



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN PROGRAMA
DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Paulo Renato Silva de Carvalho

**DEPENDÊNCIA ANGULAR DE UMA RESSONÂNCIA DE
TRANSPARÊNCIA INDUZIDA
ELETROMAGNETICAMENTE EM VAPOR ATÔMICO**

Recife
2004

Paulo Renato Silva de Carvalho

**DEPENDÊNCIA ANGULAR DE UMA RESSONÂNCIA DE
TRANSPARÊNCIA INDUZIDA ELETROMAGNETICAMENTE EM
VAPOR ATÔMICO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós
- Graduação em Física do Departamento de
Física da Universidade de Pernambuco
como parte dos requisitos para obtenção do
título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. José Wellington Rocha
Tabosa.

Recife

2004

Catálogo na fonte
Bibliotecário Jefferson Luiz Alves Nazareno CRB 4-1758

C331d Carvalho, Paulo Renato Silva de.
Dependência angular de uma ressonância de transparência induzida eletromagneticamente em vapor atômico / Paulo Renato Siva de Carvalho .
– 2004.
76 f.: fig.

Orientador: José Wellington Rocha .
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN.
Física, Recife, 2004.
Inclui referências.

1. Óptica não-linear. 2. Césio. 3. Espectroscopia de laser. 4.
Adsorção da luz. I. Rocha, José Wellington (Orientador). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2017-33



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física - CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449 / 2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Paulo Renato Silva de Carvalho

DEPENDÊNCIA ANGULAR DE UMA RESSONÂNCIA DE TRANSPARÊNCIA INDUZIDA ELETROMAGNETICAMENTE EM VAPOR ATÔMICO

A Banca Examinadora composta pelos Professores José Wellington Rocha Tabosa (Presidente e Orientador), José Roberto Rios Leite, ambos da Universidade Federal de Pernambuco e Arturo Antonio Lezama Astigarraga da Facultad de Ingenieria de Montevideo, Uruguay consideram o candidato:

Aprovado com Distinção () Aprovado () Reprovado

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco aos vinte dias do mês de julho de 2004.

Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Presidente e Orientador

Prof. José Roberto Rios Leite

Prof. Arturo Antonio Lezama Astigarraga

Dedico este trabalho a todos que contribuíram direta ou indiretamente para sua realização.

Agradecimentos

A Deus por nos ter dado mais uma oportunidade de aprendermos,

Aos meus pais Marcos e Seuma e a meu irmão Nelton pelo apoio que sempre me deram,

À minha esposa Alice e à minha filha Heloísa por todo o carinho, apoio e força que me deram,

Aos professores Tabosa e Luís Araujo (co-orientador) pela paciência e empenho com o qual me orientaram e pelo exemplo de profissionalismo e seriedade que me deram,

Ao professor Rios Leite por discussões estimulantes,

Ao Sérgio Barreiro pela convivência do dia-dia no laboratório e por todo o apoio que tem me dado para a realização deste trabalho,

Ao Ricardo e ao Marcos da eletrônica pelo apoio na solução de problemas com o sistema de “lock” e com os controladores dos lasers de diodo,

Aos meus colegas Rogério, Edilberto, Eroni, Lincon, Lívio, ... pelo convívio,

A todas as pessoas do Departamento de Física que, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho,

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

*Fé inabalável só aquela que pode encarar a razão face a face em todas as
épocas da humanidade.*

—ALLAN KARDEC

Resumo

Neste trabalho, apresentamos um estudo teórico e experimental da dependência da largura da ressonância coerente, transparência induzida eletromagneticamente, com o ângulo entre os dois feixes envolvidos neste efeito, comumente conhecidos como feixes de prova e de acoplamento. Observamos que o não paralelismo dos feixes contribui fortemente para um alargamento da ressonância coerente, ainda que para pequenos ângulos da ordem de alguns miliradianos. Teoricamente, tratamos o problema da interação de um átomo de três níveis numa configuração do tipo Λ , com os feixes de prova e de acoplamento, resolvendo a equação de Liouville que dá a evolução do estado atômico. Com isso, calculamos a coerência induzida no átomo pelos feixes incidentes e o espectro de absorção do feixe de prova, que exhibe a ressonância coerente de transparência induzida eletromagneticamente. Experimentalmente, fizemos medidas sistemáticas da dependência angular e mostramos que nossos cálculos numéricos concordam qualitativamente com as observações experimentais. Propomos ainda uma possível aplicação dos nossos resultados para a medida da temperatura de amostras de átomos frios.

Palavras-chave: Transparência induzida eletromagneticamente. Césio. Vapor atômico.

Abstract

In this work, we present a theoretical and experimental study on the linewidth dependence of an Electromagnetically-Induced-Transparency resonance on the angle between the two beams involved in this effect, commonly known as the coupling and probe beams. We observed that the nonparallelism of the beams contributes strongly to a broadening of the coherent resonance, even for small angles on the order of a few milliradians. Theoretically, we treated the interaction of a three-level Lambda-type atom with the coupling and probe beams by solving Liouville's equation, which describes the evolution of the atomic state. In this way, we calculated the light-induced atomic coherence and the probe beam's absorption spectrum, which shows the Electromagnetically-Induced-Transparency resonance. Experimentally, we performed systematic measurements of the angular dependence and showed that our numerical calculations agree qualitatively with the experimental observations. Furthermore, we propose a possible application of our results for measuring the temperature of cold atomic samples.

Keywords: Electromagnetically-Induced-Transparency. Cesium Atomic vapor.

Listas de Figuras

2.1	Três configurações diferentes de sistemas de 3 níveis convencionalmente chamadas de (a) Λ , (b) Ξ e (c) V , devido à semelhança geométrica entre os diagramas e as letras correspondentes. Comumente, o feixe Ω é denominado de feixe de acoplamento e o feixe α de feixe de prova.	20
2.2	Sistema aberto de 3 níveis do tipo Λ	23
2.3	Influência do feixe de acoplamento para termos EIT.	25
2.4	Espectro de absorção do feixe de prova com (linha contínua) e sem (linha tracejada) o feixe de acoplamento.	26
2.5	Espectro de absorção do feixe de prova na presença do feixe de acoplamento.	27
2.6	Dispersão do feixe de prova com (linha contínua) e sem (linha tracejada) o feixe de acoplamento.	27
2.7	Átomo de três níveis interagindo com dois campos eletromagnéticos numa configuração do tipo Λ . O sistema é fechado, de modo que a população total é conservada.	28
2.8	Espectro de EIT para átomos parados.	36
2.9	Espectro de absorção para $s = \Omega^2/\gamma^2 \ll 1$, mostrando a ressonância de transmissão de EIT, onde $\Omega = 0, 2\gamma$ e $\gamma_{bc} = 0, 1\gamma$	39
2.10	Espectro de absorção para $s = \Omega^2/\gamma^2 \gg 1$, mostrando o dubleto de Autler-Townes, onde $\Omega = 4\gamma$	40
2.11	Espectro de EIT para átomos com $ku = 6\gamma$ para vários valores de u	42
2.12	Estreitamento da ressonância de EIT devido à média de velocidades, $\gamma_{bc} = 0, 1\gamma$, $ku = 86\gamma$ e $\Omega = \gamma$	43
2.13	Espectro de EIT para átomos de diferentes velocidades.	43

2.14	Espectro de EIT.	44
2.15	Estreitamento da ressonância de EIT.	45
2.16	Arranjo geométrico dos feixes de prova e de acoplamento.	45
2.17	Predição tórica da largura da ressonância de EIT, como função do ângulo θ , para vários valores de γ_{bc} : (a) $\gamma_{bc} = 0,025 \gamma$, (b) $\gamma_{bc} = 0,05 \gamma$ e (c) $\gamma_{bc} = 0,1 \gamma$	46
2.18	Predição teórica da largura da ressonância de EIT para várias temperaturas do vapor atômico: (a) $T = 0,64 \mu\text{K}$, (b) $T = 100 \mu\text{K}$, (c) $T = 225 \mu\text{K}$ e (d) $T = 1 \text{mK}$. No mesmo gráfico, inserimos uma dependência da inclinação das curvas em (a), (b), (c) e (d) com a raiz quadrada da temperatura, onde o eixo vertical é medido em unidades de 10^{-4}MHz/mrad e o eixo horizontal em unidades de $10^{-3} \text{K}^{1/2}$. Os círculos são as inclinações calculadas numericamente e a linha contínua é um “fit” linear desses dados numéricos.	48
3.1	Linha D_2 do ^{133}Cs	51
3.2	Arranjo experimental para a medida do espectro de absorção Doppler. O feixe de prova incide na célula contendo césio e, em seguida, detetamos a intensidade do feixe transmitido no detetor D.	52
3.3	Espectro de absorção Doppler.	52
3.4	Efeito da velocidade (alargamento Doppler) no espectro de absorção de um átomo de dois níveis.	53
3.5	Arranjo experimental para a medida do espectro de absorção dos estados $F'=2,3,4$: Um segundo feixe, o feixe de bombeio, que é mais intenso, superposto e contrapropagante ao feixe de prova, incide na célula contendo césio. Na figura acima, os feixes não estão superpostos para uma melhor visualização a disposição geométrica os mesmos.	54
3.6	Espectro e absorção aturada os estados α , ,	55
3.7	Feixes de prova e bombeio ressonantes com mesma transição $=3 \rightarrow F'=2$	56

3.8	Espectro que dá a intensidade transmitida do feixe de prova onde os feixes de prova e de acoplamento estão superpostos, interagem com os átomos de césio e são co-propagantes.	59
3.9	Diagrama do laser de diodo de cavidade externa.	61
3.10	O sinal de espectro de absorção saturada detetado no detetor D1, é obtido incidindo-se um feixe de bombeio contra-propagante e mais intenso que um feixe de prova numa célula contendo césio. O sinal de absorção Doppler detetado no detetor 2 e btido incidindo-se na direção o eixe e prova numa região a c célula nde s atomos não nteragem com eixe e ombeio.	62
3.11	Parte do circuito de estabilização que dá um ganho no sinal proveniente do detetor D1.	63
3.12	Parte do circuito de estabilização que dá um ganho no sinal proveniente do detetor D2.	63
3.13	Parte do circuito de estabilização que faz a diferença entre os dois sinais provenientes dos detetores D1 e D2, gerando o sinal S_2 e que dá um ganho no sinal resultante.	64
3.14	Diagrama esquemático para a obtenção do sinal de erro	64
3.15	Diagrama esquemático dos dois sinais S_1 e S_2 , cuja diferença dá o sinal de erro	65
3.16	Parte do circuito de estabilização que dá informação sobre o tempo em que o sinal de erro deve ser trazido para um ponto desejado da curva, caso ocorram flutuações na posição desse sinal.	65
3.17	Diagrama esquemático do experimento.	67
3.18	Espectro de EIT com os feixes de prova e de acoplamento superpostos. A ressonância de EIT tem uma largura da ordem de 2 MHz	68
3.19	Na figura de cima, mostramos a geometria dos feixes de prova e de acoplamento formando um ângulo θ entre si com seus respectivos vetores de onda. Na figura de baixo, os mesmos feixes formando um ângulo θ entre si incidindo numa célula de césio.	69

LISTA DE FIGURAS

3.20	Espectro de absorção, em unidades arbitrárias, do feixe de prova para: (a) $\theta= 0$, (b) $\theta= 4,5$ mrad e (c) $\theta= 12,4$ mrad. As duas setas em torno de cada ressonância indica a largura total da ressonância a meia altura. . . .	70
3.21	Medida experimental da largura da ressonância de EIT para vários valores de θ . A linha tracejada serve de guia para os olhos.	71

Sumário

1. Introdução	15
2. Modelo Teórico para EIT	19
2.1. Aprisionamento Coerente de População.....	19
2.2. Transparência Induzida Eletromagneticamente.....	23
2.3. Cálculo do Espectro de EIT.....	27
2.4. Meio Homogeneamente Alargado.....	29
2.4.1. Caso em que $s \ll 1$	38
2.4.2. Caso em que $s \gg 1$	38
2.5. Meio Inomogeneamente Alargado	40
2.6. Dependência angular da ressonância de EIT.....	45
2.7. Aplicação de EIT para Velocimetria de Átomos frios	47
3. Experimento	49
3.1. Estrutura Fina do Césio	49
3.2. Estrutura Hiperfina da Linha D_2	50
3.3. Absorção Linear	51
3.4. Absorção Saturada.....	54
3.5. Bombeamento Ótico.....	57
3.6. Laser de Diodo de Cavidade Extrema	60
3.7. Estabilização do Laser de Diodo	61
3.8. Experimento	65

4.	Conclusões	72
	Referências	74

1. Introdução

Interferência e coerência são responsáveis por alguns efeitos contra-intuitivos em mecânica quântica. Em particular, efeitos de interferência e coerência podem ser muito importantes ao estudarmos as propriedades óticas de sistemas quânticos. Alguns desses efeitos são aprisionamento coerente de população [1, 2], transparência induzida eletromagneticamente, EIT, (do inglês, “Electromagnetically Induced Transparency”) [3, 4, 5], absorção induzida eletromagneticamente [6], etc. Nos dois primeiros efeitos, um átomo é preparado num estado não absorvedor, que é uma superposição de dois estados fundamentais de um átomo de três níveis numa configuração do tipo Λ por exemplo, conhecido como estado escuro. Com isso, um meio que absorve fortemente um feixe de prova, torna-se transparente a esse feixe por meio da interação com um outro feixe, comumente chamado de feixe de acoplamento.

O efeito de EIT tem sido utilizado em muitas aplicações. Uma dessas aplicações é amplificação e laser sem inversão [7, 8]. Em laser sem inversão, a absorção é cancelada devido à interferência quântica e com isso, mesmo com uma pequena população no estado excitado de um sistema atômico, podemos obter emissão laser. Em redução da velocidade de grupo de um pulso de luz [9, 10], usa-se o fato de que a velocidade de grupo de um pulso de luz é inversamente proporcional à derivada do índice de refração com relação à frequência do pulso. Só que num meio sob a condição de EIT, o índice de refração tem uma mudança abrupta ou valores grandes de sua derivada em torno da frequência de ressonância. Assim, a velocidade de grupo de um pulso de luz nesse meio, pode atingir valores muito pequenos em torno da frequência de ressonância. Já no efeito de armazenamento de luz [11, 12], usa-se o fato de que existe uma excitação elementar, o poláriton de estado escuro, que pode se propagar num meio sob a condição de EIT.

O poláriton de estado escuro é assim, constituído de duas componentes: uma componente fotônica e uma componente associada a uma onda de spin que, por sua vez, está associada aos átomos. Antes do feixe de prova interagir com o meio atômico, a componente fotônica do poláriton de estado escuro é máxima e sua componente associada à onda de spin é mínima, isto é, nula. Quando a interação ocorre, podemos controlar as componentes fotônica e a componente associada à onda de spin do poláriton, através do feixe de acoplamento, tal que podemos tornar a componente fotônica nula. Com isso, existe a possibilidade de podermos armazenar a informação de um estado quântico da luz numa coerência atômica entre os estados fundamentais do átomo, de longa vida, e logo em seguida, recuperar essa informação armazenada, tornando novamente a componente fotônica do poláriton de estado escuro máxima, caracterizando assim um processamento de informação quântica. O efeito de EIT tem sido estudado em vários sistemas físicos, como amostras atômicas à temperatura ambiente [13, 14, 15], amostras atômicas frias e ultra-frias [16, 9, 11, 17] e também em sólidos [18].

