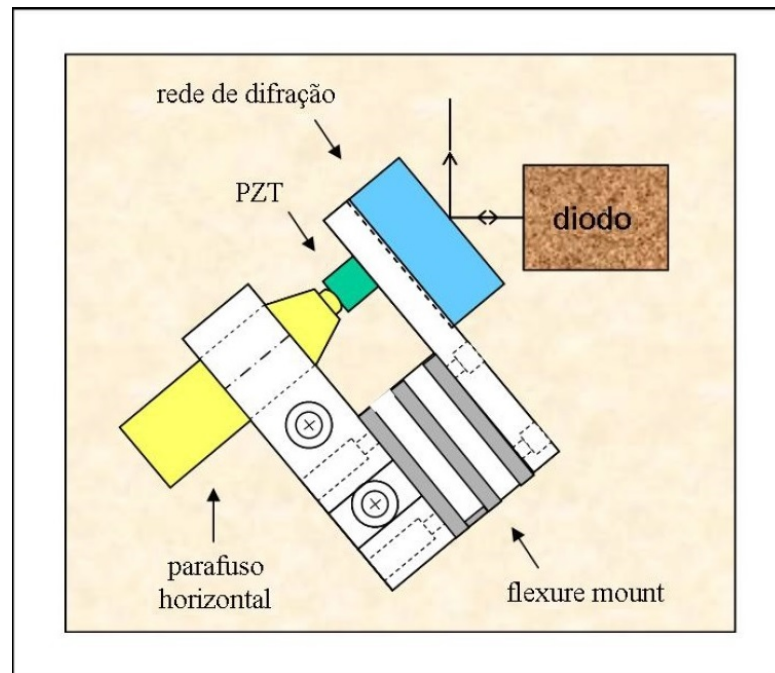


Figura 3.2: Esquema da cavidade laser (vista superior). Figura reproduzida da referência [59].

A reflexão de ordem zero da grade forma o feixe de saída. O comprimento de onda emitido pode ser sintonizado mediante a rotação (ajuste grosso) e translação (ajuste fino) da grade de difração mudando ao mesmo tempo a direção do feixe de saída. Na prática, a potência de saída de nosso sistema laser foi de aproximadamente 40 mW.

O ângulo de incidência entre a grade e o feixe laser tem que cumprir a condição Littrow [61]

$$\lambda = 2dmsin\alpha \quad (3.1)$$

onde m é a ordem de difração, d é o espaçamento na grade, α é o ângulo da grade, e λ é o comprimento de onda do laser em 780 nm.

A grade usada no sistema laser foi fornecida por Thorlabs Inc. (GH13-18V), a qual tem um ranhuras de 1800 linhas/mm, ou um espaçamento de $d=0,556 \mu\text{m}$. A eficiência de difração na 1ª ordem medida é $\sim 70\%$. O ângulo da grade α é de $\sim 45^\circ$ para um laser de saída de 780 nm. A fim de alterar o comprimento da cavidade com um controle elétrico, inserimos uma componente piezoelétrica “PZT” (AEO505D08F) entre o parafuso de ajuste da grade e o braço móvel da montagem. A tensão máxima que pode ser aplicada sobre o piezoelétrico é de 150 V, e seu deslocamento é de $0,061 \mu\text{m}/\text{V}$.

O controle da corrente e da temperatura do laser é feito usando o controlador LDC 500 da empresa “Stanford Research Systems” (SRS). Este controlador proporciona uma estabilidade na corrente de até 0,01 mA e uma estabilidade na temperatura de 0,001 K.

Ao final, o tamanho do sistema laser foi de 140 mm x 120 mm x 140 mm. A montagem experimental final pode ser apreciada nas figuras 3.3, onde pode-se observar as conexões elétricas assim como as diversas peças construídas e descritas acima.

A construção do laser em cavidade estendida é relativamente simples, mas para atingir seu funcionamento em modo único em um das linhas centrais do Rb 87 pode ser demorado e

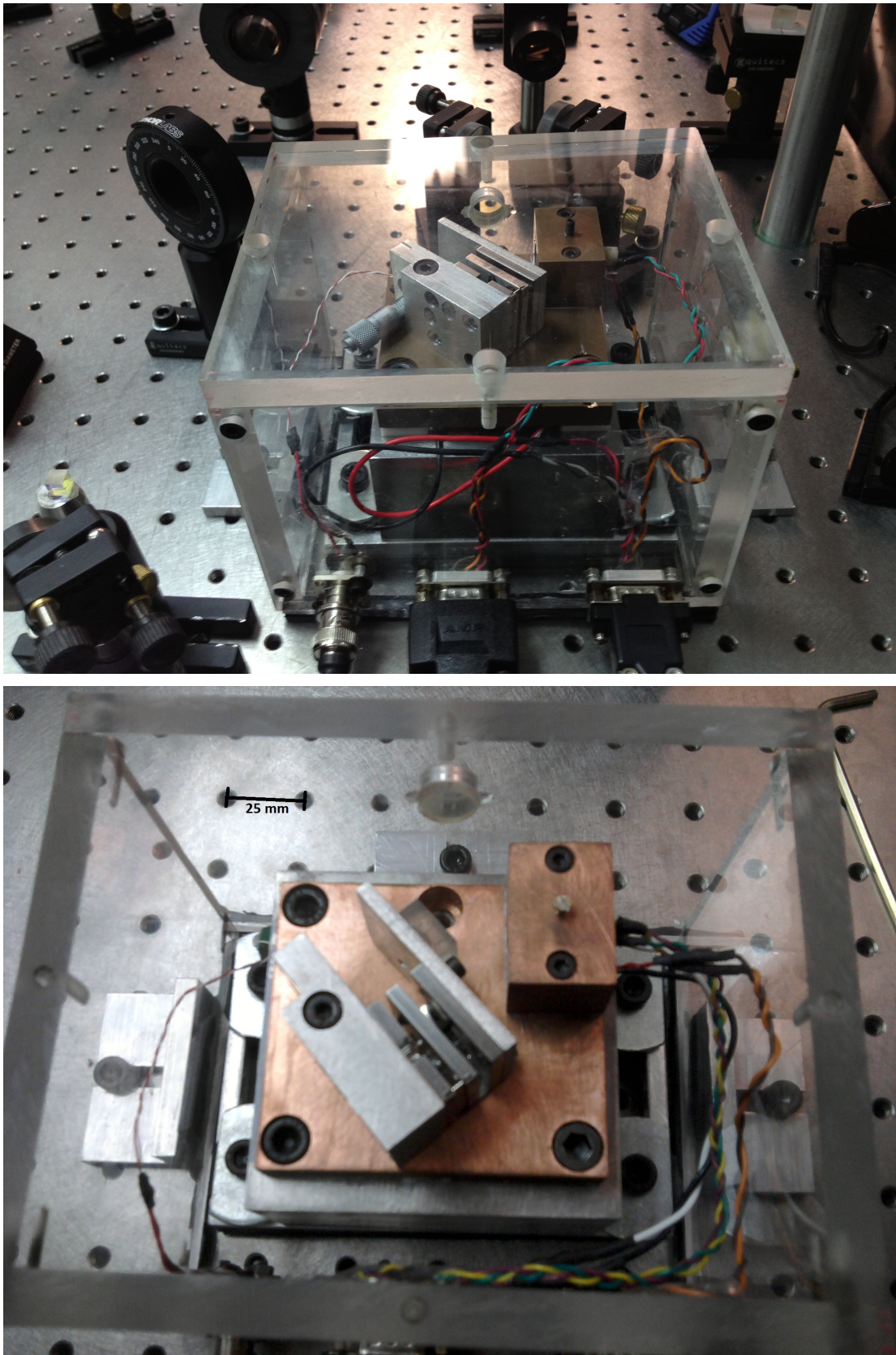


Figura 3.3: O laser de diodo em cavidade estendida na configuração Littrow. (Figura Superior) Vista lateral. (Figura Inferior) Vista superior.

tecnicamente difícil. Detalhes do procedimento usado para alinhar o laser é descrito aqui: O ponto de início é colimar o laser de diodo. Este é realizado usando um tubo de colimação da Thorlabs, modelo LT230P-B. O tubo de colimação tem uma lente de distância focal de 4,5 mm e uma abertura numérica de 0,55 (ver figura 3.4). Nós apontamos o feixe laser a uma parede distante ~ 2 m. Então monitoramos o feixe usando um visor infravermelho enquanto usamos uma chave de “fenda” para ajustar continuamente a distância entre a lente de colimação e o laser de diodo até que o tamanho do feixe na parede seja minimizado. Depois que o laser de diodo é colimado, nós ajustamos a direção de polarização à vertical. Este é realizado usando um cubo divisor de feixe por polarização (PBS) e um medidor de potência. Quando a potência do feixe laser transmitido através do PBS é minimizado, a polarização do feixe de saída é vertical.

Os lasers de diodo tem um perfil do feixe inerentemente elíptico devido à geometria da junção do diodo. Nós usamos um par de prismas anamórficos (Thorlabs PS875 3.0 X), externos a cavidade, para transformar o feixe elíptico emergente da lente de colimação em um feixe quase circular. O par de prismas anamórficos realizam isto expandindo o feixe só em uma direção enquanto a outra direção permanece inalterada.

Os lasers de diodo em cavidade estendida são muito sensíveis a retroreflexões de luz neles. Portanto, isolamento de pelo menos 30 dB é tipicamente recomendado para uma cavidade de comprimento de 1 cm à 10 cm [62]. Nós usamos um isolador óptico (IO-3D-780-PBS fabricado pela OFR) para eliminar as retroreflexões. O isolador óptico consiste de um rotor de Faraday e dois polarizadores os quais são girados 45° relativamente um ao outro. Após a luz propagar-se através do primeiro polarizador e o rotor de Faraday, ele é rotado 45° , i.e. a mesma direção do segundo polarizador. Portanto, luz retornando desde qualquer superfície refletora experimenta uma rotação adicional de 45° em seu retorno, sendo sua polarização agora ortogonal ao feixe de saída e filtrado pelo primeiro polarizador. A isolacão medida foi de aproximadamente 40 dB.

Após o laser de diodo ser colimado, o perfil do feixe corrigido, e a isolação óptica assegurada, a potência de saída e a corrente de limiar foram medidas. Isto foi realizado alinhando a vertical da grade observando a potência de saída usando um visor IR em função da corrente de injeção do diodo.