Em muitas das aplicações de EIT, a largura da ressonância de EIT tem uma grande importância. Alguns exemplos são espectroscopia de alta resolução e magnetometria de alta precisão, baseados em ressonâncias estreitas de EIT, capazes de detetar mudanças de campo magnético da ordem de picotesla [19]. A largura da ressonância de EIT tem sido estudada teórica [20, 21, 22] e experimentalmente [23, 24, 25, 26, 27]. Entretanto, esse estudo tem sido feito, em sua maioria, com relação à dependência da largura da ressonância de EIT com a intensidade do feixe de acoplamento. A dependência angular de algumas ressonâncias tem sido estudada em alguns sistemas [28], [29], mas de nosso conhecimento, nenhum estudo sistemático do efeito do não-paralelismo entre os feixes de prova e de acoplamento sobre a largura da ressonância de EIT foi relatado até a presente data. Esse efeito do não-paralelismo entre os feixes é devido ao termo $(\vec{k}_p - \vec{k}_c) \cdot \vec{v}$, onde \vec{k}_p e \vec{k}_c são os vetores de onda dos feixes de prova e de acoplamento, respectivamente, e \vec{v} é a velocidade atômica. Este termo é conhecido como deslocamento Doppler residual e pode ser desprezado quando $\vec{k}_p \approx \vec{k}_c$. Entretanto, quando existe um ângulo entre os dois feixes, o deslocamento Doppler residual, claramente, depende desse ângulo e não pode

ser desprezado.

Apresentaremos no capítulo 2 deste trabalho, um cálculo do espectro de absorção de um feixe fraco, que interage com um átomo de três níveis, numa configuração do tipo Λ , na presença de um feixe forte, o feixe de acoplamento. Veremos que devido à presença do feixe de acoplamento, quando os dois feixes estão em ressonância com um mesmo estado excitado, o espectro de absorção do feixe de prova apresenta uma ressonância de EIT em seu centro e o feixe de prova não é absorvido pelo átomo. Esse é um efeito contra-intuitivo de coerência e interferência quântica. Veremos também que quando consideramos o espectro de absorção do feixe de prova como sendo um resultado da contribuição de átomos de todas as classes de velocidade, ou seja, com $-\infty < v < \infty$, obtemos uma ressonância de EIT com largura menor que a largura onde consideramos apenas átomos com velocidade nula $v = 0$. Temos então um efeito de estreitamento da ressonância de EIT. Em seguida, apresentamos um cálculo numérico da dependência da ressonância de EIT com o ângulo entre os dois feixes envolvidos nesse efeito e mostramos que esses resultados concordam qualitativamente com nossas medidas experimentais. Por fim, propomos uma possível aplicação de nossos cálculos numéricos para a medida da temperatura de amostras de átomos frios ou ultra-frios.

No capítulo 3, descreveremos um experimento realizado para o estudo da dependência da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento. Veremos que essa dependência angular é nítida observando-se o espectro de EIT à temperatura ambiente. Para um ângulo de apenas alguns miliradianos, a ressonância de EIT apresenta uma largura de quase o triplo da largura quando os feixes são co-propagantes. Em seguida, descreveremos em linhas gerais a transição atômica utilizada em nosso experimento conhecida como linha D_2 do césio e como identificar essa transição num espectro de absorção saturada. Descreveremos também alguns princípios de funcionamento de um laser de diodo de cavidade estendida, e o processo de sua estabilização em frequência numa transição atômica. Logo após, descreveremos o aparato experimental utilizado em nosso experimento de EIT e os resultados experimentais obtidos.

Finalizaremos então esta dissertação com a apresentação de conclusões gerais e per-

spectivas futuras acerca de nosso trabalho.

2. Modelo Téorico para EIT

Neste capítulo, apresentaremos um cálculo do espectro de absorção de um feixe fraco, que interage com um átomo de três níveis, numa configuração do tipo Λ , na presença de um feixe forte, o feixe de acoplamento. Veremos que devido à presença do feixe de acoplamento, quando os dois feixes estão em ressonância com um mesmo estado excitado, o espectro de absorção do feixe de prova apresenta uma ressonância de EIT, em seu centro e o feixe de prova não é absorvido pelo átomo. Esse é um efeito contra-intuitivo de coerência e interferência quântica. Veremos também que quando consideramos o espectro de absorção do feixe de prova como sendo um resultado da contribuição de átomos de todas as classes de velocidade, ou seja, com $-\infty < v < \infty$, obtemos uma ressonância de EIT com largura menor do que a largura onde consideramos apenas átomos com velocidade nula $v = 0$. Temos então um efeito de estreitamento da ressonância de EIT. Em seguida, apresentamos um cálculo numérico da dependência da ressonância de EIT com o ângulo entre os dois feixes envolvidos nesse efeito e mostramos que esses resultados concordam qualitativamente com nossas medidas experimentais. Por fim, propomos uma possível aplicação de nossos cálculos numéricos para a medida da temperatura de amostras de átomos frios ou ultra-frios.

2.1. Aprisionamento Coerente de População

Um átomo de três níveis, em particular, pode interagir com dois campos eletromagnéticos de três formas conhecidas como configurações do tipo Λ , Ξ e V , respectivamente, como mostrado na Figura 2.1. Os três estados têm paridade bem definida, de modo que não há transições permitidas por dipolo elétrico entre os estados $|c\rangle$ e $|b\rangle$. Os

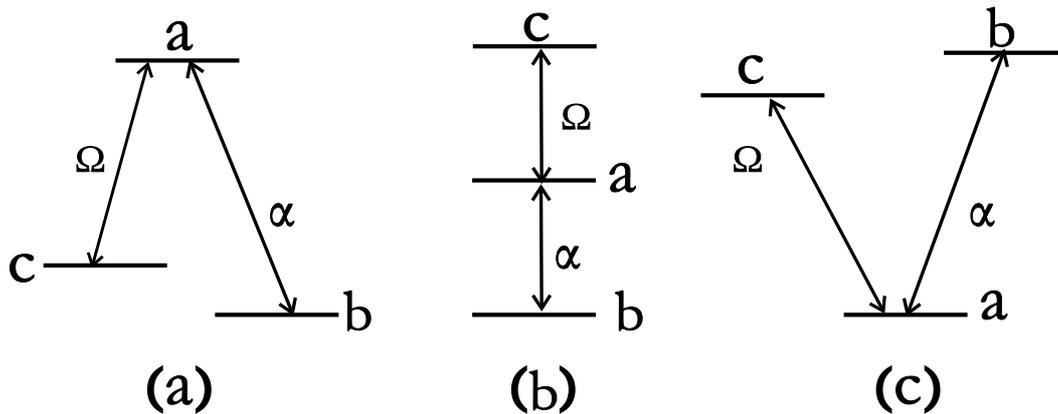


Figura 2.1. Três configurações diferentes de sistemas de 3 níveis convencionalmente chamadas de (a) Λ , (b) Ξ e (c) V , devido à semelhança geométrica entre os diagramas e as letras correspondentes. Comumente, o feixe Ω é denominado de feixe de acoplamento e o feixe α de feixe de prova.

dois campos têm frequências diferentes o suficiente de modo que cada um esteja próximo de ressonância com apenas uma das transições.

Consideremos a configuração do tipo Λ mostrada na Figura 2.1 acima, onde os estados atômicos têm um tempo de vida muito longo [30]. Podemos calcular as amplitudes de probabilidade associadas aos estados atômicos resolvendo a equação de Schrödinger $i\hbar d|\psi(t)\rangle/dt = \hat{H}|\psi(t)\rangle$, onde

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}. \quad (2.1)$$

\hat{H}_0 é o hamiltoniano do átomo livre dado por

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c|c\rangle\langle c|, \quad (2.2)$$

onde ω_a , ω_b e ω_c são as auto-frequências dos estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$. \hat{H}_{int} é o hamiltoniano de interação entre o átomo e os campos eletromagnéticos na aproximação de dipolo elétrico e na ressonância, \hat{H}_{int} tem a forma

$$\hat{H}_{int} = -\mu_{ab}|a\rangle\langle b|E_\alpha - \mu_{ac}|a\rangle\langle c|E_\Omega + c.c., \quad (2.3)$$

onde c.c. significa complexo conjugado e, μ_{ab} e μ_{ac} são elementos de matriz do operador momento de dipolo elétrico associado às transições entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, e $|a\rangle$ e $|c\rangle$, respectivamente. Considerando, por simplicidade, que os campos eletromagnéticos são ondas planas, então, podemos escrever o feixe de prova como $E_\alpha(t) = E_\alpha^0 e^{-i\phi_\alpha} \frac{1}{2}(e^{-i\omega t} + e^{i\omega t})$ e o feixe de acoplamento como $E_\Omega(t) = E_\Omega^0 e^{-i\phi_\Omega} \frac{1}{2}(e^{-i\omega_0 t} + e^{i\omega_0 t})$, onde ϕ_α , ϕ_Ω e ω , ω_0 são as fases e as frequências dos feixes de prova e de acoplamento, respectivamente. Podemos então escrever \hat{H}_{int} como

$$\hat{H}_{int} = -\frac{\hbar}{2}(\alpha e^{-i\phi_\alpha} e^{-i\omega t} |a\rangle\langle b| + \Omega e^{-i\phi_\Omega} e^{-i\omega_0 t} |a\rangle\langle c|) + c.c., \quad (2.4)$$

onde $\alpha = \mu_{ab} E_\alpha^0 / \hbar$ e $\Omega = \mu_{ac} E_\Omega^0 / \hbar$, são as frequências de Rabi dos feixes de prova e de acoplamento, respectivamente.

Escrevendo a função de onda do átomo num tempo t qualquer como

$$|\psi(t)\rangle = a(t)e^{-i\omega_a t} |a\rangle + b(t)e^{-i\omega_b t} |b\rangle + c(t)e^{-i\omega_c t} |c\rangle, \quad (2.5)$$

e substituindo na equação de Schrödinger, podemos escrever as equações de evolução temporal para as amplitudes de probabilidade $a(t)$, $b(t)$ e $c(t)$ como

$$\dot{a} = \frac{i}{2}(\alpha e^{-i\phi_\alpha} b + \Omega e^{-i\phi_\Omega} c), \quad (2.6)$$

$$\dot{b} = \frac{i}{2}\alpha e^{i\phi_\alpha} a, \quad (2.7)$$

$$\dot{c} = \frac{i}{2}\Omega e^{i\phi_\Omega} a. \quad (2.8)$$

Considerando o caso em que o átomo é preparado inicialmente nos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$ da forma

$$|\psi(0)\rangle = \cos(\theta/2)|b\rangle + \text{sen}(\theta/2)e^{i\phi}|c\rangle, \quad (2.9)$$

onde θ e ϕ são parâmetros, então $a(0) = 0$, $b(0) = \cos(\theta/2)$ e $c(0) = \text{sen}(\theta/2)e^{i\phi}$. As soluções para as amplitudes de probabilidade são

$$a(t) = \frac{i \text{sen}(\Omega' t / 2)}{\Omega'} [\alpha e^{-i\phi_\alpha} \cos(\theta/2) + \Omega e^{-i(\phi_\Omega + \phi)} \text{sen}(\theta/2)], \quad (2.10)$$

$$b(t) = \frac{1}{\Omega'^2} \{ [\Omega^2 + \alpha^2 \cos(\Omega't/2)] \cos(\theta/2) - 2\alpha\Omega e^{i(\phi_\alpha - \phi_\Omega - \phi)} \text{sen}^2(\Omega't/4) \text{sen}(\theta/2) \} \quad (2.11)$$

e

$$c(t) = \frac{1}{\Omega'^2} \{ -2\alpha\Omega e^{-i(\phi_\alpha - \phi_\Omega)} \text{sen}^2(\Omega't/4) \cos(\theta/2) + [\alpha^2 + \Omega^2 \cos(\Omega't/2)] e^{-i\phi} \text{sen}(\theta/2) \}. \quad (2.12)$$

onde $\Omega'^2 = \alpha^2 + \Omega^2$.

Caso $\theta = \pi/2$, de modo que a população esteja inicialmente igualmente distribuída entre os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, e os campos α e Ω satisfaçam [30]

$$\alpha = \Omega, \phi_\alpha - \phi_\Omega - \phi = \pm\pi, \quad (2.13)$$

temos das Equações 2.10-2.12 que

$$a(t) = 0, \quad (2.14)$$

$$b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (2.15)$$

$$c(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi}. \quad (2.16)$$

Assim, vemos que, para a escolha feita na Equação 2.13, o átomo fica aprisionado nos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, e não existe absorção ainda que o feixe de prova se encontre na condição de ressonância. O estado do átomo, visto nas Equações 2.14, 2.15 e 2.16, é um caso especial de um estado mais geral, chamado de estado *escuro*. Esse estado não é acoplado ao estado excitado $|a\rangle$ por uma transição de dipolo elétrico, produzindo assim um aprisionamento coerente de população (CPT do inglês, “Coherent Population Trapping”). O estado escuro tem a forma

$$|\psi(t)\rangle = |D\rangle = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \Omega^2}} [\Omega|b\rangle - \alpha|c\rangle], \quad (2.17)$$

onde introduzimos as fases ϕ_α e ϕ_Ω dos campos eletromagnéticos nos estados atômicos (podemos sempre fazer isso), tornando assim as frequências de Rabi reais. Usa-se $|D\rangle$ para designar o estado escuro através da letra D porque vem do inglês, “Dark state”. Existe um aspecto ainda mais geral relacionado ao estado escuro. Na verdade, podemos

preparar o estado escuro quando o átomo esteja não somente numa superposição dos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$ em $t = 0$. Mesmo que o estado atômico inicial tenha uma componente do estado excitado $|a\rangle$, numa situação mais geral, onde existe decaimento dos estados atômicos, o átomo será bombeado continuamente, pela ação dos campos eletromagnéticos e do decaimento dos estados atômicos, para o estado escuro. Uma vez que o átomo é bombeado para o estado escuro, ele permanece nesse estado. Assim, nesse estado, o átomo não pode ser mais excitado.

Podemos ver agora como o estado escuro é desacoplado ao estado excitado $|a\rangle$ por uma transição de dipolo elétrico. Se calcularmos o elemento de matriz do operador dipolo elétrico $e\hat{z}$ entre o estado excitado $|a\rangle$ e o estado escuro, onde e é a carga do elétron, então temos

$$\langle a|e\hat{z}|D\rangle \propto [\Omega\langle a|\hat{z}|b\rangle - \alpha\langle a|\hat{z}|c\rangle] \propto (\mu_{ac}\mu_{ab} - \mu_{ab}\mu_{ac}) = 0. \quad (2.18)$$

2.2. Transparência Induzida Eletronicamente

Consideremos agora um sistema aberto de 3 níveis do tipo Λ como mostrado na Figura 2.2, no qual o estado excitado $|a\rangle$ decai para outros níveis, que não $|c\rangle$ e $|b\rangle$,

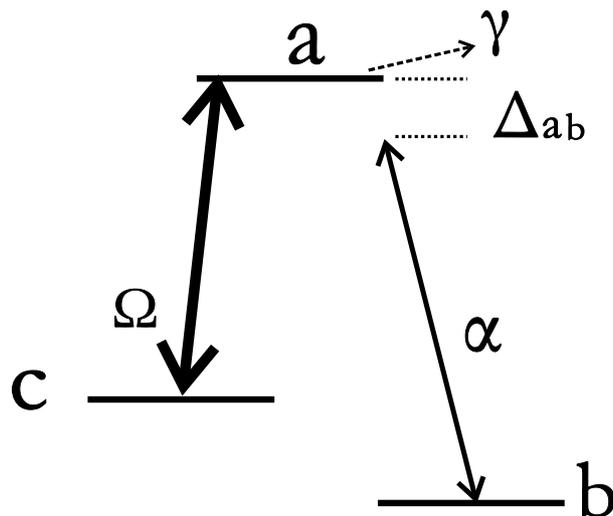


Figura 2.2. Sistema aberto de 3 níveis do tipo Λ .

a uma taxa γ . Este decaimento espontâneo pode ser levado em conta adicionando-se fenomenologicamente ao Hamiltoniano da Equação 2.1 um termo do tipo

$$\hat{H}_{esp} = -i\hbar\gamma|a\rangle\langle a|. \quad (2.19)$$

Neste caso, pode-se mostrar que as equações para as amplitudes de probabilidade, seguindo os mesmos passos que foram seguidos para obtermos a solução do problema anterior, Equações 2.10, 2.11 e 2.12, são

$$\dot{b} = i\alpha\tilde{a}/2, \quad (2.20)$$

$$\dot{\tilde{c}} = -i\Delta_{ab}\tilde{c} + i\Omega\tilde{a}/2, \quad (2.21)$$

$$\dot{\tilde{a}} = -i\Delta_{ab}\tilde{a} - \gamma\tilde{a} + i\alpha b + i\Omega\tilde{c}/2, \quad (2.22)$$

onde introduzimos ϕ_α e ϕ_Ω nas autofunções do átomo e definimos $\tilde{a}(t) = a(t)e^{-i\Delta_{ab}t}$ e $\tilde{c}(t) = c(t)e^{-i\Delta_{ab}t}$, onde $\Delta_{ab} = (\omega_a - \omega_b) - \omega$.