A corrente de limiar é a corrente mínima necessária para que o diodo emita luz laser. Para

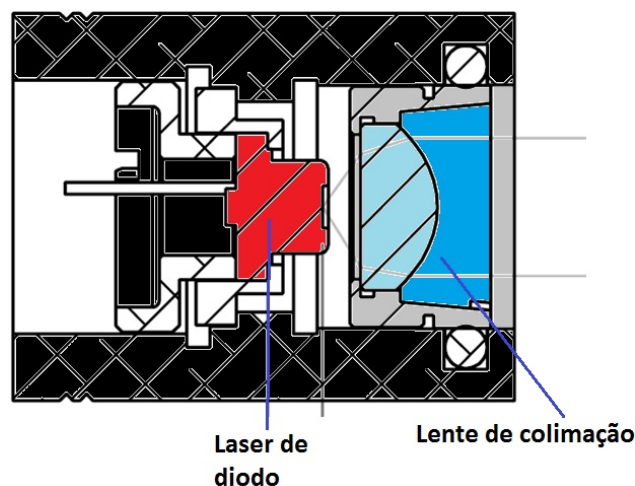


Figura 3.4: Diagrama esquemático do tubo de colimação do laser de diodo.

o valor desta corrente, o feixe de saída deve ser bastante brilhante na posição vertical exata que otimiza a retroalimentação no diodo. Quando o alinhamento da grade é feito, é importante ter certeza que o limiar obtido não seja um mínimo local, mas o valor do mínimo global. Se há mais que um valor vertical que otimiza o laser de saída perto do limiar ou o feixe de saída projetado numa superfície distante consiste de mais que um único ponto colimado, a falha poder ser devido a imperfeições no chip, sujeira, ou arranhões sobre a grade, a janela de saída ou a superfície da lente de colimação.

A seguir, nós inserimos o feixe laser através de uma célula de vapor com átomos de rubídio com abundância natural (Triad Tech TT-RB-75-V-P). A frequência do laser é mudada suavemente ajustando o ângulo horizontal da grade e o comprimento da cavidade. Normalmente, realizamos ajustes pequenos no alinhamento horizontal da grade com o PZT sendo varrido, podendo facilmente ver fluorescência. Se não observamos fluorescência a qualquer ângulo da grade dentro do faixa de sintonia, então o mais provável é uma discontinuidade na sintonia da frequência na linha de absorção no valor desejado.

Se é difícil encontrar a fluorescência através da inclinação da grade, é necessário operar o laser a uma temperatura e/ou corrente diferente. A corrente deve ser mudada por vários mA e o procedimento repetido. Se isso ainda não funciona, a temperatura deve ser alterada para cima ou para baixo. Após o ângulo horizontal da grade foi ajustado para aproximadamente o comprimento de onda correto, o alinhamento vertical deve ser refeito utilizando o procedimento descrito para a corrente de limiar. Às vezes, quando se está próximo ao final da faixa de sintonia da grade, a saída do laser sofre um pulso de modo para frente ou para trás, ou a potência divide-se entre duas frequências muito diferentes. Uma delas é fixa, a frequência de “funcionamento livre” no qual o laser irá operar se houver pouca ou nenhuma retroalimentação da grade, e a outra é a frequência dependente do ângulo definida pela grade. A grade está apropriadamente alinhada quando a fluorescência da célula de vapor e o espectro do laser da cavidade de Fabry-Perot estão no modo único. Se a célula de vapor fluoresce mas o laser é multimodo, um processo iterativo de ajuste da corrente do laser e ajuste da grade é necessário. Ao final, ajustamos a temperatura do diodo para otimizar o seu funcionamento. Normalmente definimos a corrente de operação perto de 110 mA (para a segurança dos diodos de laser), que é um pouco abaixo da corrente de operação nominal indicado pelas especificações técnicas (120 mA). Uma vez que todo o processo é concluído, ele geralmente não precisa ser realizado novamente até que o diodo seja substituído. O funcionamento de um laser de diodo predominantemente depende do diodo específico.

A sintonia continuamente de nossos sistemas lasers foram de 1,5 GHz (atingindo até um valor de 2 GHz para outro sistema). Isto é feito mediante a aplicação de uma voltagem ao PZT acoplado à grade que forma a cavidade. Nosso sistema também apresenta uma grande sintonia através da mudança de sua temperatura, permitindo-nos atingir assim todas as frequências de transição das duas espécies atômicas de rubídio: 85 e 87. Tipicamente a temperatura de operação dos lasers está entorno dos 18°C.

Uma largura de linha de 1 MHz foi estimado para estes sistemas lasers, através do batimento em frequência dos dois sistemas, embora nós acreditemos que ele seja ainda menor, devido a que nossa estimativa foi realizada só com um dos lasers travado. Isto fez com que o sinal de

batimento “andasse” muito, dificultando assim a medição da largura de linha (uma primeira estimativa foi realizado com os dois lasers sem travar, mas o sinal andava ainda mais).

Uma última característica de nossos sistemas é sua grande estabilidade mecânica, precisando só ajustar a grade uma vez por semana.

3.2 Espectroscopia de saturação

Devido ao movimento térmico dos átomos de rubídio dentro da célula, as ressonâncias hiperfinas do dito átomo são ocultadas, já que a largura de linha Doppler resultante é aproximadamente 0,5 GHz várias vezes maior que a separação entre ditas transições. No início dos anos 70, Schawlow e Hansch [63] desenvolveram uma forma prática de usar interações não-lineares de laser com átomos para produzir espectros sem alargamento Doppler. Sua técnica, é conhecida como espectroscopia de absorção saturada.

Então, para determinar o comprimento de onda do laser com uma resolução da ordem do MHz, é preciso realizar experiências de espectroscopia de absorção saturada. Estas experiências fornecem a maneira mais simples de determinar a estabilidade de frequência de curto e longo prazo, e o comportamento da sintonia em frequência do laser. Além disso, eles são essenciais para estabilizar ativamente a frequência de saída do laser com uma alta sensibilidade.

A figura 3.5 mostra o esquema experimental simplificado da disposição dos elementos ópticos necessários para a espectroscopia de absorção saturada. Pegamos uma pequena quantidade de luz do laser de saída, através de uma cunha de vidro de 3/8” que divide o feixe laser em três partes, dois feixes menos intensos e um feixe mais intenso (não mostrado na figura 3.5). Um dos dois feixes fracos (~ 2 mW) é usado para o experimento de absorção saturada, a qual é mostrado na figura 3.5 como sendo o feixe saindo do laser.

Na configuração escolhida, o feixe de bombeio é gerado ao passar por uma lâmina de vidro e o feixe de prova é produzido pela reflexão do próprio feixe de bombeio em um espelho dielétrico situado após a célula de vapor (Triad Tech TT-RB-75-V-P). Esta célula contém átomos de rubídio, com uma abundância natural de 28% do isótopo 87 e de 72% do isótopo 85, além de possuir um sistema de aquecimento simples, a qual consiste de uma fita de aquecimento adesiva (HT10K fornecida pela Thorlabs Inc.) e duas camadas de espuma térmica. A temperatura

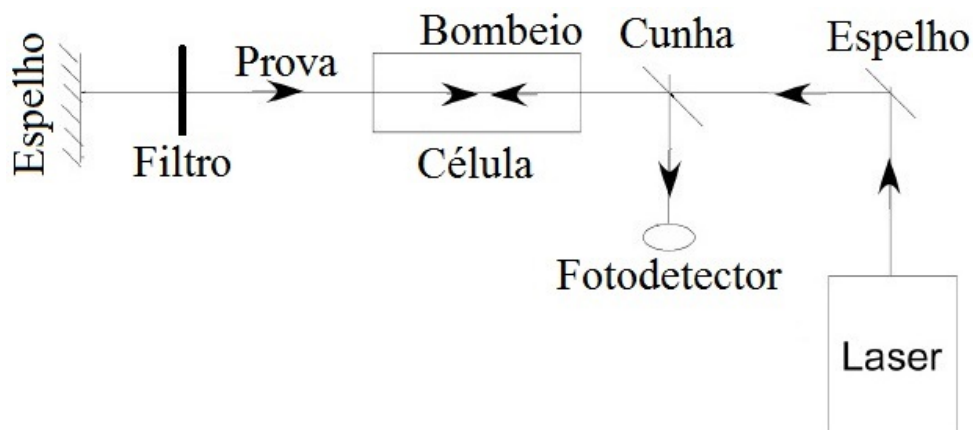


Figura 3.5: Esquema experimental do sistema de absorção saturada.

típica de operação desta célula é de 30°C.

Logo que o feixe de prova atravessa a célula, é refletido pela lâmina de vidro e sua intensidade detectada por um fotodiodo localizado logo após a lâmina (lado direito da figura 3.5). Nós monitoramos o sinal de transmissão em um osciloscópio em função do tempo enquanto uma modulação triangular na tensão é aplicada ao PZT da grade de difração para mudar a frequência do laser através de todo o perfil Doppler. Assim, os ajustes de amplitude, frequência e offset desta modulação servem como um controle de “zoom” sobre uma região específica do espectro de absorção.

A figura 3.6 mostra o espectro de transmissão saturada obtido para a transição $F=2 \rightarrow F'$ da linha D_2 do rubídio 87.