Assumindo que inicialmente $b(0) = 1$ e $a(0) = c(0) = 0$ e que o feixe de prova seja fraco o suficiente de modo que $b(t) \approx 1$, mesmo na ressonância, então no regime estacionário, ($\dot{\tilde{a}} \approx \dot{\tilde{c}} \approx 0$), encontramos que

$$\tilde{a} \approx \frac{(i\alpha)(i\Delta_{ab})}{(\gamma + i\Delta_{ab})(i\Delta_{ab}) + \Omega^2/4}. \quad (2.23)$$

A coerência induzida entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, $\rho_{ab} = ab^* \approx a$ de acordo com a aproximação $b(t) \approx 1$.

Vemos que, na presença do feixe de acoplamento Ω , a população no estado excitado é nula, e com isso a absorção do feixe de prova é cancelada quando este se encontra exatamente em ressonância ($\Delta_{ab} = 0$). Quando $\Omega = 0$, a Equação 2.23 reduz-se à Lorentziana de absorção ($\propto \text{Im}(\rho_{ab})$) usual:

$$\text{Im}(a) \propto 1/(\Delta_{ab}^2 + \gamma^2). \quad (2.24)$$

A este fenômeno de cancelamento da absorção do feixe de prova, quando em ressonância, dá-se o nome de Transparência Induzida Eletromagneticamente, ou EIT do inglês, “Electromagnetically Induced Transparency”.

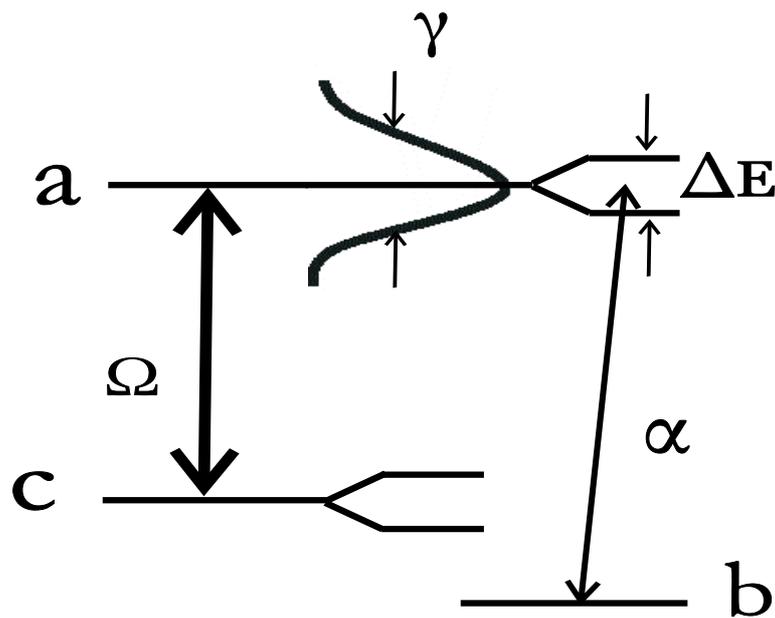


Figura 2.3. Influência do feixe de acoplamento para termos EIT.

CPT é responsável pelo efeito de EIT. O átomo é preparado num estado escuro e com isso, o feixe de prova não é absorvido mesmo na ressonância. Podemos ver isto da Equação 2.17: quando o feixe de prova é muito mais fraco que o feixe de acoplamento ($\Omega \gg \alpha$), então $|D\rangle \approx |b\rangle$. Fisicamente, o estado inicial $|b\rangle$ corresponde ao estado escuro, e a absorção do feixe de prova é cancelada. Podemos ver esse efeito de outra forma e está ilustrada na Figura 2.3. O feixe de acoplamento pode ser intenso o suficiente para produzir um deslocamento Stark dos estados atômicos $|a\rangle$ e $|c\rangle$. Se a intensidade do feixe de acoplamento for tal que a separação ΔE , produzida no estado $|a\rangle$, tiver uma largura em frequência que seja menor que a largura γ do estado excitado $|a\rangle$, então o feixe de prova terá dois caminhos indistinguíveis para ser absorvido, resultando assim numa interferência quântica destrutiva e com isso, o feixe de prova não será absorvido. Assim, vemos o papel fundamental do feixe de acoplamento para termos EIT.

Calculando a parte imaginária de \tilde{a} , obtemos o espectro de absorção, com e sem feixe de acoplamento, mostrado na Figura 2.4. O feixe de acoplamento cria o deslocamento Stark no estado excitado $|a\rangle$ para que se tenha uma interferência quântica destrutiva e para que o feixe de prova não seja absorvido.

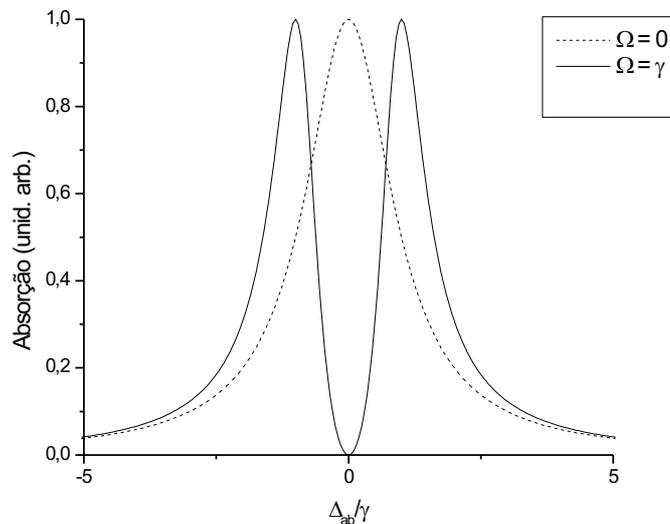


Figura 2.4. Espectro de absorção do feixe de prova com (linha contínua) e sem (linha tracejada) o feixe de acoplamento.

Na Figura 2.5, temos um espectro de absorção para alguns valores de Ω , mostrando que para qualquer valor não nulo de $\Omega = 0$, temos transparência completa. Isso ocorre porque ao calcularmos esse espectro de absorção, usamos a condição que o feixe de prova era fraco o suficiente de modo que toda a população se encontrou no estado $|b\rangle$ ($b(t) \approx 1$) no estado estacionário.

Calculando a parte real de \tilde{a} , obtemos a dispersão, com e sem feixe de acoplamento, mostrado na Figura 2.6. Em torno de $\Delta_{ab} = 0$, na presença do feixe de acoplamento, a dispersão tem uma variação muito maior do que quando o feixe de acoplamento não está presente. Este fato é responsável por fenômenos como propagação de luz lenta, uma vez que a velocidade de grupo da luz num meio é inversamente proporcional à derivada do índice de refração do meio, que por sua vez está associado com a dispersão.

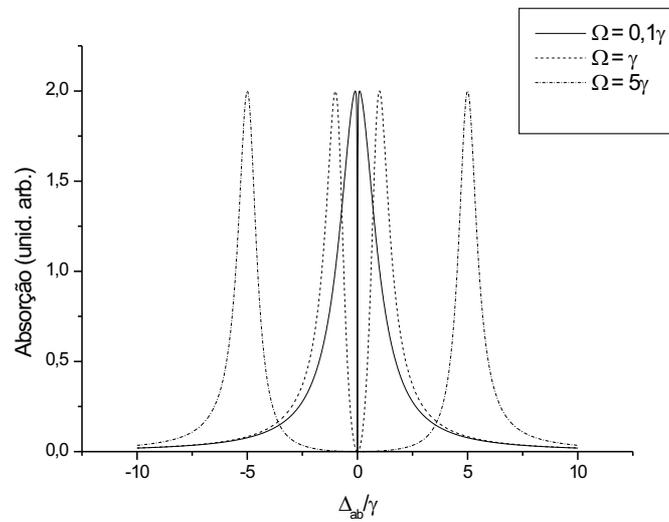


Figura 2.5. Espectro de absorção do feixe de prova na presença do feixe de acoplamento.

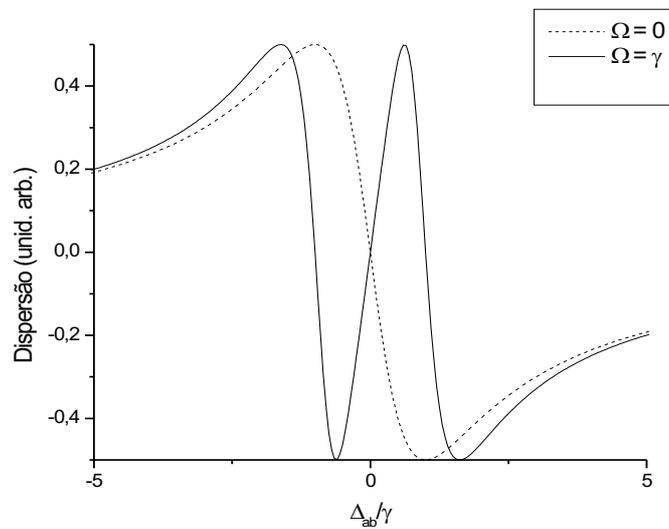


Figura 2.6. Dispersão do feixe de prova com (linha contínua) e sem (linha tracejada) o feixe de acoplamento.

2.3. Cálculo do Espectro de EIT

Tendo resolvido o problema anterior de um átomo de três níveis onde somente o estado excitado $|a\rangle$ decai para outros níveis, resolveremos agora um problema mais geral [21, 31]

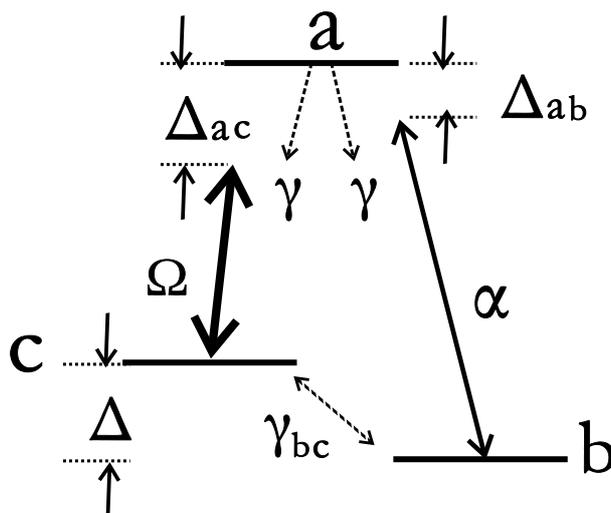


Figura 2.7. Átomo de três níveis interagindo com dois campos eletromagnéticos numa configuração do tipo Λ . O sistema é fechado, de modo que a população total é conservada.

descrito abaixo.

Utilizaremos um modelo de um sistema atômico fechado, que descreve sua interação com dois campos eletromagnéticos numa configuração do tipo Λ como mostrado na Figura 2.7. Dizemos que um sistema atômico é fechado, quando a população total do sistema atômico é conservada em qualquer instante de tempo.

Na Figura 2.7, temos um átomo de três níveis, com um estado excitado $|a\rangle$ e dois estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ que estão muito distantes em energia do estado excitado e próximos entre si, sendo assim considerados como estados fundamentais. Esse átomo interage com o feixe de prova de frequência de Rabi α , que acopla os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ e com o feixe de acoplamento de frequência de Rabi Ω , que acopla os estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$. Os estados fundamentais não estão acoplados diretamente por uma transição de dipolo elétrico. Consideraremos o caso em que o feixe de acoplamento é muito mais intenso que o feixe de prova; este fato será justificado e utilizado mais adiante. $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega$ e $\Delta_{ac} = \omega_{ac} - \omega_0$ são as dessintonizações dos feixes de prova e de acoplamento; ω_{ab} e ω_{ac} são as frequências de Bohr dos estados atômicos $|a\rangle$ e $|b\rangle$, e $|a\rangle$ e $|c\rangle$, respectivamente; ω e ω_0 são as frequências óticas dos feixes de prova e de acoplamento, respectivamente; γ é a taxa de decaimento do estado excitado para os estados fundamentais; e γ_{bc} é a taxa de decaimento da coerência e

da população entre os estados fundamentais. $\Delta = \omega_{ab} - \omega_{ac}$ é a diferença de energia entre os estados fundamentais. Se $\Delta = 0$, então a configuração do tipo Λ é dita ser degenerada, por outro lado, se $\Delta \neq 0$, como é o caso considerado aqui, a configuração do tipo Λ é dita ser não-degenerada.

2.4. Meio Homogeneamente Alargado

Se a probabilidade para um átomo ou molécula realizar uma transição de um estado $|i\rangle$ para um estado $|j\rangle$ for a mesma para todos os átomos ou moléculas que estão no mesmo estado $|i\rangle$, então a transição é dita ser homogeneamente alargada; caso contrário, a transição é dita ser inhomogeneamente alargada. Alguns exemplos de alargamento homogêneo são o alargamento por tempo de vida finito dos estados atômicos e o alargamento por potência. Por outro lado, um exemplo comum de alargamento inhomogêneo, é o alargamento Doppler em meios gasosos em baixa pressão, onde a probabilidade para um átomo realizar uma transição, depende da velocidade atômica devido ao efeito Doppler.

Faremos agora uma tratamento semiclássico do problema de interação entre átomo e campo, descrevendo o átomo, em repouso e mais adiante em movimento, pelas leis da Mecânica Quântica e tratando os campos eletromagnéticos classicamente. Queremos encontrar uma expressão que descreva a transição atômica do estado $|i\rangle$ para o estado $|j\rangle$ devido a essa interação.

Uma das formas de representarmos o estado quântico de um sistema físico é fazê-lo por meio do operador densidade $\hat{\rho}$. A equação que descreve a evolução temporal do operador densidade é conhecida como a Equação de Liouville, que é dada por

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\} + \hat{B}. \quad (2.25)$$

Na Equação 2.25, $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$ é o hamiltoniano do sistema átomo-campo, onde \hat{H}_0 é o hamiltoniano total do átomo livre para o átomo da Figura 2.7

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c|c\rangle\langle c|. \quad (2.26)$$

\hat{H}_{int} é o hamiltoniano de interação entre átomo e campo eletromagnético e na aproximação de dipolo elétrico, \hat{H}_{int} é dado por

$$\hat{H}_{int} = -\mu_{ab}(|a\rangle\langle b| + |b\rangle\langle a|)E_{\alpha} - \mu_{ac}(|a\rangle\langle c| + |c\rangle\langle a|)E_{\Omega}, \quad (2.27)$$

onde escolhemos as fases relativas entre os estados atômicos tal que $\mu_{ab} = \mu_{ba}$ e $\mu_{ac} = \mu_{ca}$.

O termo da equação de Liouville que contém o operador $\hat{\Lambda}$ foi introduzido fenomenologicamente e está associado a processos de decaimento dos níveis de energia. $\hat{\Lambda}$ é representado matricialmente na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ por

$$\begin{pmatrix} 2\gamma & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{bc} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{bc} \end{pmatrix}$$

Nesta representação matricial de $\hat{\Lambda}$, vemos que a população do estado $|a\rangle$ decai com uma taxa igual a $\Lambda_{aa} = 2\gamma$, a população do estado $|b\rangle$ decai com uma taxa igual a $\Lambda_{bb} = \gamma_{bc}$ e a população do estado $|c\rangle$ decai com uma taxa igual a $\Lambda_{cc} = \gamma_{bc}$, como visto na Figura 2.7.

O operador \hat{B} está associado a processos de aumento da população do estado $|i\rangle$ devido ao decaimento do estado $|j\rangle$ com $i \neq j$, ou seja, \hat{B} é levado em consideração apenas quando se escreve as equações de evolução temporal para as populações dos estados atômicos. Sendo assim, $\hat{B}_{ij} = 0$ para $i \neq j$ e para $i = j$ temos

$$\hat{B}_{ii} = \sum_{k \neq i} A_{ik} |i\rangle\langle k| \hat{\rho} |k\rangle\langle i|, \quad (2.28)$$

onde o operador \hat{A} é representado matricialmente na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ por

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \gamma & 0 & \gamma_{bc} \\ \gamma & \gamma_{bc} & 0 \end{pmatrix}$$

Nesta representação matricial de \hat{A} , vemos que a população do estado $|b\rangle$ tem sua população aumentada a uma taxa igual a $A_{ab} = \gamma$, devido a um decaimento da população

do estado $|a\rangle$, a população do estado $|c\rangle$ tem sua população aumentada com uma taxa igual a $A_{ac} = \gamma$, devido a um decaimento da população do estado $|a\rangle$ e a população do estado $|b\rangle$ tem sua população aumentada com uma taxa igual a $A_{cb} = \gamma_{bc}$, devido a um decaimento da população do estado $|c\rangle$ e virse versa, como visto na Figura 2.7.

Podemos agora escrever as equações de evolução temporal para os elementos de matriz do operador densidade na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$, usando a Equação 2.25, encontramos

$$\dot{\rho}_{aa} = \frac{i}{\hbar}\mu_{ab}E_{\alpha}(\rho_{ba} - \rho_{ab}) + \frac{i}{\hbar}\mu_{ac}E_{\Omega}(\rho_{ca} - \rho_{ac}) - 2\gamma\rho_{aa}, \quad (2.29)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \frac{i}{\hbar}\mu_{ab}E_{\alpha}(\rho_{ab} - \rho_{ba}) - \gamma_{bc}\rho_{bb} + \gamma\rho_{aa} + \gamma_{bc}\rho_{cc}, \quad (2.30)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = \frac{i}{\hbar}\mu_{ac}E_{\Omega}(\rho_{ac} - \rho_{ca}) - \gamma_{bc}\rho_{cc} + \gamma\rho_{aa} + \gamma_{bc}\rho_{bb}, \quad (2.31)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -(\gamma + \gamma_{bc}/2 + i\omega_{ab})\rho_{ab} + \frac{i}{\hbar}\mu_{ab}E_{\alpha}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + \frac{i}{\hbar}\mu_{ac}E_{\Omega}\rho_{cb}, \quad (2.32)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -(\gamma_{bc} + i\omega_{cb})\rho_{cb} + \frac{i}{\hbar}\mu_{ac}E_{\Omega}\rho_{ab} - \frac{i}{\hbar}\mu_{ab}E_{\alpha}\rho_{ca}, \quad (2.33)$$

$$\dot{\rho}_{ca} = -(\gamma + \gamma_{bc}/2 - i\omega_{ac})\rho_{ca} + \frac{i}{\hbar}\mu_{ac}E_{\Omega}(\rho_{aa} - \rho_{cc}) - \frac{i}{\hbar}\mu_{ab}E_{\alpha}\rho_{cb}, \quad (2.34)$$

onde $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$, $\omega_{cb} = \omega_c - \omega_b$ e $\omega_{ac} = \omega_a - \omega_c$.

O feixe de prova, quando acopla os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, “força” o átomo a oscilar em sua frequência ótica ω , induzindo assim um dipolo atômico. A indução desse dipolo atômico é acompanhada pela indução de uma coerência atômica ρ_{ab} , na frequência ótica ω . O mesmo vale para o feixe de acoplamento, que conecta os estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$.

Motivados fisicamente pelo precedente argumento físico, faremos agora $\rho_{ab} = \sigma_{ab}e^{-i\omega t}$, $\rho_{ac} = \sigma_{ac}e^{-i\omega_0 t}$ e $\rho_{cb} = \sigma_{cb}e^{-i(\omega - \omega_0)t}$, onde ω é a frequência ótica do feixe de prova, ω_0 é a frequência ótica do feixe de acoplamento e σ_{ab} , σ_{ac} e σ_{cb} funções que variam lentamente no tempo. Consideraremos que as populações também variam lentamente no tempo, designando-as como σ_{aa} , σ_{bb} e σ_{cc} . Considerando o caso em que a amplitude dos campos eletromagnéticos associados aos feixes de prova e de acoplamento não apresentam variações espaciais em regiões de dimensões atômicas, então não haverão efeitos devidos à estrutura espacial dos campos eletromagnéticos, e com isso, podemos escrever os campos eletromagnéticos como ondas planas da forma $E_{\alpha}(t) = E_{\alpha}^0 \frac{1}{2}(e^{-i\omega t} + e^{i\omega t})$ e $E_{\Omega}(t) =$

$E_{\Omega}^0 \frac{1}{2}(e^{-i\omega_0 t} + e^{i\omega_0 t})$, onde E_{α}^0 e E_{Ω}^0 são amplitudes constantes. Então, podemos escrever, por exemplo, para o elemento de matriz $\dot{\sigma}_{aa}$

$$\dot{\sigma}_{aa} = \frac{i}{2\hbar} \mu_{ab} E_{\alpha}^0 (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t})(\sigma_{ba} e^{i\omega t} - \sigma_{ab} e^{-i\omega t}) + \frac{i}{\hbar} \mu_{ac} E_{\Omega}^0 (e^{-i\omega_0 t} + e^{i\omega_0 t})(\sigma_{ca} e^{i\omega_0 t} - \sigma_{ac} e^{-i\omega_0 t}) - 2\gamma \sigma_{aa}.$$

Desprezando agora termos que oscilam, rapidamente, da forma $e^{\pm 2i\omega t}$ e da forma $e^{\pm 2i\omega_0 t}$, podemos escrever

$$\dot{\sigma}_{aa} = -2\gamma \sigma_{aa} - i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.35)$$

onde $\alpha = \mu_{ab} E_{\alpha}^0 / 2\hbar$ e $\Omega = \mu_{ac} E_{\Omega}^0 / 2\hbar$ são as frequências de Rabi dos feixes de prova e de acoplamento, respectivamente.

Com isso, desprezando termos que oscilam rapidamente, da forma $e^{\pm 2i\omega t}$, $e^{\pm 2i\omega_0 t}$ e $e^{\pm i(\omega + \omega_0)t}$, podemos escrever as equações de evolução temporal para os elementos de matriz do operador densidade, na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$, como

$$\dot{\sigma}_{aa} = -2\gamma \sigma_{aa} - i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.36)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \gamma \sigma_{aa} - \gamma_{bc} \sigma_{bb} + \gamma_{bc} \sigma_{cc} + i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}), \quad (2.37)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = \gamma \sigma_{aa} + \gamma_{bc} \sigma_{bb} - \gamma_{bc} \sigma_{cc} + i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.38)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab} \sigma_{ab} - i\alpha(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\Omega \sigma_{cb}, \quad (2.39)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -\Gamma_{cb} \sigma_{cb} - i\alpha \sigma_{ca} + i\Omega \sigma_{ab}, \quad (2.40)$$

$$\dot{\sigma}_{ca} = -\Gamma_{ca} \sigma_{ca} - i\alpha \sigma_{cb} + i\Omega(\sigma_{aa} - \sigma_{cc}). \quad (2.41)$$

Desprezando termos que oscilam rapidamente, estamos fazendo uma aproximação conhecida como Aproximação de Onda Girante (RWA, do inglês “Rotating Wave Approximation”). Nas equações acima, $\Gamma_{ab} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + i\Delta_{ab}$, $\Gamma_{cb} = \gamma_{bc} + i(\Delta_{ab} - \Delta_{ac})$ e $\Gamma_{ca} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + i\Delta_{ca} = \Gamma_{ac}^* = \gamma + \gamma_{bc}/2 - i\Delta_{ac}$.

Se o sistema atômico é fechado (a população total é conservada), temos

$$\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1. \quad (2.42)$$

Queremos encontrar uma expressão para a coerência σ_{ab} induzida entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$ pelos feixes. Para isso, vejamos as seguintes relações associadas à transição entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$. A polarização induzida é a densidade média de dipolos induzidos e dada por

$$P_{ab} = Tr(\hat{\mu}\hat{\rho}) = \mu_{ab}\rho_{ab} + c.c., \quad (2.43)$$

onde P_{ab} e ρ_{ab} são funções da posição e do tempo .

Como já foi argumentado, o feixe de prova induz um dipolo atômico que oscila na frequência ótica ω do feixe de prova, então podemos usar esse argumento para lembrar que como a polarização macroscópica é uma medida da densidade desses dipolos, então, a polarização macroscópica também oscilará na frequência ótica ω do feixe de prova. Assim, podemos escrever

$$P_{ab} = \frac{1}{2}\tilde{P}_{ab}e^{-i\omega t} + c.c., \quad (2.44)$$

onde \tilde{P}_{ab} é uma função que varia lentamente no tempo. Dessas duas equações, podemos concluir que

$$\tilde{P}_{ab} = 2\mu_{ab}\rho_{ab}e^{-i\omega t} = 2\mu_{ab}\sigma_{ab} = \epsilon\chi E_{\alpha}^0. \quad (2.45)$$

Na última igualdade, usamos a relação $\tilde{P}_{ab} = \epsilon\chi E_{\alpha}^0$, onde ϵ é a constante de permissividade elétrica do meio e χ é a susceptibilidade elétrica linear. Com isso, vemos que podemos encontrar o espectro de absorção do feixe de prova, tendo encontrado σ_{ab} e calculando sua parte imaginária. Isto é feito usando a relação $\chi = \chi' + i\chi''$, onde χ' está associado à dispersão e χ'' está associado à absorção linear. Estamos considerando apenas a susceptibilidade linear na expressão da polarização, pois estamos assumindo que o feixe de prova é pouco intenso, de modo que efeitos óticos não-lineares sejam desprezíveis.

Escrevendo uma generalização da Equação 2.44 para processos óticos não-lineares [32], temos

$$\tilde{P}_{ab} = 2\mu_{ab}\sigma_{ab} = \epsilon(\chi E_{\alpha}^0 + \chi^{(2)} E_{\alpha}^0 E_{\alpha}^0 + \chi^{(3)} E_{\alpha}^0 E_{\alpha}^0 E_{\alpha}^0 + \dots), \quad (2.46)$$

onde $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ são as susceptibilidades associadas a processos não-lineares de ordem 2 e

3, respectivamente. Como $\alpha = \mu_{ab}E_\alpha^0/2\hbar$, então

$$\tilde{P}_{ab} = 2\mu_{ab}\sigma_{ab} = \epsilon[\chi(2\hbar/\mu_{ab})\alpha + \chi^{(2)}(2\hbar/\mu_{ab})^2\alpha^2 + \chi^{(3)}(2\hbar/\mu_{ab})^3\alpha^3 + \dots]. \quad (2.47)$$

Queremos agora encontrar uma solução para a coerência induzida σ_{ab} . Como estamos considerando apenas processos óticos lineares, o feixe de prova é pouco intenso, em que a polarização depende apenas linearmente do campo eletromagnético associado ao feixe de prova, podemos escrever

$$\tilde{P}_{ab} = 2\mu_{ab}\sigma_{ab} \approx \epsilon\chi(2\hbar/\mu_{ab})\alpha. \quad (2.48)$$

Nessa aproximação, podemos encontrar uma solução para σ_{ab} em primeira ordem em α , escrita como $\sigma_{ab}^{(1)}$. Resolveremos o problema em todas as ordens em Ω .

No estado estacionário, os elementos de matriz do operador densidade não mais variam no tempo. Com isso, podemos fazer $\dot{\sigma}_{aa} = \dot{\sigma}_{bb} = \dot{\sigma}_{cc} = \dot{\sigma}_{ab} = \dot{\sigma}_{cb} = \dot{\sigma}_{ca} = 0$. Fazendo isto, temos

$$0 = -2\gamma\sigma_{aa} - i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.49)$$

$$0 = \gamma\sigma_{aa} - \gamma_{bc}\sigma_{bb} + \gamma_{bc}\sigma_{cc} + i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}), \quad (2.50)$$

$$0 = \gamma\sigma_{aa} + \gamma_{bc}\sigma_{bb} - \gamma_{bc}\sigma_{cc} + i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}), \quad (2.51)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} - i\alpha(\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\Omega\sigma_{cb}, \quad (2.52)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} - i\alpha\sigma_{ca} + i\Omega\sigma_{ab}, \quad (2.53)$$

$$0 = -\Gamma_{ca}\sigma_{ca} - i\alpha\sigma_{cb} + i\Omega(\sigma_{aa} - \sigma_{cc}), \quad (2.54)$$

$$\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1. \quad (2.55)$$

A Equação 2.55 é a mesma que a Equação 2.42.

Podemos calcular as populações em várias ordens em α . Em uma primeira aproximação, as calcularemos em ordem zero em α fazendo $\alpha = 0$ nas precedentes equações. O resultado é

$$0 = -2\gamma\sigma_{aa}^{(0)} - i\Omega(\sigma_{ac}^{(0)} - \sigma_{ca}^{(0)}), \quad (2.56)$$

$$0 = \gamma\sigma_{aa}^{(0)} - \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(0)} + \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(0)}, \quad (2.57)$$

$$0 = \gamma\sigma_{aa}^{(0)} + \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(0)} - \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(0)} + i\Omega(\sigma_{ac}^{(0)} - \sigma_{ca}^{(0)}), \quad (2.58)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(0)} + i\Omega\sigma_{cb}^{(0)}, \quad (2.59)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb}^{(0)} + i\Omega\sigma_{ab}^{(0)}, \quad (2.60)$$

$$0 = -\Gamma_{ca}\sigma_{ca}^{(0)} + i\Omega(\sigma_{aa}^{(0)} - \sigma_{cc}^{(0)}), \quad (2.61)$$

$$\sigma_{aa}^{(0)} + \sigma_{bb}^{(0)} + \sigma_{cc}^{(0)} = 1. \quad (2.62)$$

Com isso, podemos escrever para $\sigma_{aa}^{(0)}$, $\sigma_{bb}^{(0)}$ e $\sigma_{cc}^{(0)}$

$$\sigma_{aa}^{(0)} = \frac{2\gamma_{bc}\Omega^2}{2D}, \sigma_{bb}^{(0)} = \frac{4\gamma X\gamma_{bc} + 2\gamma_{bc}\Omega^2}{2D}, \sigma_{cc}^{(0)} = \frac{4\gamma X\gamma_{bc} + 2\gamma_{bc}\Omega^2 + 2\gamma\Omega^2}{2D}, \quad (2.63)$$

onde

$$D = 4\gamma X\gamma_{bc} + 3\gamma_{bc}\Omega^2 + \gamma\Omega^2 \quad (2.64)$$

com $X = |\Gamma_{ca}|^2/2\gamma$. Ou seja, estas são as populações na presença do feixe de acoplamento e na ausência do feixe de prova.