Desde que a espectroscopia de absorção saturada é muito importante para nosso experimento, discutimos a física brevemente aqui. O feixe de bombeio muda as populações dos estados atômicos e o feixe de prova detecta estas mudanças. Devido ao efeito Doppler, apenas os átomos com uma determinada velocidade v estarão em ressonância com o feixe de bombeio e serão excitados. Este processo de excitação (dependente da velocidade) muda as populações de duas maneiras. Uma maneira é chamada de “Bombeamento hiperfino” e a outra de “saturação”. Bombeamento hiperfino é o maior dos dois efeitos, e refere-se ao bombeio óptico entre os níveis hiperfinos dos estados $5^2S_{1/2}$ (ver figura A1 no apêndice). Suponha que o laser pode excitar um átomo do estado fundamental $F=1$ para o estado excitado $F'=1$. A regra de seleção ΔF indica que este estado excitado pode decair de volta para o estado fundamental $F=1$ ou $F=2$ com

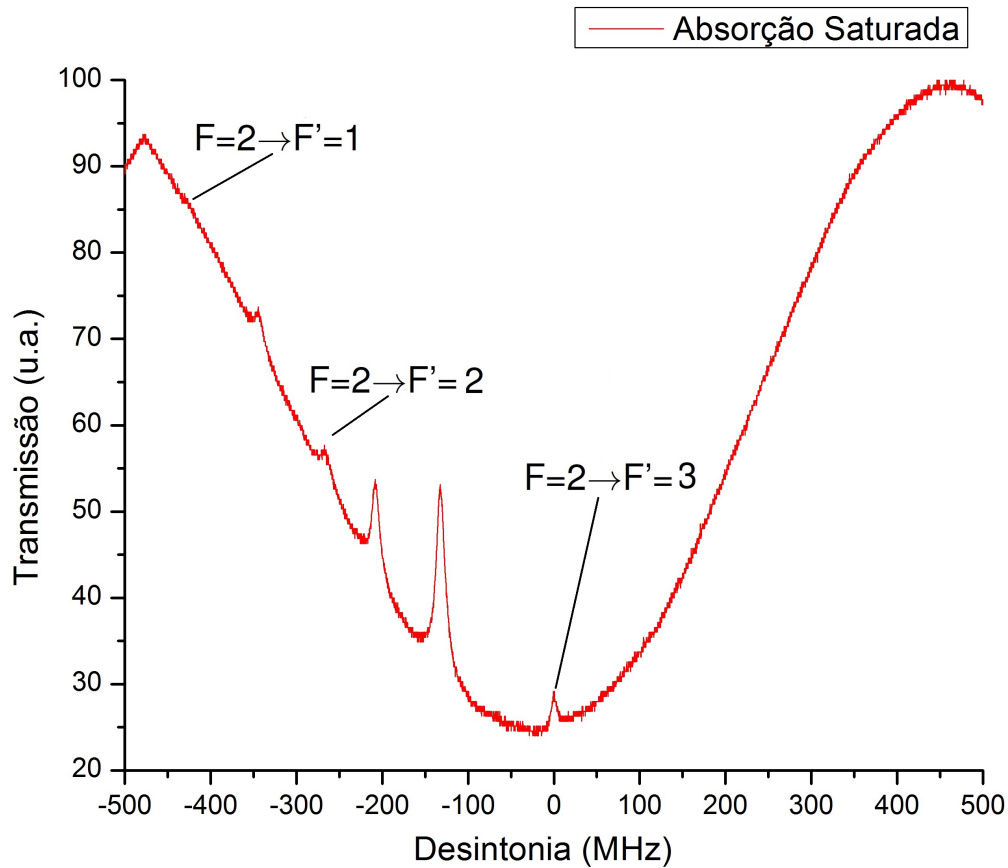


Figura 3.6: Sinal de absorção saturada da linha D_2 do isótopo do rubídio 87 $F=2 \rightarrow F'$.

probabilidades mais ou menos comparáveis. Quando o átomo decai de volta para o estado $F=1$, será excitado de novo e o processo repete-se. Assim, depois de um curto intervalo de tempo, a maioria dos átomos serão deixados no estado $F=2$. Se a intensidade do laser é suficiente forte para excitar os átomos em escalas de tempo de microssegundos, ele causará uma mudança significativa na população dos níveis $F=1$ e $F=2$. Similar bombeio hiperfino irá ocorrer para qualquer excitação onde o estado excitado pode decair de volta para um dos estados fundamentais que é diferente do estado fundamental inicial. O outro processo pelo qual a excitação laser muda a população do estado fundamental é a “saturação”. Quando um átomo é excitado para um nível F' que vai ficar cerca de 28 ns neste nível antes de ele decair para o estado fundamental e se a intensidade do feixe de bombeio é fraca, o átomo vai ficar no estado fundamental por um tempo muito mais longo antes que seja re-excitado. Portanto, em média, a maioria dos átomos estarão no estado fundamental. Mas, se a intensidade do feixe de bombeio é suficientemente forte, isto irá excitar o átomo muito rapidamente. No limite de intensidade forte, a metade da população estará no estado fundamental e a outra metade estará no estado excitado. Saturação ocorrerá tanto em transições que têm bobeamento hiperfino quanto nas que não tem. É, pelo geral, um efeito menor ao de bombeamento hiperfino. Bombeamento hiperfino irá ocorrer para intensidades de luz muito menores do que para a saturação. As intensidades utilizadas em espectroscopia de absorção saturada são fracas o suficiente para que o efeito de bombeamento hiperfino domine o efeito de saturação.

Portanto, para átomos com uma velocidade $v = 0$ na região em que o feixe de prova e o feixe de bombeio se sobreponham podem absorver luz de ambos feixes. Por exemplo, para a transição $F=1 \rightarrow F'=1$ (ver figura A1 no apêndice), o feixe de bombeio esgota a população do estado $F=1$, de modo que o feixe de prova irá passar através da célula de vapor com absorção reduzida, mostrando um pico no espectro de transmissão. Para $v \neq 0$, o feixe de prova e bombeio irão interagir com dois grupos diferentes de átomos, para os quais não acontecerá nenhuma mudança. Mas, há algumas linhas espectrais os “*crossover*”, que aparecem como picos no sinal de transmissão. Os picos de crossover aparecem a meio caminho entre quaisquer de duas transições que têm o mesmo nível inferior e dois níveis excitados diferentes. Quando o laser é sintonizado na frequência a meio caminho entre as duas transições, átomos com uma velocidade diferente de zero em particular pode ser simultaneamente ressonante tanto com o feixe de prova quanto com o de bombeio, portanto, têm uma absorção não-linear. A absorção aqui é saturada não em átomos estacionários, mas sim em átomos em movimento de tal modo que os dois feixes são ressonante com as duas transições diferentes ao quadro dos átomos em repouso. Os picos crossover são muitas vezes mais fortes do que as ressonâncias normais, dado que o sinal espectral não-linear resulta do processo de bombeio em vez de saturação.

3.3 Travamento da frequência do laser por dicróismo de vapor atômico

Os lasers descritos na seção anterior são extremamente sensíveis às condições ambientais do laboratório, de tal modo que a cavidade raramente permanece ressonante com alguma linha de transição atômica durante mais que alguns minutos sem que seja necessário um reajuste

das condições do diodo ou do PZT. Os experimentos que exploram os fenômenos de coerência atômica, tal como o EIA, exigem uma performance muito mais estável do que essa, de modo que, nesta seção, é discutida a implementação da técnica de estabilização ativa da frequência dos lasers de diodo por dicróismo de vapor atômico “DAVLL” (acrônimo do inglês *Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*) [64, 65].

O DAVLL emprega um campo magnético para quebrar a degenerescência das componentes Zeeman do sinal de absorção Doppler no vapor atômico e então gerar um sinal de erro que depende da diferença da taxa de absorção entre essas duas componentes. A figura 3.7 (a) mostra um diagrama simplificado do arranjo experimental do DAVLL. Uma pequena parcela da luz produzida pelo diodo laser é utilizada na estabilização, e incide na célula de vapor com polarização linear, o que equivale a uma combinação de quantidades iguais de polarização circular σ^+ e σ^- . Quatro ímãs de ferrite [Figura 3.7 (b)] geram um campo magnético \mathbf{B} estático e homogêneo sobre a célula, paralelo à direção de propagação do feixe, e cuja intensidade é de ~ 150 G. Esse campo tem o efeito de aumentar a energia das transições $\Delta m_F = +1$ e diminuir a energia das transições $\Delta m_F = -1$, de modo que o perfil Doppler percebido pela componente σ^+ é deslocado para uma frequência mais alta enquanto que o perfil percebido por σ^- é deslocado para uma frequência mais baixa.

Após a passagem pela célula, as componentes σ^+ e σ^- são transformadas em duas polarizações lineares ortogonais por uma placa de quarto de onda, e estas são separadas espacialmente por um cubo de polarização (PBS). Esse cubo transmite a polarização vertical e reflete a polarização horizontal, de modo que o eixo rápido da placa de quarto de onda deve ser orientado a 45° do eixo da polarização que incide sobre a célula de vapor. Os feixes separados pelo cubo são então coletados em dois fotodiodos, cujas fotocorrentes são subtraídas.

Quando a frequência do laser é variada através da transição atômica, essa subtração produz um sinal anti-simétrico de amplitude duas vezes maior que a amplitude do sinal do perfil Doppler simples, e que atravessa o zero com uma inclinação adequada para a estabilização. A magnitude ideal do campo magnético, de ~ 150 G, deve ser tal que a separação entre os picos dos perfis Doppler deslocados pelo efeito Zeeman proporcione um intervalo razoável de captura, ao mesmo tempo maximizando a inclinação no zero, e minimizando o alargamento das transições [64]. O

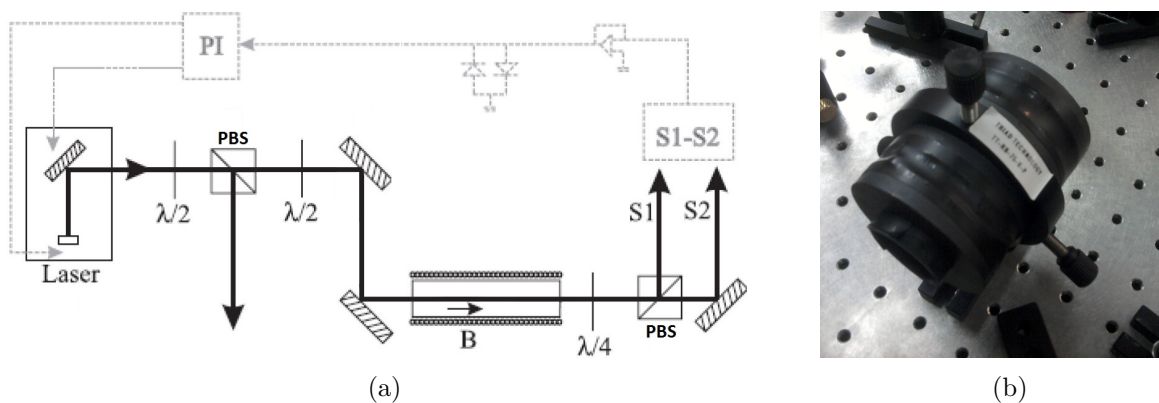


Figura 3.7: (a) Diagrama experimental do sistema de estabilização ativa da frequência do laser por dicróismo de vapor atômico (DAVLL). Figura reproduzida da referência [65]. (b) Célula de vapor com átomos de rubídio com 4 ímãs em anel de ferrite usado no travamento do laser.