Assumindo agora que o feixe de prova seja ligado e este seja fraco o suficiente de modo que as populações 2.63 não sejam alteradas de forma significativa, podemos calcular a coerência induzida $\sigma_{ab}^{(1)}$ em primeira ordem em α , assim obtemos

$$0 = -2\gamma\sigma_{aa}^{(1)} - i\alpha(\sigma_{ab}^{(0)} - \sigma_{ba}^{(0)}) - i\Omega(\sigma_{ac}^{(1)} - \sigma_{ca}^{(1)}), \quad (2.65)$$

$$0 = \gamma\sigma_{aa}^{(1)} - \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(1)} + \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(1)} + i\alpha(\sigma_{ab}^{(0)} - \sigma_{ba}^{(0)}), \quad (2.66)$$

$$0 = \gamma\sigma_{aa}^{(1)} + \gamma_{bc}\sigma_{bb}^{(1)} - \gamma_{bc}\sigma_{cc}^{(1)} + i\Omega(\sigma_{ac}^{(1)} - \sigma_{ca}^{(1)}), \quad (2.67)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(1)} - i\alpha(\sigma_{aa}^{(0)} - \sigma_{bb}^{(0)}) + i\Omega\sigma_{cb}^{(1)}, \quad (2.68)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb}^{(1)} - i\alpha\sigma_{ca}^{(0)} + i\Omega\sigma_{ab}^{(1)}, \quad (2.69)$$

$$0 = -\Gamma_{ca}\sigma_{ca}^{(1)} - i\alpha\sigma_{cb}^{(0)} + i\Omega(\sigma_{aa}^{(1)} - \sigma_{cc}^{(1)}), \quad (2.70)$$

$$\sigma_{aa}^{(1)} + \sigma_{bb}^{(1)} + \sigma_{cc}^{(1)} = 1. \quad (2.71)$$

Agora encontramos das Equações 2.65-2.71, que a coerência $\sigma_{ab}^{(1)}$ é dada por

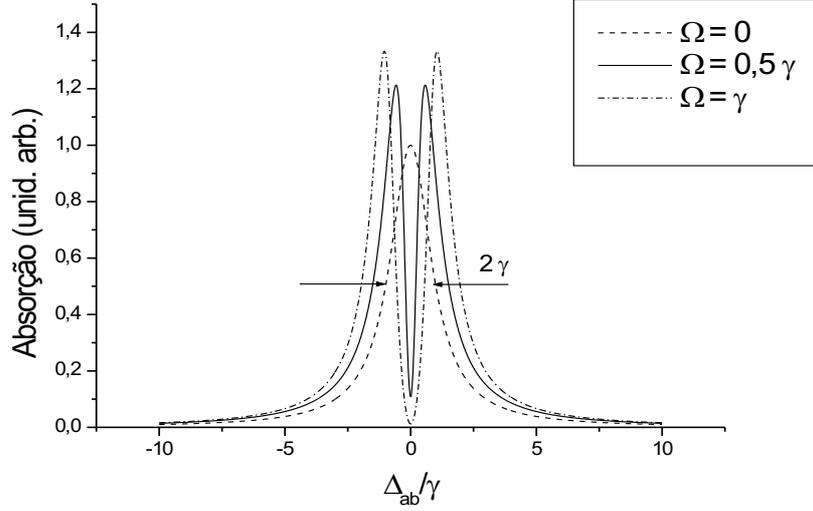


Figura 2.8. Espectro de EIT para átomos parados.

$$\sigma_{ab}^{(1)} = \frac{i\alpha}{\Gamma_{ab}\Gamma_{cb} + \Omega^2} [\Gamma_{cb}(\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) - \frac{\Omega^2}{\Gamma_{ca}}(\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)})]. \quad (2.72)$$

Na Figura 2.8, vemos o espectro de absorção do feixe de prova para vários valores de Ω . Com o auxílio da Equação 2.72, quando $\Omega = 0$, temos um espectro de absorção de meia largura igual a γ . Quando Ω é não nulo, temos em torno de $\Delta_{ab} = 0$, uma grande redução na absorção do feixe de prova, devido à presença do feixe de acoplamento. O pico de transmissão de EIT ocorre em $\Delta_{ab} = 0$, resultado esse que é válido também no caso mais geral em que os átomos têm velocidades diferente de zero e que será discutido mais adiante. Como já vimos na introdução ao EIT, na primeira seção (2.2), temos transparência completa para qualquer intensidade não nula do feixe de acoplamento. Naquele caso, uma vez que o átomo se encontra no estado $|b\rangle$, ele ficará neste estado para sempre. No presente caso, uma vez que o átomo se encontra no estado $|b\rangle$, o mesmo pode, devido ao decaimento da população deste estado para o estado $|c\rangle$, com uma taxa γ_{bc} , ser excitado pelo feixe de acoplamento para o estado $|a\rangle$. Como na condição de EIT o átomo não se encontra no estado excitado $|a\rangle$, o feixe de acoplamento tem que ser intenso o suficiente para bombear ópticamente o átomo para o estado $|b\rangle$. Assim, para $\Omega = 0,5 \gamma$, o

feixe de prova não é intenso o suficiente para termos transparência completa. Já no caso de $\Omega = \gamma$, o feixe de prova é intenso o suficiente para termos transparência completa.

Em muitas aplicações do efeito de EIT, a largura da ressonância de EIT é muito importante como já mencionado neste trabalho. Veremos agora, alguns aspectos referentes à largura da ressonância de EIT.

Com $\Delta_{ac} = 0$ e $\Omega^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$, temos que $X \approx \gamma/2$, $D \approx \Omega^2\gamma$ e $\sigma_{aa}^{(0)} \approx \sigma_{cc}^{(0)} \approx 0$, $\sigma_{bb}^{(0)} \approx 1$. Nesse limite, temos $\sigma_{bb}^{(0)} \approx 1$ onde toda a população é bombeada opticamente pelo feixe de acoplamento para o estado $|b\rangle$. Essa é a condição usual para termos EIT, no sentido de termos transparência completa, assim podemos escrever a Equação 2.48 como

$$\chi = \eta \left\{ \frac{\sigma_{ab}^{(1)}}{\alpha} \right\} = \eta \frac{i\Gamma_{cb}}{\Gamma_{ab}\Gamma_{cb} + \Omega^2}, \quad (2.73)$$

onde η é uma constante.

Usando $\Gamma_{ab} \approx \gamma + i\Delta_{ab}$ ($\gamma_{bc} \ll \gamma$) e $\Gamma_{cb} = \gamma_{bc} + i\Delta_{ab}$ temos

$$\chi = i\eta \frac{\gamma_{ab} + i\Delta_{ab}}{(\gamma + i\Delta_{ab})(\gamma_{bc} + i\Delta_{ab}) + \Omega^2}. \quad (2.74)$$

Encontramos então que χ'' , a parte imaginária de χ , é dada por

$$\chi'' = \frac{\eta}{Z} [\gamma_{bc}(\Omega^2 - \Delta_{ab}^2) + \gamma\Delta_{ab}^2] \quad (2.75)$$

onde $Z = (\Omega^2 - \Delta_{ab}^2)^2 + \Delta_{ab}^2$.

Podemos calcular o maior valor de χ'' calculando a solução de $d\chi''/d\Delta_{ab} = 0$, que é

$$\chi''_{max}(\Delta_{ab} = \Omega) = \eta \frac{\gamma\Omega^2}{\Omega^2\gamma^2} = \frac{\eta}{\gamma}. \quad (2.76)$$

Em $\Delta_{ab} = 0$, encontramos facilmente o mínimo valor de χ'' , dado por

$$\chi''_{min} = \frac{\eta\gamma_{bc}}{\Omega^2} = \left(\frac{\gamma_{bc}\gamma}{\Omega^2}\right) \frac{\eta}{\gamma} \ll \frac{\eta}{\gamma}. \quad (2.77)$$

Podemos agora definir a meia largura da ressonância de EIT, Γ_{EIT} , como sendo o valor de Δ_{ab} para o qual $\chi'' = (\chi_{max} - \chi_{min})/2 \approx \chi_{max}/2$, ou seja

$$\chi''(\Delta_{ab} = \Gamma_{EIT}) = \frac{1}{2} \frac{\eta}{\gamma} \quad (2.78)$$

Substituindo a Equação acima na Equação 2.75, temos

$$\Delta_{ab}^4 - (2\Omega^2 + \gamma^2)\Delta_{ab}^2 + \Omega^4 = 0, \quad (2.79)$$

cuja solução é

$$\Delta_{ab}^2 = \frac{\gamma^2}{2}(2s + 1 \pm \sqrt{4s + 1}), \quad (2.80)$$

onde $s = \Omega^2/\gamma^2$.

2.4.1. Caso em que $s \ll 1$

Lembrando da Figura 2.3, a separação ΔE é da ordem de Ω . Assim, quando $s \ll 1$, temos $\Omega \ll \gamma$, onde γ é a largura do estado excitado. Com isso, $\Delta E \ll \gamma$,

$$\Delta_{ab}^2 \approx \frac{\gamma^2}{2}[2s + 1 \pm (1 + 2s - 2s^2)]. \quad (2.81)$$

Assim, podemos escrever

$$\Delta_{ab} \approx \pm\gamma, \pm\frac{\Omega^2}{\gamma}. \quad (2.82)$$

A Equação 2.82 mostra que temos uma ressonância de absorção de largura 2γ e em seu centro uma ressonância de transmissão de largura

$$2\Gamma_{EIT} \approx 2\Omega^2/\gamma, \quad (2.83)$$

como ilustrado na Figura 2.9.

2.4.2. Caso em que $s \gg 1$

Da mesma forma, quando $s \gg 1$, temos $\Delta E \gg \gamma$ e obtemos da Equação 2.80

$$\Delta_{ab}^2 \approx \gamma^2(s \pm \sqrt{s}) \quad (2.84)$$

tal que

$$\Delta_{ab} = \Omega \pm \gamma/2, -\Omega \mp \gamma/2, \quad (2.85)$$

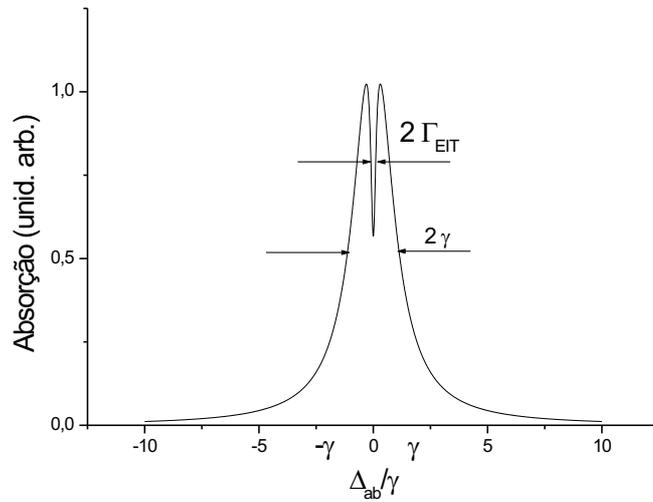


Figura 2.9. Espectro de absorção para $s = \Omega^2/\gamma^2 \ll 1$, mostrando a ressonância de transmissão de EIT, onde $\Omega = 0, 2\gamma$ e $\gamma_{bc} = 0, 1\gamma$.

então

$$\Delta_{ab} \approx \pm\Omega \pm \gamma/2. \quad (2.86)$$

Nesse limite, vemos da Equação 2.86, que temos duas ressonâncias de absorção centradas em $\pm\Omega$, com largura γ que são conhecidos como formando o dubleto de Autler-Townes e separados por 2Ω , ver Figura 2.10. Nesse limite, não falamos mais em transparência induzida eletromagneticamente. Aqui, existem dois caminhos distintos para a absorção do feixe de prova, e portanto não há cancelamento da absorção devido a interferências quânticas destrutivas. A absorção é reduzida, simplesmente, devido ao deslocamento Stark do estado excitado em relação ao feixe de prova.

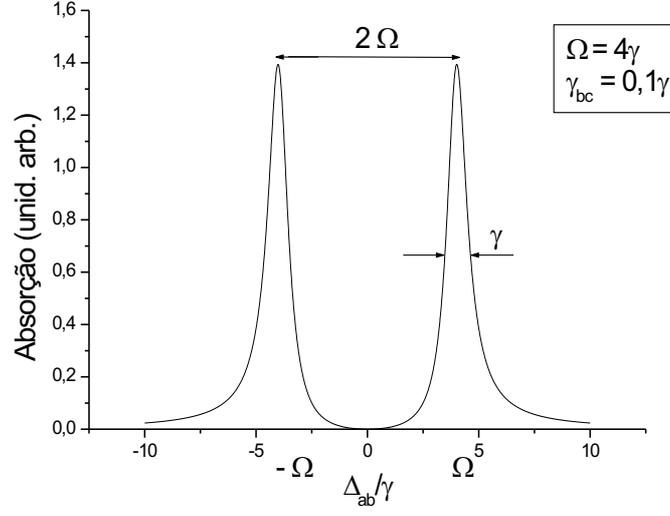


Figura 2.10. Espectro de absorção para $s = \Omega^2/\gamma^2 \gg 1$, mostrando o duplete de Autler-Townes, onde $\Omega = 4\gamma$.

2.5. Meio Inomogeneamente Alargado

Para um meio inomogeneamente alargado, e feixes co-propagantes, devido ao efeito Doppler, temos que

$$\omega \rightarrow \omega(1 - v/c) = \omega - k_p v, \quad (2.87)$$

e

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0(1 - v/c) = \omega_0 - k_c v, \quad (2.88)$$

onde v é a velocidade do átomo, c é a velocidade da luz no vácuo e k_p e k_c são os números de onda dos feixes de prova e de acoplamento no vácuo, respectivamente. Com essas modificações temos

$$\Delta_{ab} \rightarrow \Delta_{ab} + k_p v, \quad (2.89)$$

$$\Delta_{ac} \rightarrow \Delta_{ac} + k_c v \quad (2.90)$$

e

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta_{cb} + (k_p - k_c)v. \quad (2.91)$$

Com isso obtemos

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + i(\Delta_{ab} + k_p v), \quad (2.92)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma_{bc} + i[\Delta_{ab} + (k_p - k_c)v], \quad (2.93)$$

e

$$\Gamma_{ca} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + ik_p v \quad (2.94)$$

onde fizemos $\Delta_{ac} = 0$ novamente e na equação 2.94 usamos o fato de que $k_c \approx k_p$.

A coerência σ_{ab} agora é uma função da velocidade v . Então temos que considerar a contribuição de átomos de todas as classes de velocidade, de modo que a susceptibilidade χ é dada por

$$\chi(\Delta_{ab}) = \int d(k_p v) f(k_p v) \eta \sigma_{ab}(k_p v, \Delta_{ab}) / \alpha \quad (2.95)$$

onde

$$f(k_p v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} u^2} e^{-(k_p v)^2 / (k_p u)^2} \quad (2.96)$$

é a distribuição de Maxwell-Boltzmann para um gás unidimensional; u é a velocidade térmica dos átomos. Ou seja, a susceptibilidade $\chi(\Delta_{ab})$ é uma média sobre todas as velocidades.

Na Figura 2.11, mostramos um espectro de absorção que leva em conta os átomos de todas as classes de velocidade. O espectro de absorção para $\Omega = 0$ é conhecido como espectro de absorção Doppler, porque para $\Omega = 0$ a largura do espectro de absorção passou de 2γ , quando apenas a classe de velocidade $v = 0$ foi considerada, para uma largura da ordem de $2k_p u$, que para temperaturas ambientes é, tipicamente, da ordem de centenas de unidades de γ .