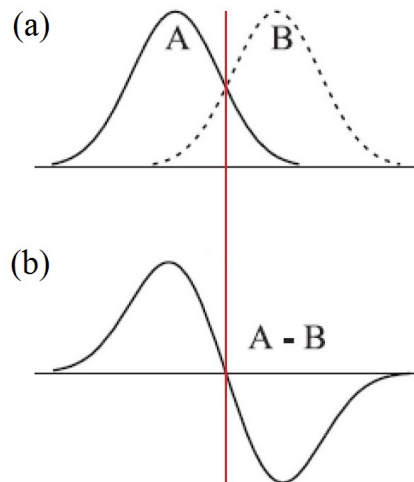


Figura 3.8: A subtração de dois perfis gaussianos com alargamento Doppler e deslocados em frequência (a) gera o sinal DAVLL (b). A linha vermelha mostra o máximo do perfil de absorção sem nenhum campo magnético aplicado.

sinal DAVLL é então enviado à eletrônica de controle que realimenta a tensão no PZT do laser visando manter esse sinal próximo a zero. Para sintonizar o sistema, basta introduzir um nível constante de tensão no PZT, ou simplesmente girar a placa de quarto de onda desiguando o sinal de absorção nos fotodiodos. A figura 3.8 exemplifica o descrito anteriormente.

O arranjo DAVLL proporciona uma estabilização robusta sobre uma larga faixa de frequências, tanto das variações ambientais lentas quanto das flutuações mecânicas e elétricas rápidas e de pequena amplitude. Este arranjo apresenta algumas vantagens sobre os esquemas tradicionais de estabilização, pois não necessita que uma modulação seja aplicada diretamente a frequência do laser, e também não está restrito à sintonia sobre uma ressonância específica, podendo ser travado sobre qualquer parte do espectro Doppler de absorção. Outro motivo que nos motivou ainda mais a utilizar esta técnica é que a transição a ser explorada nos experimentos de clonagem de imagens ($F=2 \rightarrow F'=3$) encontra-se bem próxima do pico da absorção Doppler (ver figura 3.6), condição ideal para o uso de esta técnica. Além disso, encontramos no DAVLL um arranjo simples e de baixo custo.

Os sinal de erro obtido com a técnica DAVLL é mostrado na figura 3.9. Através desta técnica nós conseguimos travar nosso laser na ressonância atômica por um tempo de ~ 2 min. (tempo suficiente para realização dos experimentos). O motivo do curto tempo de travamento é a variação da temperatura do laboratório ao longo do dia, mudando assim a temperatura da placa de quarto de onda a qual não tem algum sistema de estabilização de temperatura, isto faz com que o ponto de travamento se deslocará mudando assim a frequência de travamento do laser. Isto é corrigido facilmente ajustando novamente o ponto de travamento para a frequência desejada.

O deslocamento de nosso laser foi minimizado a menos 1 MHz/min, logrando sintonizá-lo novamente à ressonância usando o procedimento descrito anteriormente.

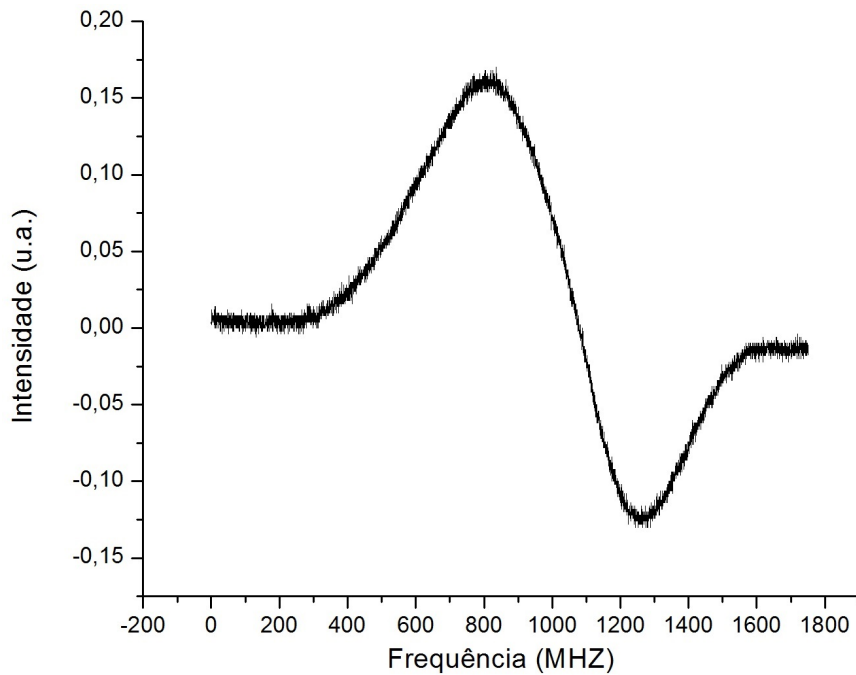


Figura 3.9: Sinal de erro obtida usando a técnica DVLL.

3.4 Célula de vapor atômico

Nos experimentos que exploram os níveis hiperfinos degenerados dos átomos é necessário o controle preciso do campo magnético ao qual estão submetidos. Qualquer campo espúrio quebra a degenerescência dos sub-níveis atômicos, modificando assim a interação dos campos eletromagnéticos com ditos níveis. Para evitar estes efeitos é necessário blindar os átomos dos campos magnéticos externos, ou seja, criar uma região de campo magnético nulo. Para este tipo de tarefa, podem ser usados esquemas de pares de bobinas Helmholtz ou câmaras fabricadas com metais de alta permeabilidade magnética (μ_m). Esses materiais são ligas metálicas de níquel e ferro, como o μ -metal.

Em geral, a principal fonte de campo magnético “espúrio” considerável é o próprio campo magnético terrestre, de aproximadamente 0,5 Gauss. Porém, no ambiente do laboratório, devido à grande quantidade de equipamentos eletrônicos, é muito comum termos fontes adicionais de campos magnéticos alternados na frequência de 60 Hz (e.g. rede elétrica) e seus harmônicos. Todos os campos magnéticos em torno da célula de vapor atômico devem ser suprimidos.

Portanto, foi necessário construir uma câmara especial para nossa célula de vapor atômico. A câmara é constituída de três camadas de μ -metal, basicamente cilindros ocos fechados por duas janelas de vidro pela qual o feixe atravessa a célula.

A célula de vapor atômico (Triad Tech TT-RB87/Ni-20T-25x100-V-Q) contém átomos de rubídio 87 isotopicamente puros e um gas buffer de nitrogênio, e suas janelas estão em ângulo de Brewster de modo a minimizar as perdas por reflexão do feixe incidente.

Nos experimentos de física atômica com níveis degenerados podemos querer quebrar sua degenerescência de maneira controlada. Com esse intuito, a célula de vidro é condicionada num suporte cilíndrico (plástico) no qual foi enrolado um solenóide que nos possibilita submeter a amostra atômica a um campo magnético de alguns Gauss, paralelo à direção de propagação do

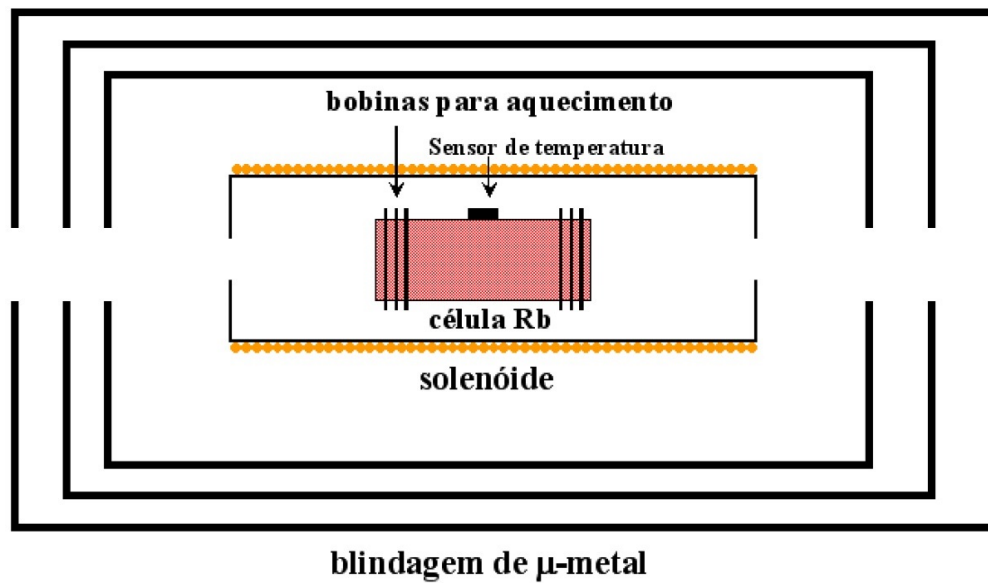


Figura 3.10: Esquema dos elementos que compoem a célula de prova utilizada nos experimentos: blindagem magnética, solenóide, bobinas de aquecimento, sensor de temperatura e célula de vapor de rubídio. Não está apresentado em escala.

feixe laser.

Além disso, a pressão de vapor da amostra atômica (número de átomos no vapor atômico) é bastante sensível à temperatura. Para um maior controle do número de átomos que interagem no experimento temos um sistema de aquecimento que é constituído por algumas espiras de fio resistivo devidamente isoladas por uma capa de fita teflon e enroladas na célula de vidro que contém os átomos. Estas espiras são enroladas na região das bordas da célula para evitar que haja condensação de rubídio nas janelas. Além disso o fio resistivo foi enrolado em configuração bifilar de modo que para cada espira temos uma adjacente em que a corrente esteja invertida para evitar efeitos de campo magnético devido a estas espiras. A temperatura é monitorada usando um termopar (fixo na parede da célula e situado na parte central da câmara) e um multímetro. Uma temperatura de 70°C foi obtida sem nenhuma condensação de rubídio nas janelas da célula e com tempo de estabilização de menos de 30 minutos.

Na figura 3.10 temos o esquema de todo o conjunto (blindagem magnética, solenóide, resistência de aquecimento, sensor de temperatura e célula de vapor de rubídio) que constitui a célula de prova para o experimento.

3.5 Caracterização Experimental das Propriedades Espectrais do EIA

Embora nosso objetivo principal seja eliminar a difração presente na propagação de uma imagem, uma verificação experimental do fenômeno de EIA é preciso se mostrar. Ao longo desta seção nós caracterizaremos completamente as propriedades espectrais do EIA e mostraremos as principais vantagens de seu potencial uso na clonagem de imagens.