Ao mesmo tempo que o feixe de acoplamento ajuda a criar a transparência no meio, um efeito coerente, bombeia óticamente átomos para o estado $|b\rangle$, um efeito incoerente, aumentando assim a absorção do feixe de prova. Quando $\Omega = \gamma$, vemos que a intensidade do feixe de acoplamento não é suficiente para fazer com que a transparência

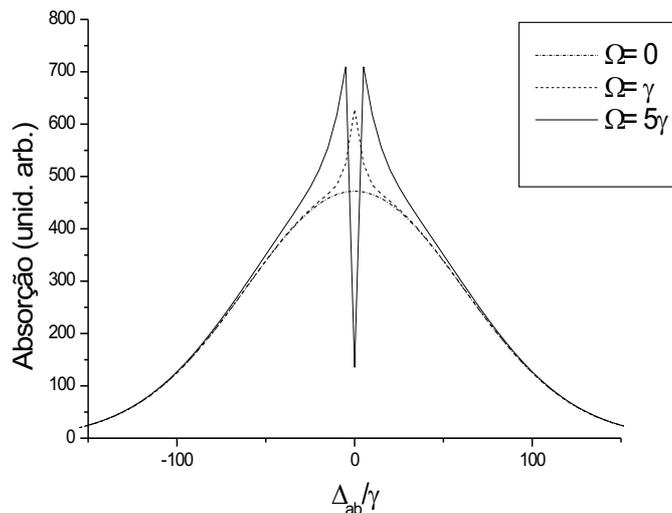


Figura 2.11. Espectro de EIT para átomos com $v \neq 0$ e para vários valores de Ω ; $ku = 86\gamma$.

supere o bombeamento ótico, e vemos apenas o pico de bombeamento ótico. Quando $\Omega = 5\gamma$, vemos que a intensidade do feixe de acoplamento é suficiente para fazer com que a transparência supere o bombeamento ótico, e vemos o sinal de EIT superposto com o pico de bombeamento ótico.

Um fato interessante está mostrado na Figura 2.12, onde vemos que embora o espectro de absorção alargue devido ao efeito Doppler, a ressonância de EIT estreita quando átomos de todas as classes de velocidade são levados em consideração. Na Figura 2.12, mostramos os espectros no intervalo de interesse.

Para entendermos melhor o efeito de estreitamento da ressonância de EIT, consideremos o espectro de absorção para algumas classes de velocidade diferente de zero. Isto está mostrado na Figura 2.13.

Vemos, na Figura 2.13, que para uma dada classe de velocidade v , temos uma ressonância de absorção em $\Delta_{ab} = -k_p v$ e uma ressonância de EIT aproximadamente em $\Delta_{ab} = 0$. Quando consideramos duas classes de velocidade simétricas, v e $-v$, vemos que temos uma largura da ressonância de EIT efetiva que é menor que a largura da ressonância de EIT para uma classe de velocidade $v = 0$. Assim, quando consideramos todas

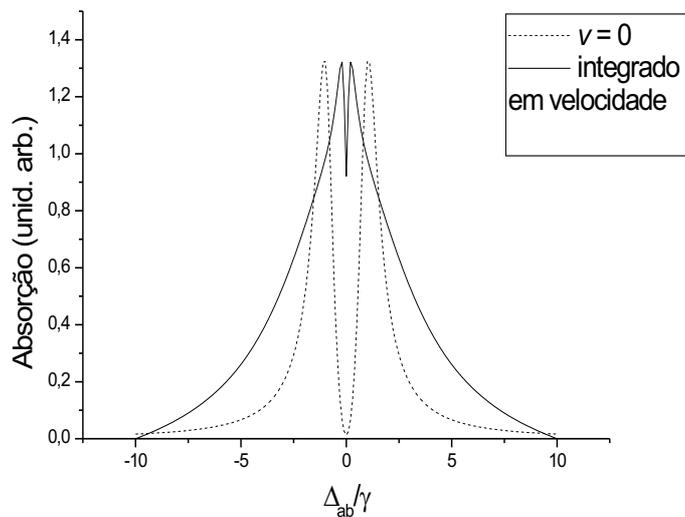


Figura 2.12. Estreitamento da ressonância de EIT devido à média de velocidades, $\gamma_{bc} = 0,1 \gamma$, $ku = 86 \gamma$ e $\Omega = \gamma$.

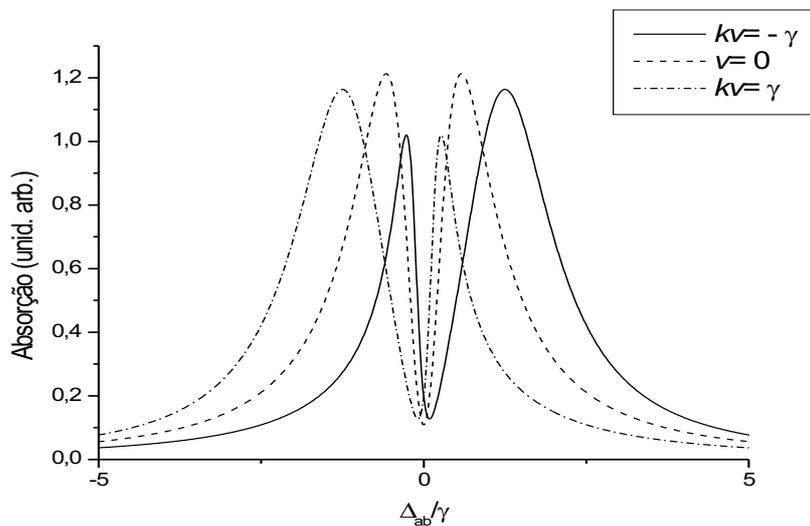


Figura 2.13. Espectro de EIT para átomos de diferentes velocidades.

as classes de velocidades, temos um efeito de estreitamento da ressonância de EIT. Na Figura 2.14, temos uma média aritmética de nove espectros de absorção para uma dada

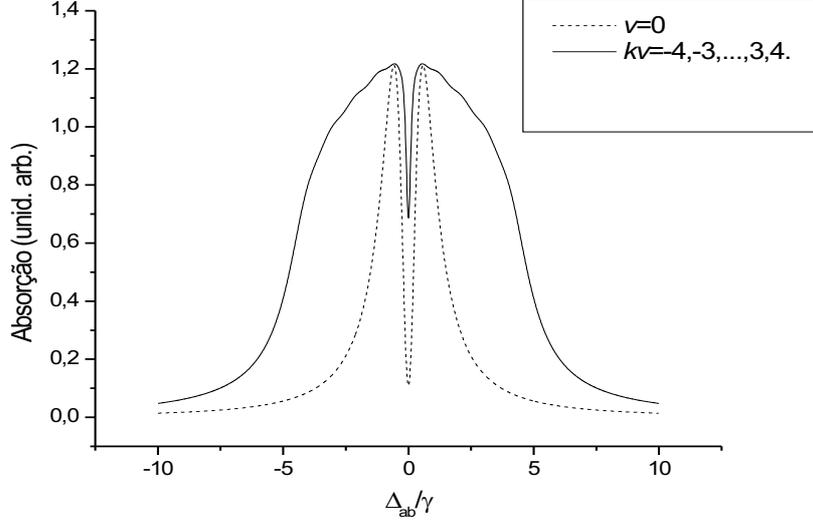


Figura 2.14. Espectro de EIT.

classe de velocidade. Podemos ver o efeito de estreitamento da ressonância de EIT.

Podemos entender fisicamente, em termos dos estados “vestidos”, estados que descrevem, conjuntamente, o estado do feixe de acoplamento e o estado do átomo, $|+\rangle$ e $|-\rangle$, porque temos o efeito de estreitamento da ressonância de EIT, observando a Figura 2.15.

O feixe de prova está sintonizado no centro da ressonância Doppler do estado excitado $|a\rangle$. Para átomos parados (item a), o deslocamento provocado pelo feixe de acoplamento é igual a 2Ω . Um átomo com velocidade v “vê” o feixe de acoplamento com uma frequência mudada de $\pm|k_c v|$, assim o deslocamento cresce para $2\Omega' = 2\sqrt{\Omega^2 + |k_c v|^2}$. Podemos ver na Figura 2.15, que para átomos se movendo no mesmo sentido de propagação da luz (item b), o estado vestido $|-\rangle$ se aproxima da frequência central ω_{ab} . O mesmo ocorre para átomos se movendo no sentido contrário ao de propagação da luz (item c), e o estado vestido $|+\rangle$ se aproxima da frequência central ω_{ab} . Com isso, temos uma largura efetiva mais estreita de EIT igual a

$$2\Gamma'_{EIT} \leq 2(\sqrt{\Omega^2 + |k_c v|^2} - |k_c v|). \quad (2.97)$$

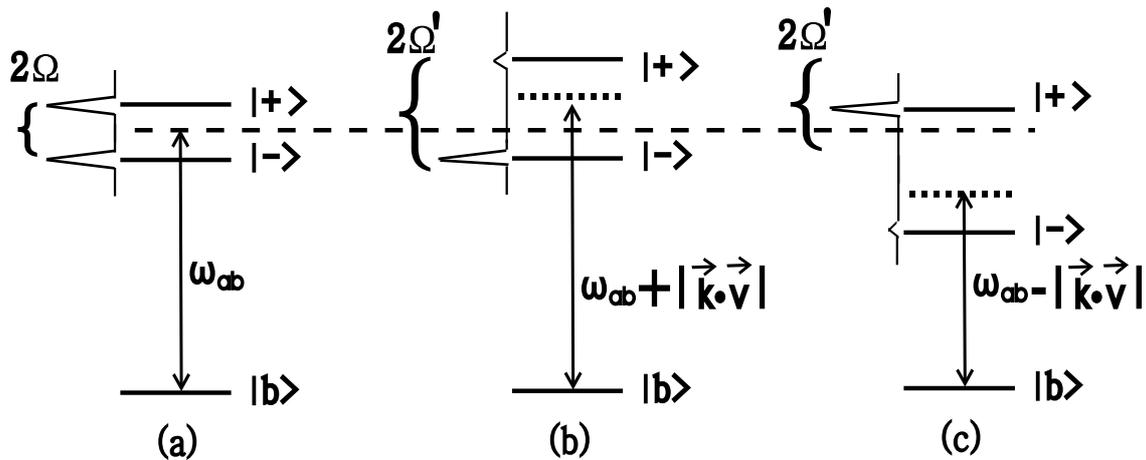


Figura 2.15. Estreitamento da ressonância de EIT.

2.6. Dependência Angular da Ressonância de EIT

Usualmente os feixes de prova e de acoplamento são considerados co-propagantes, e com isso o efeito Doppler residual, cujo termo responsável é $(\vec{k}_p - \vec{k}_c) \cdot \vec{v} = (k_p - k_c)v$, é desprezado, haja vista que $k_p \approx k_c$. Entretanto, quando existe um ângulo θ entre os dois feixes como mostrado na Figura 2.16, temos $\vec{k}_p \cdot \vec{v} = k_p v_z$ e $\vec{k}_c \cdot \vec{v} = k_c [v_z \cos(\theta) + v_x \sin(\theta)]$. Com isso, temos que $\Gamma_{ab} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + i(\Delta_{ab} + k_p v_z)$, $\Gamma_{ca} = \gamma + \gamma_{bc}/2 + i k_c [v_z \cos(\theta) + v_x \sin(\theta)]$ e $\Gamma_{cb} = \gamma_{bc} + i(\Delta_{ab} + k_p v_z) - i k_c [v_z \cos(\theta) + v_x \sin(\theta)]$. Assim, o termo responsável pelo efeito Doppler residual pode ser significativo. Para θ pequeno o suficiente, o deslocamento Doppler residual $(\vec{k}_c - \vec{k}_p) \cdot \vec{v} \approx k_c v_x \theta$. Agora temos que a susceptibilidade atômica é dada

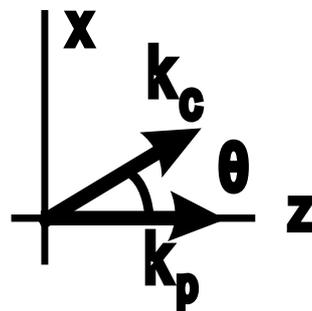


Figura 2.16. Arranjo geométrico dos feixes de prova e de acoplamento.

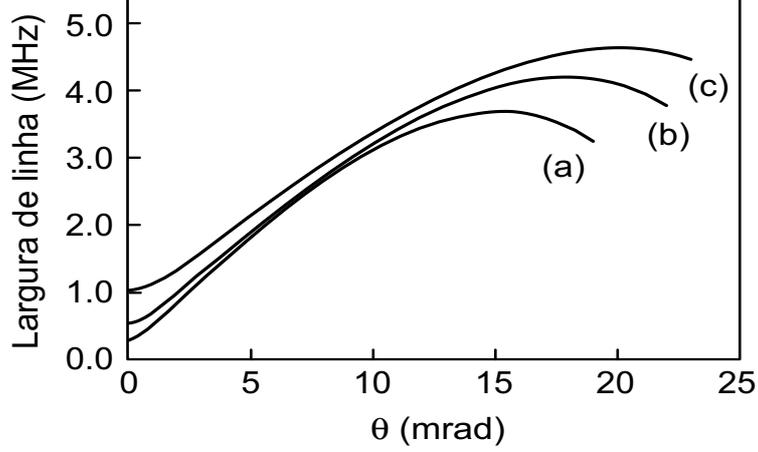


Figura 2.17. Predição tórica da largura da ressonância de EIT, como função do ângulo θ , para vários valores de γ_{bc} : (a) $\gamma_{bc} = 0,025 \gamma$, (b) $\gamma_{bc} = 0,05 \gamma$ e (c) $\gamma_{bc} = 0,1 \gamma$.

por

$$\chi(\Delta_{ab}, \theta) = \int \int d(k_p v_x) d(k_p v_z) f(k_p v_x, k_p v_z) \eta \sigma_{ab}(k_p v_x, k_p v_z, \Delta_{ab}, \theta) / \alpha \quad (2.98)$$

onde

$$f(k_p v_x, k_p v_z) = \frac{1}{\pi k_p u} e^{-[(k_p v_x)^2 + (k_p v_z)^2] / (k_p u)^2} \quad (2.99)$$

é a distribuição de Maxwell-Boltzmann para um gás bidimensional; u é a velocidade térmica dos átomos. Ou seja, a susceptibilidade $\chi(\Delta_{ab}, \theta)$ é uma média sobre todas as velocidades como antes, mas agora é uma função de θ

Assim, para $\theta \gtrsim \theta_D \equiv \Gamma_{EIT} / k_c u$, o deslocamento Doppler residual é comparável a, e podendo ainda ser maior que Γ_{EIT} . Dessa forma, a ressonância de EIT será fortemente dependente de θ . Calculamos numericamente a largura da ressonância de EIT, para alguns valores de γ_{bc} , a taxa de decaimento da coerência entre os estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, em função do ângulo θ entre os feixes de prova e de acoplamento. Este resultado está mostrado na Figura 2.17. Usamos a temperatura da amostra atômica como sendo igual a $T = 300 \text{ K}$, $k_p u \approx 86 \gamma$, onde $2\gamma = 5,2 \text{ MHz}$ para o césio. Em todos os três casos acima, escolhemos uma frequência de Rabi do feixe de acoplamento tal que a quantidade de transparência era a mesma quando $\theta = 0$ e em torno de 40%.

Observamos na Figura 2.17, que quanto menor for γ_{bc} , maior é a dependência da largura da ressonância de EIT com θ . Em todos os três casos, a largura da ressonância de EIT atinge um valor máximo e depois decresce quando o ângulo continua a crescer, similarmente ao que foi observado experimentalmente, como será visto no próximo capítulo. Acreditamos que este decrescimento seja artificial e um resultado de como a largura da ressonância é definida. Em grandes ângulos, a ressonância de EIT se alarga e se confunde com a ressonância de bombeamento ótico mais larga, sendo mais difícil determinar a forma e altura real da ressonância de EIT, bem como sua largura real.