Para realizar estas medidas, nós usaremos o arranjo experimental descrito na seguinte seção.

3.5.1 Arranjo Experimental

O diagrama do arranjo experimental utilizado em todas as medidas apresentadas no seguir deste capítulo é mostrado na figura 3.11. Como foi descrito nas seções anteriores dois lasers são usados, os quais identificaremos pelos nomes de laser 1 e laser 2.

O feixe do laser 1 é enviado através de uma fibra óptica “P3-780PM-FC-2FPC” fornecida pela empresa Thorlabs Inc., a qual serve como filtro espacial do feixe, fornecendo um feixe com um perfil gaussiano de intensidade e uma polarização linear fixa (i.e. sem nenhuma mudança devido a flutuações externas²). O uso da fibra foi principalmente devido a que o perfil do feixe laser 1 tem muitas estruturas limitando qualquer análise futuro deste. A potência de operação do laser 1 é de ~ 30 mW, obtendo uma potência máxima logo após a fibra de 10 mW. A seguir, este feixe atravessa uma lâmina $\lambda/2$ a qual nos permite controlar a direção de sua polarização e qual nós sempre manteremos perpendicular à polarização do feixe do laser 2. Finalmente, um telescópio formado pela lentes L1 e L2 é usado para aumentar o tamanho do feixe de um diâmetro de ~ 2 mm à ~ 6 mm. Lembremos também que este laser possui um sistema de travamento em frequência e um sistema de monitoramento da frequência através de espectroscopia de absorção saturada, os quais não são mostrados na figura 3.11.

O alinhamento do feixe do laser 2 é mais simples devido a não possuir um sistema de travamento nem atravessar uma fibra óptica, além dele compartilhar o sistema de monitoramento de frequência com o outro laser. Isso impossibilita portanto um monitoramento simultâneo dos dois lasers, devido a limitações nos equipamentos e componentes ópticos no laboratório. A potência do feixe laser 2 disponível para o experimento é de aproximadamente 30 mW. Apesar

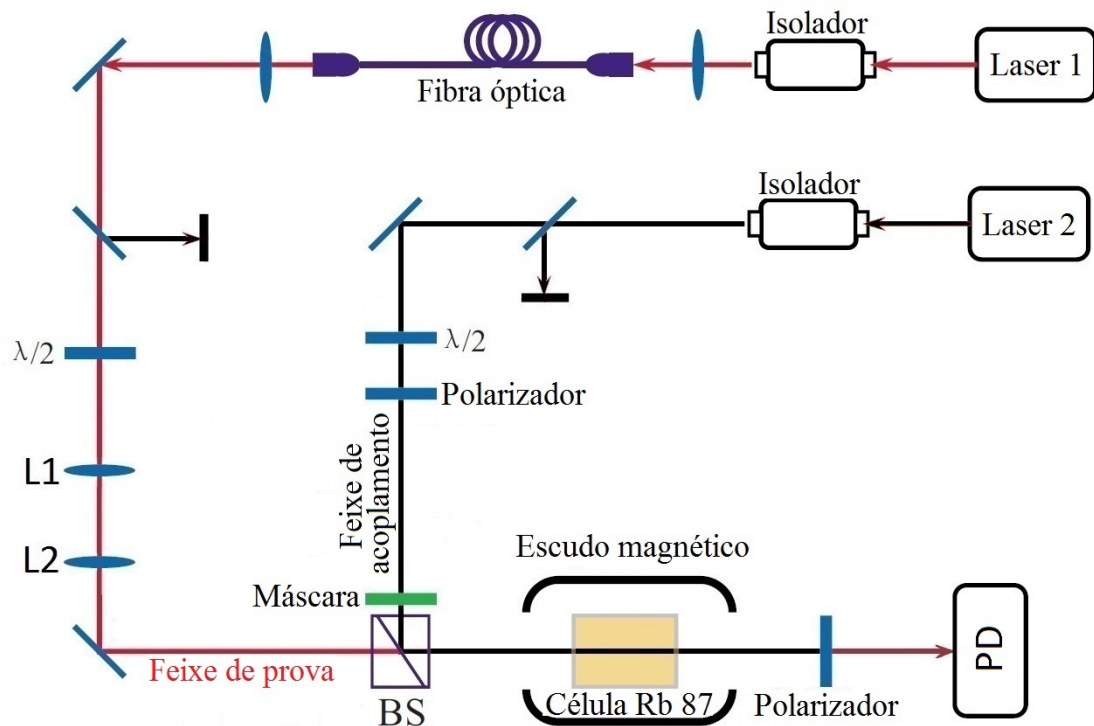


Figura 3.11: Diagrama do arranjo experimental para a caracterização espectroscópica do EIA.

²Este problema é bastante comum em fibras simples.

de que este feixe também apresenta um perfil com estruturas, elas são menores. Em seguida este feixe atravessa uma máscara a qual imprime uma imagem no perfil do feixe, mas para fazer a caracterização espectral do EIA nós não usaremos ainda esta máscara. A polarização deste feixe é definida usando um polarizador antes da máscara e a sua potência é controlada através do uso de filtros de densidade neutra e uma lâmina $\lambda/2$ situada antes do polarizador. O perfil deste feixe é quase circular e gaussiano, e têm um diâmetro de ~ 2 mm antes de atravessar a máscara.

Finalmente, os dois feixes resultantes são sobrepostos por um cubo divisor de onda (50/50) “BS” e enviados à célula com átomos de rubídio 87. Após a interação com o meio atômico, um polarizador filtra a luz do feixe do laser 2 deixando passar só a luz proveniente do feixe do laser 1 (isto é feito ao se alinhar seu eixo óptico em direção perpendicular à direção do polarizador usado para definir a polarização do feixe do laser 2). O feixe transmitido pelo polarizador é monitorado usando um fotodetector “818-BB-40” da empresa Newport. Ademais, definiremos ao longo desta seção, o laser 1 sendo o laser de prova e o laser 2 sendo o laser de acoplamento. Daqui em diante, nós manteremos a potência do feixe de prova em $100 \mu\text{W}$ e a temperatura da célula no valor de $37 \text{ }^\circ\text{C}$.

Lembremos que a transição a ser explorada e usada para a clonagem de imagens via EIA é a da linha D2 dos átomos de Rubídio que sai do estado fundamental $F=2$ ao estado excitado $F'=3$ (ver figura A.1 no apêndice), precisando portanto operar os dois lasers perto desta transição, requerimento mantido ao longo desta tese.

3.5.2 Medidas varrendo o laser de prova

Nós começamos nossas medidas iniciais, sintonizando de forma manual o laser de acoplamento na transição $F=2 \rightarrow F'=3$ e varrendo o laser de prova em torno desta mesma transição em aproximadamente $1,3 \text{ GHz}$. Usaremos a frequência da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ como frequência de referência e definiremos a dessintonia da frequência do laser de prova δ_p em relação a esta frequência.

A linha preta na figura 3.12 é o espectro absorção saturada (EAS) usado para calibrar a frequência do laser prova e onde é mostrado a posição da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ no espectro de transmissão do laser de prova; juntamente são observadas as outras duas transições ($F=2 \rightarrow F'=1,2$) as quais serão analisadas na seguinte seção.

Na ausência do laser de acoplamento (linha vermelha da figura 3.12) observamos uma curva típica de absorção linear com alargamento Doppler e uma largura de aproximadamente 810 MHz . A curva é normalizada pelo máximo de transmissão obtido, i.e. uma transmissão de 100% é obtida quando a frequência do laser de prova encontra-se longe da frequência de ressonância dos átomos de rubídio. A medida que o laser de prova se aproxima da ressonância a absorção aumenta, obtendo uma transmissão de $\sim 3\%$ quando a frequência do laser de prova é igual à da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ e a qual fica constante numa faixa de $\sim 200 \text{ MHz}$ em torno desta transição.

Por outro lado, a linha azul na mesma figura 3.12 mostra a transmissão do laser de prova quando o laser de acoplamento é aplicado com uma potência de $4,0 \text{ mW}$. O primeiro a ser percebido é um incremento global na transmissão. Nós podemos também observar a aparição de um

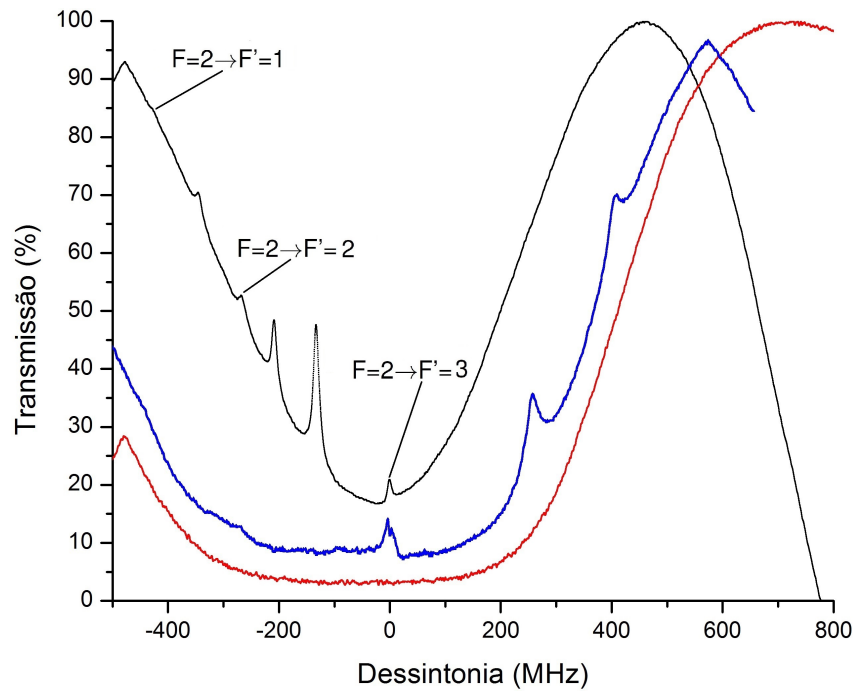


Figura 3.12: Espectro de transmissão do feixe de prova sem (linha vermelha) e com (linha azul) o feixe de acoplamento presente. A linha preta é o espectro de absorção saturada do laser de prova.

pico estreito de transparência em torno da frequência de ressonância da transição $F=2 \rightarrow F'=3$, além disso, pode-se observar certa estrutura dentro deste pico, isto será analisado com maior detalhe a seguir.

Para analisar as estruturas que aparecem em torno da transição $F=2 \rightarrow F'=3$, nós diminuímos a faixa de varredura do laser de prova para 100 MHz em torno da transição acima citada, resultado mostrado na figura 3.13. Primeiro, é observado um pico estreito de transparência com uma largura de ≈ 10 MHz. Segundo, um vale ainda mais estreito é observado dentro deste pico de transparência. Este pico corresponde ao sinal EIA e mostra uma diminuição na sua transmissão. A largura do pico EIA é de $\approx 1,8$ MHz, a qual é menor que a largura de linha natural ($\Gamma=6$ MHz) dos átomos de rubídio.

A assimetria e o deslocamento do pico EIA do centro da janela de transparência são principalmente devido a não ter um travamento ativo do laser de acoplamento, resultando sempre numa pequena diferença entre a frequência de ressonância e a frequência do laser de acoplamento.

A figura 3.14 mostra o espectro observado para vários valores da potência do feixe de acoplamento. Na qual pode-se observar os picos de EIA numa faixa grande de potências desde 1,0 mW até 10,0 mW. A vantagem de estar usando uma transição completamente fechada faz possível observar o fenômeno de EIA para potências relativamente fracas, fato conferido pela figura 3.14, e demonstrado experimentalmente por Kim S. K. et. al. [9].

Analisando as curvas da figura 3.14 podemos obter as seguintes medidas: a profundidade do sinal EIA (pontos vermelhos) e a porcentagem de transmissão quando a frequência do laser de prova está em ressonância (pontos pretos). Estas medidas são mostradas na figura 3.15 onde é observado um incremento nos valores destas duas medidas com a potência do feixe de acoplamento. A curva tem um comportamento como se fosse a saturar no valor de 10,0 mW e

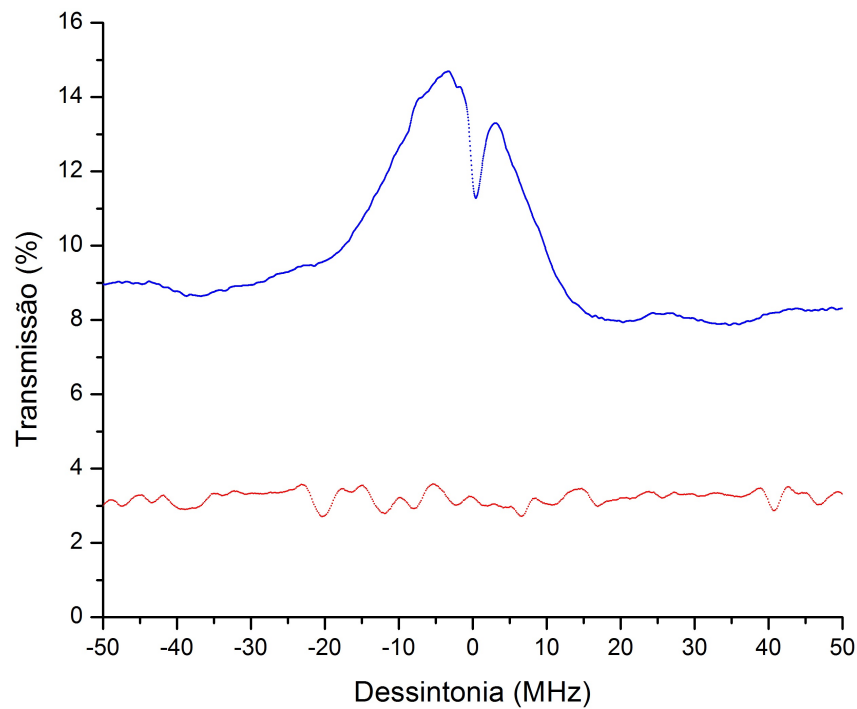


Figura 3.13: Detalhe do espectro de transmissão do laser de prova da figura anterior. Espectro sem (linha vermelha) e com (linha azul) o feixe de acoplamento presente.

qual é coerente com os resultados teóricos mostrados no capítulo 1. Embora, a profundidade do sinal de EIA tem uma taxa de incremento menor que à da transmissão na ressonância, é este último a qual exploramos na clonagem de imagens.

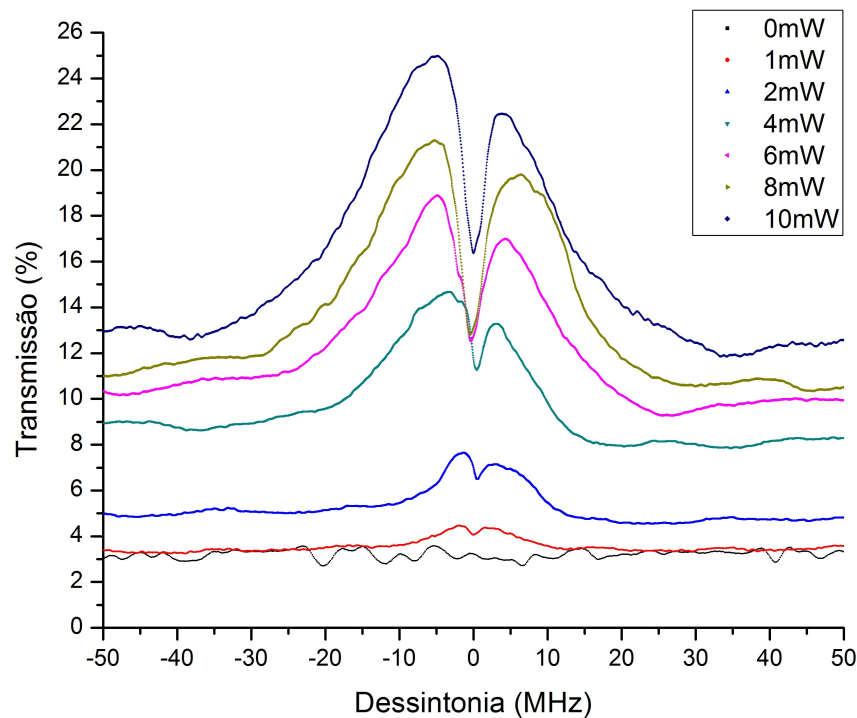


Figura 3.14: Espectros de transmissão do laser de prova em torno da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ para potências do laser de acoplamento desde 0 mW até 10mW.

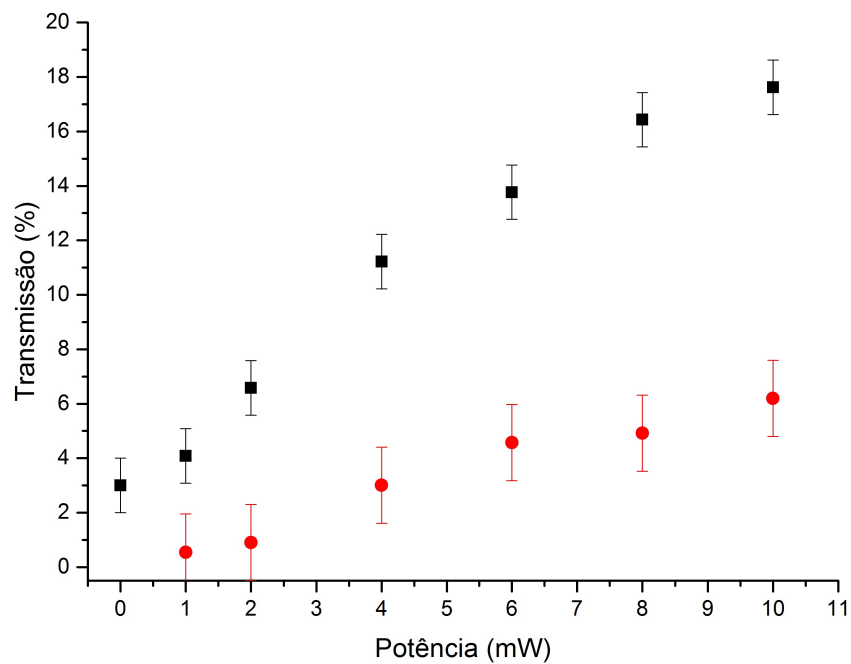


Figura 3.15: (Quadrados pretos) Transmissão do laser de prova na ressonância e (Pontos vermelhos) Profundidade do pico de EIA em função da potência do laser de acoplamento.

Outra medida é a largura do sinal de EIA em função da potência do laser de acoplamento como ilustra a figura 3.16. O comportamento aparente desta medida é de aumentar com a potência, mas devido a problemas de assimetria dos sinais de EIA e por não ter o laser de acoplamento travado, estas medidas apresentam grandes flutuações em seus valores. Mesmo assim os valores destas larguras são menores que a largura de linha natural ($\Gamma = 6$ MHz).

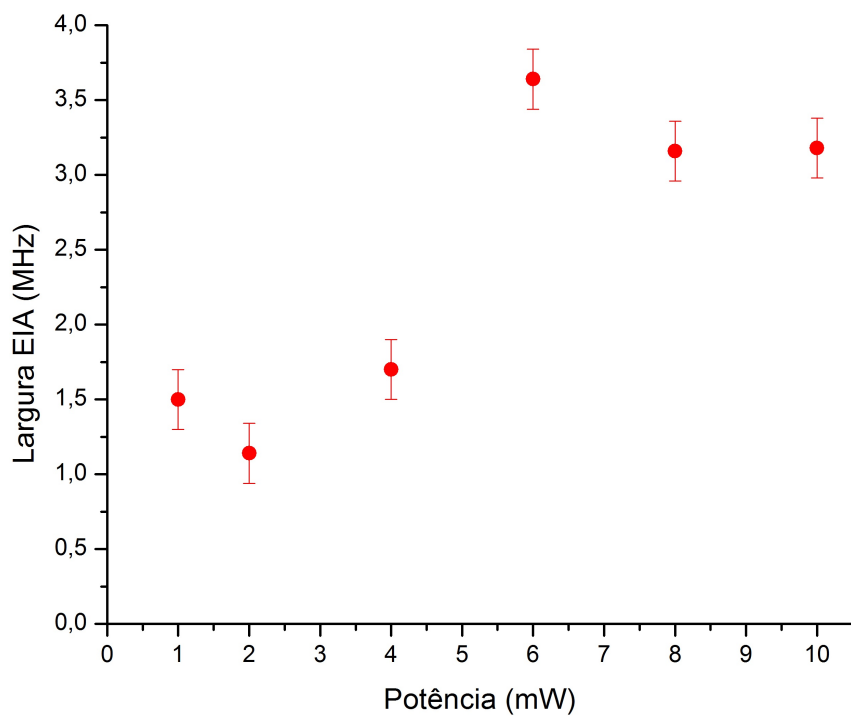


Figura 3.16: Largura de linha do sinal de EIA em função da potência do laser de acoplamento.