2.7. Aplicação de EIT para Velocimetria de Átomos Frios

Na Figura 2.18, calculamos numericamente a largura da ressonância de EIT no limite de baixas temperaturas do vapor atômico, onde em (a) $k_p u = 0,4 \Gamma_{EIT}^0$, em (b) $k_p u = \Gamma_{EIT}^0$, em (c) $k_p u = 7,5 \Gamma_{EIT}^0$ e em (d) $k_p u = 16 \Gamma_{EIT}^0$. Se γ_{bc} é determinado pelo tempo de trânsito do átomo no feixe, então para temperaturas da ordem de mK ou menos, $\gamma_{bc} \approx 10^{-5} \gamma$. Para $\gamma_{bc} \gamma \ll \Omega^2 \ll \gamma^2$, a largura da ressonância de EIT é determinada essencialmente pela frequência de Rabi do feixe de acoplamento e é dada por $\Gamma_{EIT}^0 = 2\Omega^2/\gamma$ em $\theta=0$. Mesmo no limite de larguras Doppler muito pequenas ($k_p u \ll \gamma$), a ressonância de EIT deve apresentar uma dependência angular, independentemente de se o deslocamento Doppler residual seja da ordem de Γ_{EIT} , que é muito menor que γ .

A Figura 2.18 nos mostra que a largura da ressonância de EIT é insensível ao ângulo θ , para a temperatura mais baixa, em (a), no intervalo mostrado. Quando a temperatura aumenta, em (b), (c) e (d), a dependência angular começa a se manifestar mais fortemente. Esses resultados sugerem que podemos fazer experimentos de EIT em amostras atômicas frias com ângulos θ grandes, tornando mais fácil sua separação. Para pequenas velocidades atômicas, tais como velocidades atômicas associadas a átomos em armadilhas magneto-ópticas, a medida da dependência angular dará informação sobre a distribuição de velocidade dos átomos frios. Vemos na Figura 2.18, que para o intervalo de temperatura considerado, as curvas largura de linha versus ângulo é em sua maioria linear, com desvios da linearidade apenas para pequenos ângulos. A temperatura dos átomos pode ser

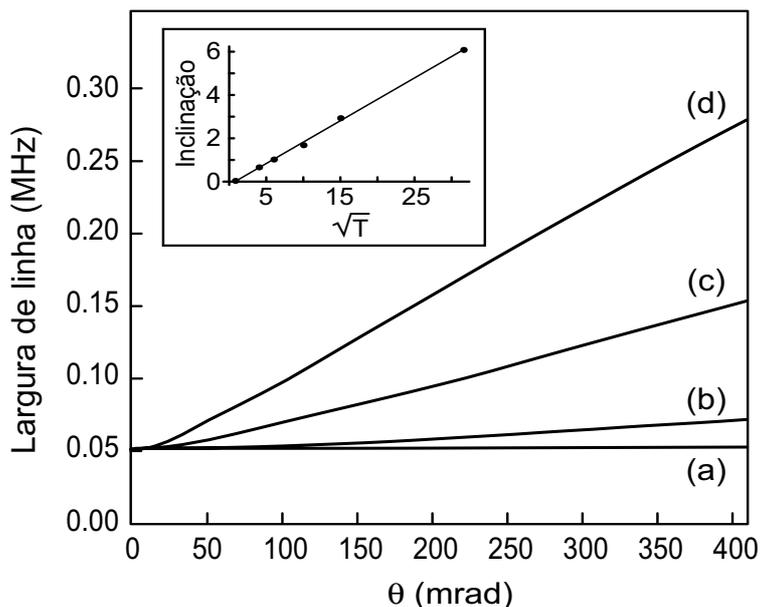


Figura 2.18. Predição teórica da largura da ressonância de EIT para várias temperaturas do vapor atômico: (a) $T = 0,64 \mu\text{K}$, (b) $T = 100 \mu\text{K}$, (c) $T = 225 \mu\text{K}$ e (d) $T = 1 \text{ mK}$. No mesmo gráfico, inserimos uma dependência da inclinação das curvas em (a), (b), (c) e (d) com a raiz quadrada da temperatura, onde o eixo vertical é medido em unidades de 10^{-4} MHz/mrad e o eixo horizontal em unidades de $10^{-3} \text{ K}^{1/2}$. Os círculos são as inclinações calculadas numericamente e a linha contínua é um “fit” linear desses dados numéricos.

inferida medindo-se a inclinação dessas curvas no intervalo de temperatura considerado. Calculamos numericamente essas inclinações para seis diferentes temperaturas; isto está mostrado num gráfico inserido na Figura 2.18. Determinamos, de um “fit” linear, para esses dados, que a relação entre a inclinação das curvas e a velocidade térmica atômica é $\Delta\Gamma_{EIT}/\Delta\theta \approx 4k_p u$. Com isso, na prática, se medirmos a largura da ressonância de EIT para dois ângulos diferentes, apenas, podemos obter uma estimativa da temperatura da amostra atômica.

3. Experimento

Neste capítulo, descreveremos um experimento realizado para o estudo da dependência da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento. Veremos que essa dependência angular é nítida observando-se o espectro de EIT à temperatura ambiente. Para um ângulo de apenas alguns miliradianos, a ressonância de EIT apresenta uma largura de quase o triplo da largura quando os feixes são co-propagantes. Em seguida, descreveremos em linhas gerais a transição atômica utilizada em nosso experimento conhecida como linha D₂ do césio e como identificar essa transição num espectro de absorção saturada. Descreveremos também alguns princípios de funcionamento de um laser de diodo de cavidade estendida, e o processo de sua estabilização em frequência numa transição atômica. Logo após, descreveremos o aparato experimental utilizado em nosso experimento de EIT e os resultados experimentais obtidos.

3.1. Estrutura Fina do Césio

Lembrando que, quando aplicamos o método de teoria de perturbação independente o tempo, para átomos de um único elétron ou do tipo hidrogênio como o césio, consideramos, dentre outros, o termo de interação ou de acoplamento conhecido como **Spin-órbita**. Esse termo é proporcional a $\vec{L} \cdot \vec{S}$, onde \vec{L} e \vec{S} são os momentos angulares orbital e de spin do elétron, respectivamente. O efeito desta perturbação é facilmente calculado usando a base formada pelos autoestados dos operadores \hat{J}^2 e \hat{J}_z , onde $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ é o momento angular total.

Quando consideramos o caso em que $L=0$, temos o estado S. Lembrando que quando adicionamos dois momentos angulares \vec{J}_1 e \vec{J}_2 , os valores possíveis de $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$ são .

$$|J_1 - J_2|, \dots, J_1 + J_2. \quad (3.1)$$

Assim, como o spin do elétron é $S=1/2$, temos

$$J = L + S = 0 + 1/2 = 1/2. \quad (3.2)$$

Obtemos então o estado $6^2S_{1/2}$. O número 6 é o número quântico principal e, na notação de Russel-Saunders, o momento angular é indicado por $^{2S+1}L_J$.

Quando consideramos o caso em que $L=1$, temos o estado P. Agora temos

$$J = L + S = |1 - 1/2|, 1 + 1/2 = 1/2, 3/2. \quad (3.3)$$

Obtemos assim, os estados $6^2P_{1/2}$ e $6^2P_{3/2}$, que possuem energias diferentes e formam a estrutura da linha D do céσιο.

A transição entre os estados $6^2S_{1/2}$ e $6^2P_{1/2}$, corresponde à linha D_1 do céσιο. Já aquela correspondente aos estados $6^2S_{1/2}$ e $6^2P_{3/2}$, é denominada de linha D_2 do céσιο, que é a linha utilizada em nosso experimento.

3.2. Estrutura Hiperfina da Linha D_2 do Céσιο

Consideraremos agora o termo de interação entre o spin \vec{I} do núcleo atômico, igual a $I=7/2$ para o céσιο, e o momento angular \vec{J} do elétron. Assim, temos o momento angular total $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$.

Para o estado $6^2S_{1/2}$ temos

$$F = J + I = |1/2 - 7/2|, 1/2 + 7/2 = 3, 4. \quad (3.4)$$

Com isso, vemos que a estrutura hiperfina do estado $6^2S_{1/2}$ é constituída dos estados $F=3$ e $F=4$. Como a degenerescência Zeeman de um estado de momento angular F é $2F+1$, os estados $F=3$ e $F=4$ têm degenerescência igual a 7 e 9, respectivamente. A diferença de energia dos estados $F=4$ e $F=3$ é, aproximadamente de 9,2 GHz.

Para o estado $6^2P_{3/2}$ temos

$$F' = J + I = |3/2 - 7/2|, |3/2 - 7/2| + 1, |3/2 - 7/2| + 2, 3/2 + 7/2 = 2, 3, 4, 5. \quad (3.5)$$

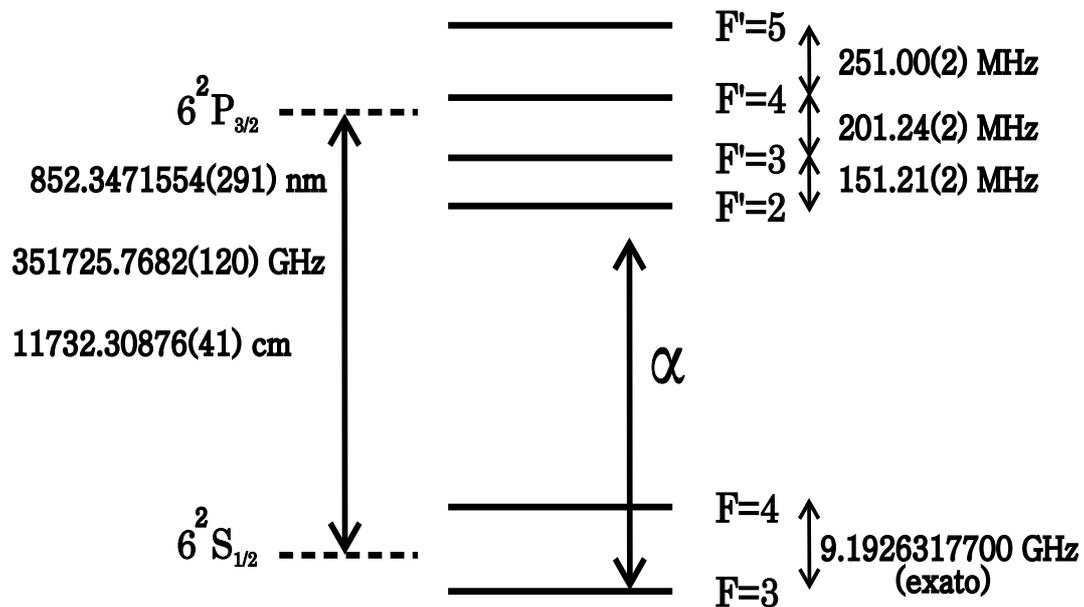


Figura 3.1. Linha D₂ do ¹³³Cs.

Assim, vemos que a estrutura hiperfina do estado $6^2P_{3/2}$, é constituída dos estados $F'=2$, $F'=3$, $F'=4$ e $F'=5$, com degenerescências Zeeman iguais a 5, 7, 9 e 11, respectivamente. A diferença de energia entre os estados $F'=2$ e $F'=3$, $F'=3$ e $F'=4$, $F'=4$ e $F'=5$ é, aproximadamente de 151 MHz, 201 MHz e 251 MHz, respectivamente, conforme indicado na Figura 3.1.

Vemos que a linha D₂ do ¹³³Cs é constituída pelo estado fundamental $6^2S_{1/2}$ e pelo estado excitado $6^2P_{3/2}$. Esses estados estão separados por, aproximadamente, 352 THz ou de 852 nm em comprimento de onda. Os estados $6^2S_{1/2}$ e $6^2P_{3/2}$ possuem vários subníveis de momento angular que constituem a estrutura hiperfina de cada estado.

3.3. Absorção Linear

Podemos fazer a espectroscopia dos estados excitados $F'=2$, 3, 4 e 5. Uma forma de fazermos isto, é incidirmos um feixe de laser de prova, com frequência ótica ω_p , por exemplo um laser de diodo de cavidade externa, como o que usamos em nosso experimento e a ser descrito mais adiante, numa célula de vidro contendo césio à temperatura ambiente.

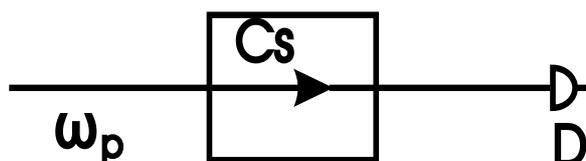


Figura 3.2. Arranjo experimental para a medida do espectro de absorção Doppler. O feixe de prova incide na célula contendo césio e, em seguida, detetamos a intensidade do feixe transmitido no detector D.

Sintonizamos então o feixe de prova, por exemplo, a partir do estado fundamental $F = 3$, ver Figura 3.1, e detetamos a intensidade do feixe transmitido pela célula, no detector D, como mostrado na Figura 3.2.

Ao final deste procedimento, observamos o espectro que dá a intensidade transmitida do feixe de prova mostrado na Figura 3.3. Como indicado, a intensidade transmitida cresce no mesmo sentido da seta. O feixe de prova é mais absorvido quando é menos transmitido, e podemos falar aqui, de uma forma não rigorosa, em intensidade transmitida

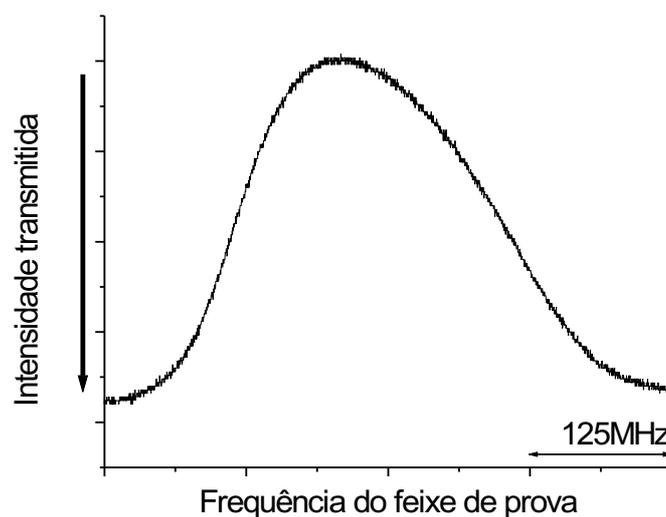


Figura 3.3. Espectro de absorção Doppler.

ou em absorção do feixe de prova, as duas formas sendo equivalentes entre si.