3.5.3 Medidas varrendo o laser de acoplamento

Nesta parte da caracterização espectral do EIA, nós fizemos um travamento ativo do laser de prova na transição $F=2 \rightarrow F'=3$ e varremos a frequência do laser de acoplamento em torno desta mesma transição em aproximadamente 1,0 GHz. Igual a seção anterior, usamos a frequência da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ como frequência de referência e definimos a dessintonia da frequência do laser de acoplamento em relação a ela.

A figura 3.17 mostra a transmissão do laser de prova quando o laser de acoplamento está presente (linha vermelha), juntamente com espectro de absorção saturada para o laser de acoplamento (linha preta). A potência de laser de acoplamento é de 2,0 mW e ela é praticamente constante para quase toda sua faixa de varredura. Como podemos observar, três picos de transparência são obtidos, cada um deles nas posições correspondentes as transições $F=2 \rightarrow F'=1,2,3$. Mas, para uma frequência igual a da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ nos observamos ainda um vale adicional dentro da janela de transparência. Nos analizaremos estes três picos de forma separada nas seguintes seções.

Transição $F=2 \rightarrow F'=3$: EIA

A figura 3.18 mostra o pico de transparência em torno da transição $F=2 \rightarrow F'=3$ (linha vermelha). Para isto, nós diminuimos a faixa de varredura do laser de acoplamento para 100 MHz. A linha em preto mostra o pico de absorção saturada para esta mesma transição, como pode-se observar apesar de ter travado o laser de prova, uma pequena diferença entre a frequência de ressonância e a frequência dele, existe.

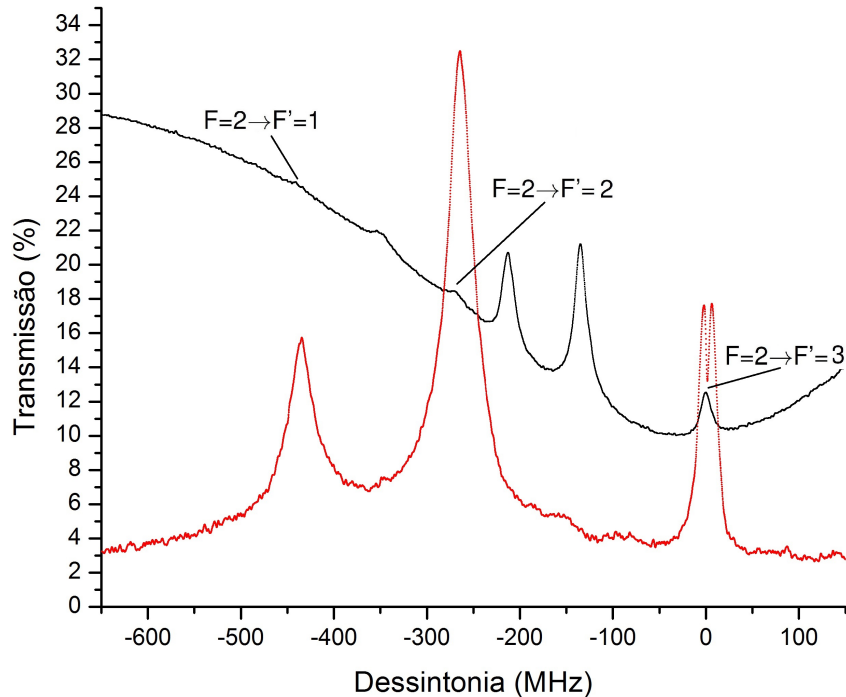


Figura 3.17: (Linha vermelha) Transmissão do laser de prova com uma potência de 2,0 mW de laser de acoplamento quando este é varrido em 1,0 GHz. (Linha preta) Espectro de absorção saturada de laser de acoplamento.

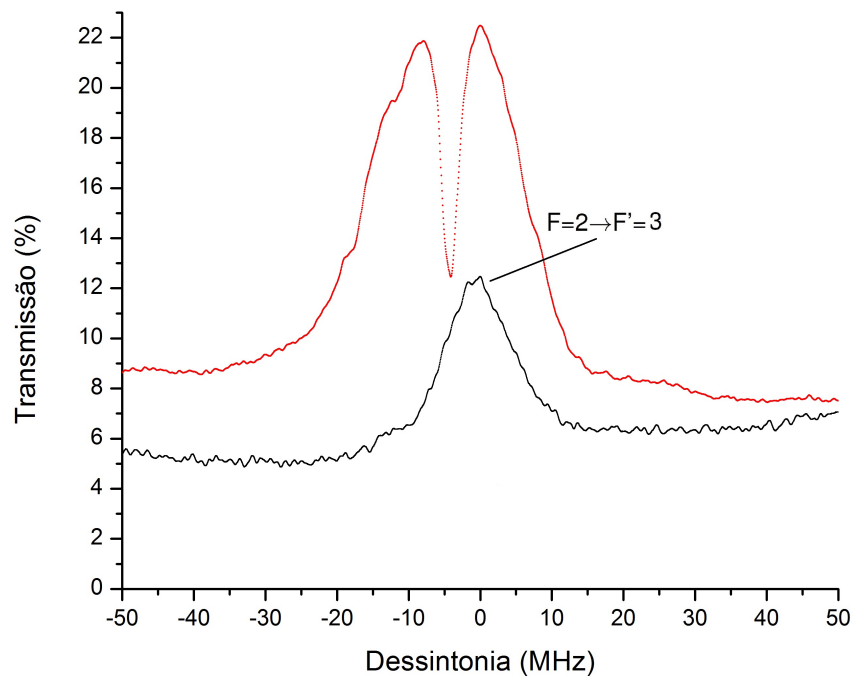


Figura 3.18: (Linha vermelha) Transmissão do laser de prova com uma potência de 4,0 mW de laser de acoplamento quando este é varrido em 100 MHz. (Linha preta) Espectro de absorção saturada de laser de acoplamento.

Igual que ao varrer o feixe de prova, um pico estreito é observado dentro da janela de transparência e ela corresponde ao sinal EIA, sendo sua largura de $\sim 1,6$ MHz para o valor de

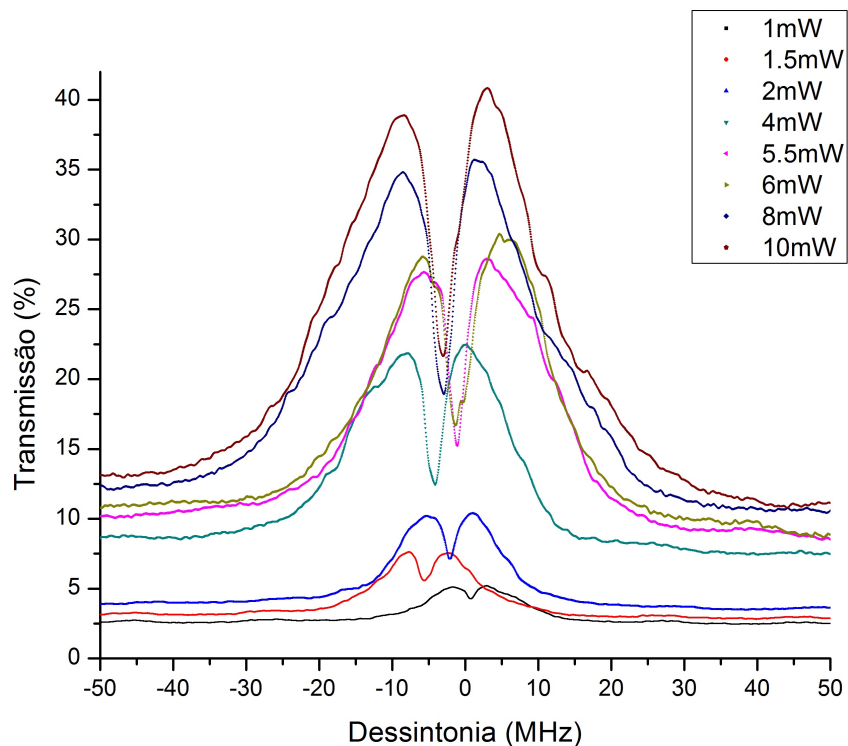


Figura 3.19: Transmissão do laser de prova quando o laser de acoplamento é varrido em 100 MHz, para potências do laser de acoplamento desde 1 mW até 10mW.

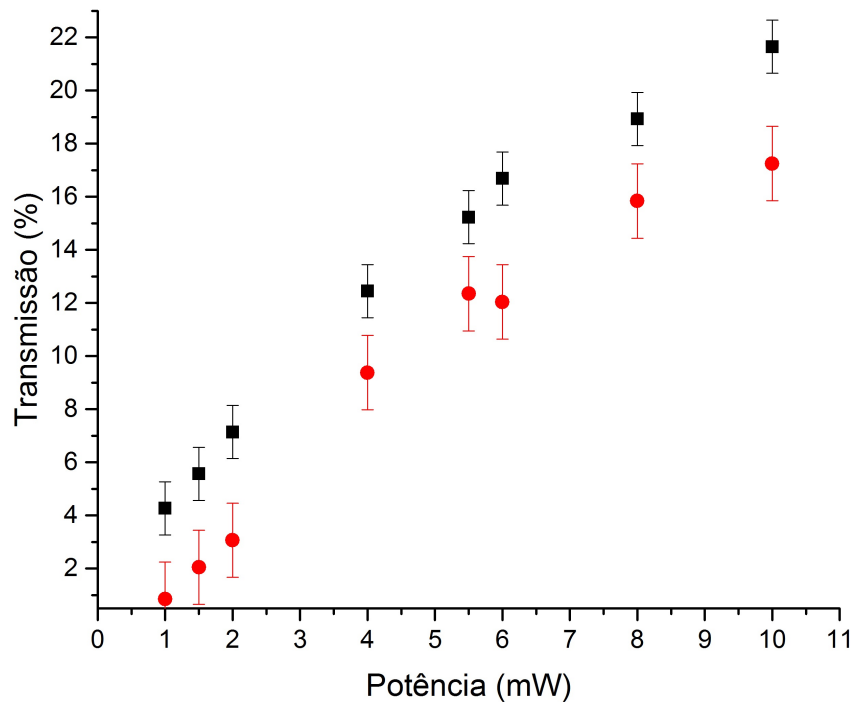


Figura 3.20: (Quadrados pretos) Transmissão do laser de prova na ressonância e (Pontos vermelhos) Profundidade do sinal de EIA em função da potência do laser de acoplamento.

potência de 2,0 mW.

A figura 3.19 mostra a transmissão do laser de prova quando o feixe de acoplamento é varrido numa faixa de 100 MHz em frequência, para vários valores da potência do feixe de acoplamento. Na qual podemos observar a presença do fenômeno de EIA para valores de potências desde 1,0 mW até 10,0 mW.

Analisando as curvas da figura 3.19 podemos obter as seguintes medidas: a profundidade do sinal EIA (pontos pretos) e a porcentagem do feixe de prova transmitido quando a frequência do laser de acoplamento esta em ressonância (pontos vermelhos). Estas medidas são mostradas na figura 3.20 onde é observado um incremento nos valores destas duas medidas com a potência do feixe de acoplamento.

Ao respeito da largura de linha do sinal de EIA em função da potência do laser de acoplamento, os resultados são mostrados na figura 3.21. Observamos que a largura aumenta com a potência do laser de acoplamento, mas como podemos observar dois valores não seguem este comportamento, isto é devido a que os sinais de EIA estão relativamente deslocados da frequência de ressonancia como pode ser observado no conjunto de curvas da figura 3.19. Os valores para os quais acontecem isto são 2,0 e 4,0 mW, os mesmos valores que não concordam com o comportamento esperado da largura de linha com a potência (fora dos erros presentes em toda medida). Adicionalmente, percebe-se que se extrapolarmos a curva para 0 mW, obtemos uma largura para o sinal de EIA de ≈ 1 MHz, valor este compatível com a largura de linha estimada para os nossos lasers.

Este resultado, concorda e explica o comportamento obtido para os valores de largura de linha do EIA ao varrer o laser de prova, devido que para estas medidas não tínhamos travamento algum do laser de acoplamento.

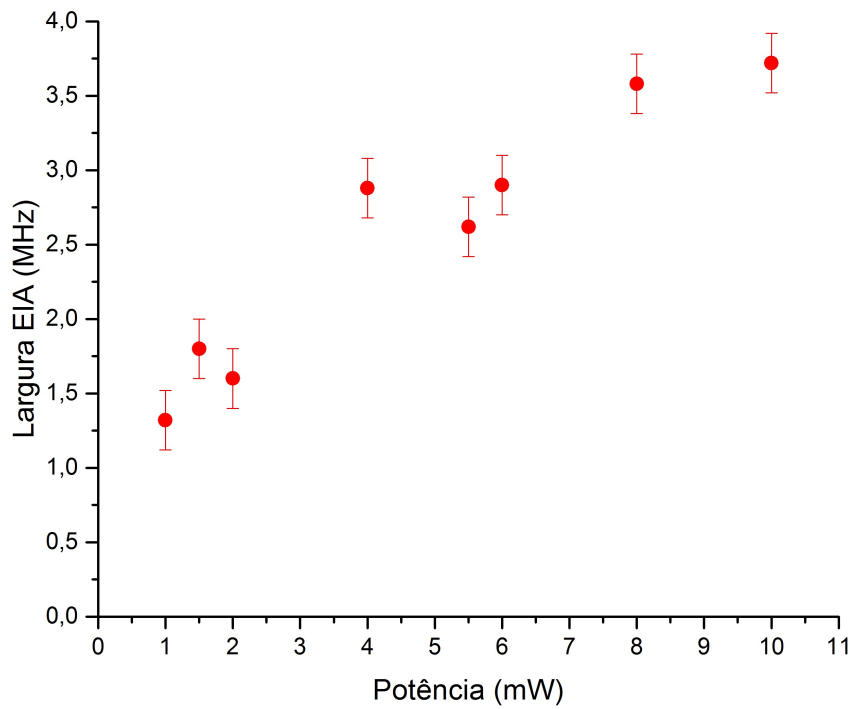


Figura 3.21: Largura de linha do sinal de EIA em função da potência do laser acoplamento.

Transições $F=2 \rightarrow F'=1,2$: Bombeio

Os outros dois picos de transparência obtidos na figura 3.17 correspondem aos picos de bombeamento óptico correspondentes às frequências da transições $F=2 \rightarrow F'=1,2$. A figura 3.22 mostra estes picos de transparência para vários valores de potência do feixe de acoplamento, indo desde 1,0 mW até 10,0 mW.

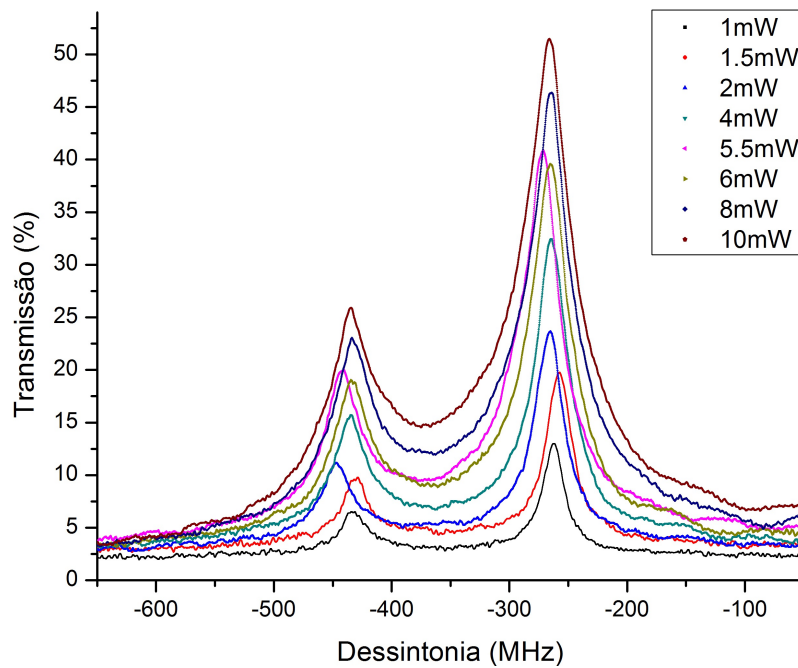


Figura 3.22: Transmissão do laser de prova quando o laser de acoplamento é varrido em torno das transições $F=2 \rightarrow F'=1,2$, para potências do laser de acoplamento desde 1 mW até 10mW.

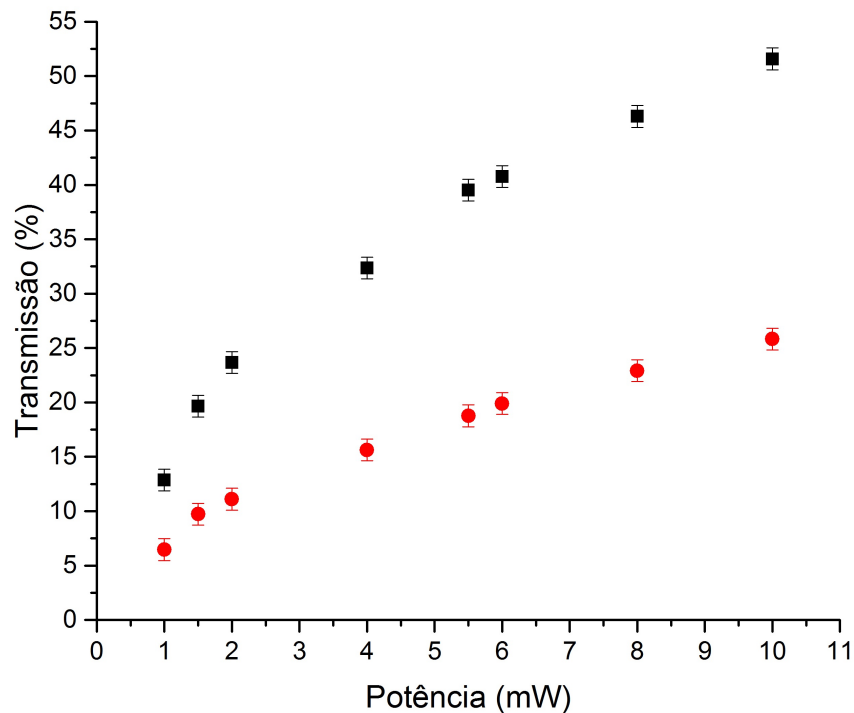


Figura 3.23: (Pontos vermelhos) Transmissão do laser de prova para a transição $F=2 \rightarrow F'=1$ e (Quadrados pretos) Transmissão do laser de prova para a transição $F=2 \rightarrow F'=2$ em função da potência do laser de acoplamento.

Como podemos facilmente observar estes picos são bem maiores que o sinal de EIA, mas o fenômeno de bombeamento não é um fenômeno coerente, motivo pelo qual não é possível seu uso na eliminação da difração presente na propagação de imagens, fato que será mostrado experimentalmente na seção dos resultados.

Finalmente, analisamos as curvas da figura 3.22 obtendo as seguintes medidas: a porcentagem do feixe de prova transmitido quando a frequência do laser de acoplamento está em ressonância com a transição $F=2 \rightarrow F'=1$ (pontos vermelhos) e a transição $F=2 \rightarrow F'=2$ (pontos pretos), respectivamente. Estas medidas são mostradas na figura 3.23 onde é observado um incremento de seus valores com a potência do feixe de acoplamento.

Em conclusão, observamos um aumento da transmissão do feixe de prova quando ele interage e é superposto com um feixe de acoplamento. Embora, a transmissão é reduzida pelo efeito de EIA, ela proporciona uma vantagem porque é menos sensível a ruídos externo as quais afetam a estabilidade dos lasers, tendo um maior efeito do fenômeno de EIA quando este é perfeita (i.e. quando os dois lasers estão travados). Em comparação com o fenômeno de EIT, para uma pouca estabilidade dos laser, o aumento na transmissão é mínima.

Ademais, nós obtivemos um aumento de transmissão ainda para potências bem baixas e menores que a de saturação; e larguras de linha bem estreitas e menores da largura natural do rubídio.