Esperaríamos ver ressonâncias correspondentes aos estados excitados $F'=2, 3, 4$ e 5 . Isso não ocorreu, devido ao efeito do movimento dos átomos, impresso no espectro de absorção do feixe de prova, conhecido como alargamento Doppler de uma transição. Podemos entender esse efeito de alargamento, considerando que o feixe de prova interage com um átomo de dois estados apenas, estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$. Para átomos com velocidade $v = 0$, teremos uma ressonância em $\Delta_{ab} = 0$, onde $\Delta_{ab} = \omega - \omega_{ab}$ é a dessintonia do feixe de prova da ressonância atômica e ω_{ab} é a frequência de transição atômica entre os estados atômicos $|a\rangle$ e $|b\rangle$. Um átomo com velocidade v , se movendo na mesma direção e sentido que o feixe de prova, devido ao efeito Doppler, “verá” a frequência ν do feixe de prova mudada de ω para $\omega + kv$ onde k é o vetor de onda do feixe de prova. Com isso, para átomos com $v \neq 0$, devido ao efeito Doppler, vemos que Δ_{ab} mudará de Δ_{ab} para $\Delta_{ab} + kv$ e teremos uma ressonância em $\Delta_{ab} + kv = 0$, portanto em $\Delta_{ab} = -kv$. Isto está representado graficamente, apenas para alguns valores de kv , na Figura 3.4. Concluimos então que o que estamos observando na Figura 3.3, é a envoltória dos espectros de absorção para todas

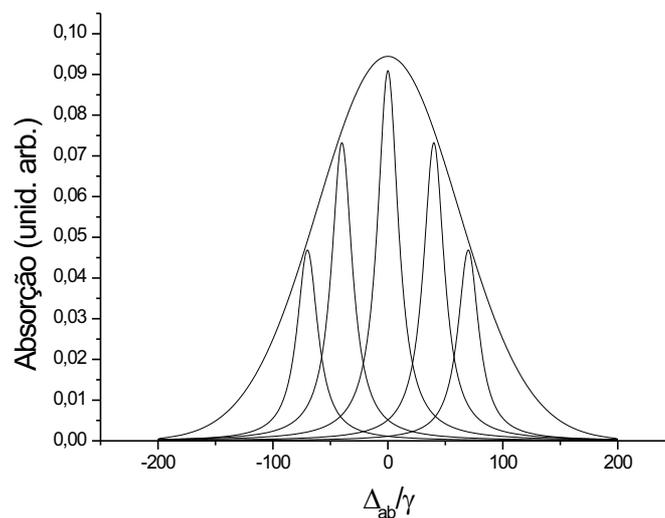


Figura 3.4. Efeito da velocidade (alargamento Doppler) no espectro de absorção de um átomo de dois níveis.

as classes de velocidade com $-\infty < v < \infty$, e com isso vemos a transição alargada devido ao efeito Doppler. O espectro de absorção alargado pelo efeito Doppler é conhecido como espectro de absorção Doppler. Assim, na Figura 3.4, a largura de uma dada ressonância, que é da ordem da largura natural da transição, γ , passa a ter uma largura da ordem de centenas de unidades de γ , que é a largura Doppler da transição. Como a largura Doppler da transição investigada é da ordem de 500 MHz, bem mais do que a separação entre os níveis hiperfinos, o espectro de absorção linear não consegue resolver os vários níveis hiperfinos.

3.4. Absorção Saturada

Uma técnica comumente utilizada para resolver a estrutura hiperfina, consiste em adicionar, ao arranjo experimental mostrado na Figura 3.2, um feixe de laser de bombeio, de frequência ótica ω_b , mais intenso, superposto e contra-propagante ao feixe de prova como mostrado na Figura 3.5. O feixe de prova, após interagir com átomos que também interagem com o feixe de bombeio, é detetado no detetador D. Os dois feixes não foram superpostos na Figura 3.5 para uma melhor visualização. Fazendo isto, obtemos o

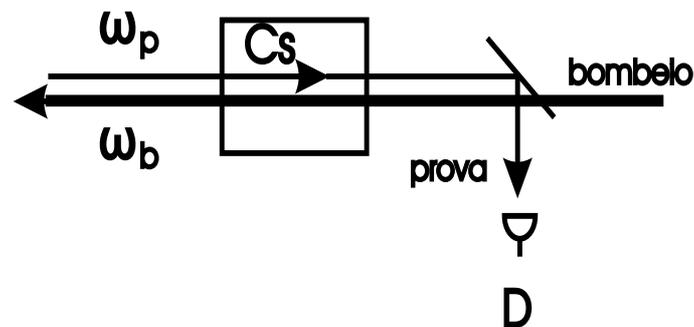


Figura 3.5. Arranjo experimental para a medida do espectro de absorção dos estados $F'=2,3,4$: Um segundo feixe, o feixe de bombeio, que é mais intenso, superposto e contrapropagante ao feixe de prova, incide na célula contendo césio. Na figura acima, os feixes não estão superpostos para uma melhor visualização da disposição geométrica dos mesmos.

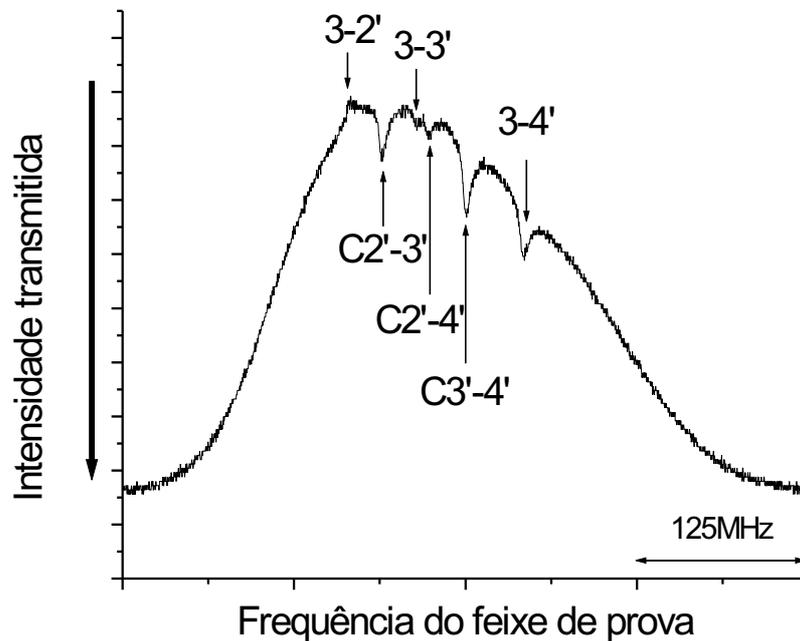


Figura 3.6. Espectro de absorção saturada dos estados $F' = 2, 3, 4$.

espectro mostrado na Figura 3.6. Vemos uma ressonância associada à transição entre os estados $F=3$ e $F'=2$ denotada por $3-2'$, temos também as transições $F=3 \rightarrow F'=3$ e $F=3 \rightarrow F'=4$. Não podemos ter a transição $F=3 \rightarrow F'=5$, porque a regra de seleção de dipolo elétrico só permite transições entre os estados onde se tem $\Delta F=0, \pm 1$.

Vemos assim, que o esquema experimental da Figura 3.5, permite-nos fazer espectroscopia com resolução sub-Doppler de um meio alargado inhomogeneamente pelo efeito Doppler.

Na prática, dividimos o mesmo feixe em dois feixes, que são os feixes de prova e de bombeio considerados aqui. Portanto, esses dois feixes têm a mesma frequência, $\omega_p = \omega_b$. Assim, existe sempre uma classe de velocidade v , tal que os dois feixes estão em ressonância com, por exemplo, como mostrado na Figura 3.7, a transição $F=3 \rightarrow F'=2$. Matematicamente, temos para o feixe de prova, por exemplo se propagando em sentido

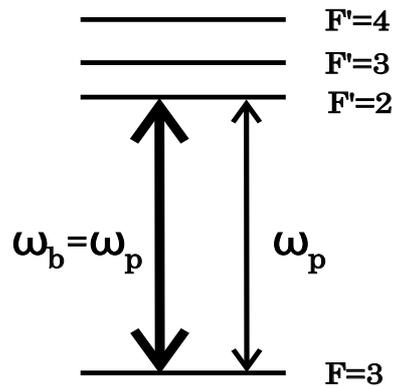


Figura 3.7. Feixes de prova e de bombeio ressonantes com a mesma transição $F=3 \rightarrow F'=2$.

contrário ao do movimento do átomo

$$\omega_p + k_p v = \omega_{2'3} \quad (3.6)$$

e para o feixe de bombeio se propagando no mesmo sentido do átomo

$$\omega_p - k_p v = \omega_{2'3}. \quad (3.7)$$

Subtraindo as duas últimas equações, obtemos que a classe de velocidade v é

$$v = 0. \quad (3.8)$$

Assim, vemos que apenas os átomos com velocidade nula, interagem com os dois feixes simultaneamente, e os dois feixes estão em ressonância com a mesma transição $F=3 \rightarrow F'=2$. Podemos fazer a mesma análise para as transições $F=3 \rightarrow F'=3$ e $F=3 \rightarrow F'=4$.

Com o feixe de bombeio mais intenso que o feixe de prova, ver Figura 3.7, o mesmo excitará população do estado $F = 3$ para o estado $F' = 2$, diminuindo assim a população do estado $F = 3$. Essa diminuição de população do estado $F = 3$ ou saturação da transição, estará impressa no espectro de absorção do feixe de prova correspondente à transição $F=3 \rightarrow F'=2$, levando a um aumento na transmissão desse feixe (redução da absorção). Assim, com esta técnica, conhecida como técnica de absorção saturada, apenas os átomos com velocidade nula interagem, simultaneamente, com os dois feixes,

sendo assim, seletiva em velocidade e permite que façamos espectroscopia sub-Doppler nesse meio alargado inhomogeneamente.

Vemos também, na Figura 3.6, “ressonâncias” denotadas por C2'-3', C3'-4' e C4'-5' (conhecidas como ressonâncias de “crossover”). Essas “ressonâncias” não estão associadas a transições entre estados, mas são um efeito que vem do fato de que os feixes de bombeio e de prova são contra-propagantes. De fato, existe sempre uma classe de velocidade v' , ver Figura 3.7, tal que, por exemplo, o feixe de prova se encontre em ressonância com a transição $F'=3 \rightarrow F'=2$, e o feixe de bombeio em ressonância com a transição $F'=3 \rightarrow F'=3$. Matematicamente temos

$$\omega_p + kv' = \omega_{2'3} \quad (3.9)$$

e

$$\omega_p - kv' = \omega_{3'3}. \quad (3.10)$$

Subtraindo a Equação 3.9 da Equação 3.10, obtemos que a classe de velocidade é dada por

$$v' = \frac{\omega_{2'3} - \omega_{3'3}}{2k}. \quad (3.11)$$

Da Equação 3.11, vemos que $v' \neq 0$. Assim, os átomos que contribuem para as “ressonâncias” de crossover têm velocidade não-nula. Observamos que a ressonância de crossover acontece para uma frequência do laser igual a $\omega_p = (\omega_{2'3} + \omega_{3'3})/2$, onde somamos as Equações 3.9 e 3.10, portanto na metade das frequências de ressonância associadas a cada transição.

3.5. Bombeamento Ótico

Para medirmos o espectro de absorção saturada do feixe de prova, usamos o fato de que o feixe de bombeio, mais intenso e contrapropagante ao feixe de prova, satura a transição, diminuindo assim a absorção do feixe de prova numa frequência onde os dois feixes estão ressonantes. No caso da Figura 3.6, apenas uma transição, a transição $F=3 \rightarrow F'=2$, é

devida somente à saturação da transição. Isso acontece porque, uma vez que um átomo é excitado no estado $F'=2$, esse estado só pode decair, por uma transição de dipolo elétrico, para o estado $F=3$, não podendo decair portanto para o estado $F=4$. Assim, nesse caso, temos um sistema de dois níveis, no sentido de que os dois feixes interagem apenas com os estados $F=3$ e $F'=2$. Dizemos comumente que a transição $F=3 \rightarrow F'=2$ é fechada. Por outro lado, se o átomo for excitado no estado $F'=3$, o mesmo pode decair para o estado $F=4$, não somente para o estado $F=3$. Não temos, nesse caso, um sistema de dois níveis, no sentido de que os dois feixes interagem apenas com os estados $F=3$ e $F'=3$.

No caso da medição do espectro de absorção saturada, o feixe de bombeio é mais intenso e contrapropagante ao feixe de prova e os dois feixes são sintonizados a partir do mesmo estado. Para medirmos o espectro de EIT, por exemplo, temos que incidir dois feixes laser numa célula contendo vapor atômico de césio. Neste caso, o feixe de bombeio é o feixe de acoplamento, mais intenso e agora co-propagante ao feixe de prova, mas com os dois feixes sendo sintonizados a partir de estados fundamentais diferentes e para um estado excitado comum. O feixe de acoplamento é sintonizado a partir do estado $F=4$ e o feixe de prova a partir do estado $F=3$, o estado excitado comum é o estado excitado $F'=3$ para átomos parados e o estado excitado $F'=4$ para uma dada classe de velocidade não nula. Na prática, estabilizamos a frequência do feixe de acoplamento na transição mencionada acima e varremos a frequência do feixe de prova através dos estados excitados $F'=2, 3, 4, 5$. Fazendo isto, obtemos o espectro que dá a intensidade transmitida do feixe de prova mostrado na Figura 3.8.

Vemos na Figura 3.8, cinco ressonâncias onde temos aumento da absorção do feixe de prova. Realmente, são cinco as ressonâncias. Em duas delas, os dois feixes estão em ressonância com o mesmo estado excitado: para átomos parados, os dois feixes estão em ressonância com o estado $F'=3$ e para átomos de uma dada classe de velocidade, os feixes estão em ressonância com o estado $F'=4$. As outras três ressonâncias ocorrem quando os feixes estão em ressonância com transições diferentes e são um tipo de ressonância de “crossover”. Essas ressonâncias estão associadas a um aumento da absorção do feixe de prova porque, como o feixe de acoplamento é mais intenso que o feixe de prova, o feixe de

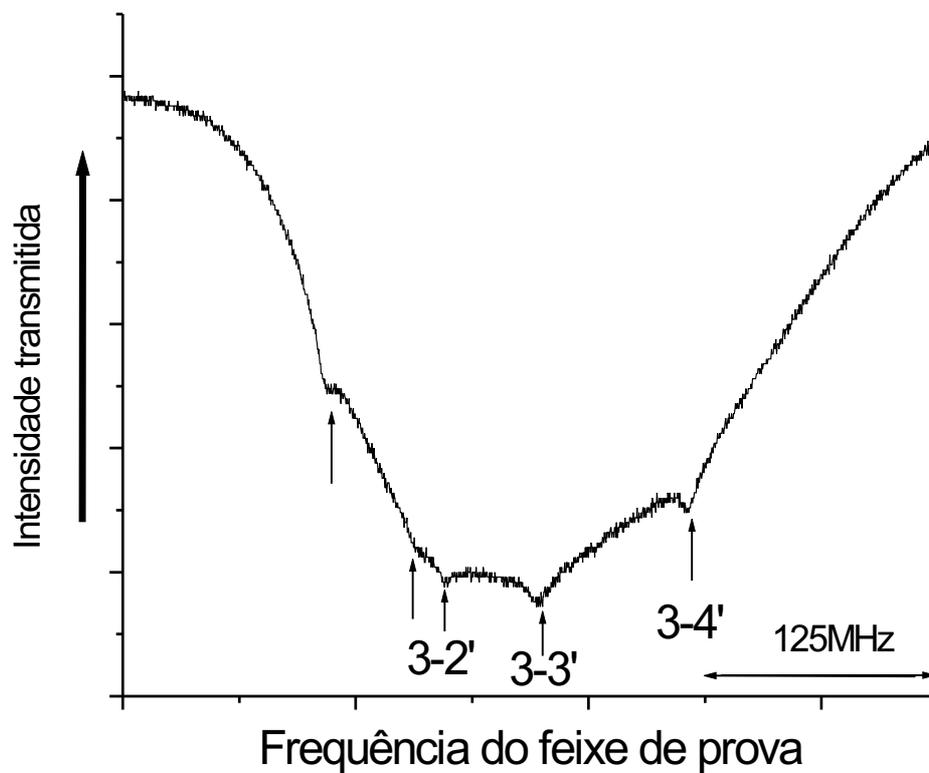


Figura 3.8. Espectro que dá a intensidade transmitida do feixe de prova onde os feixes de prova e de acoplamento estão superpostos, interagem com os átomos de césio e são co-propagantes.

acoplamento excitará mais população para o estado excitado do que o feixe de prova. Essa população, uma vez estando no estado excitado, decairá, por emissão espontânea, para o estado fundamental $F=3$, aumentando assim a absorção do feixe de prova. Observemos que na ressonância associada ao estado $F'=3$, que se encontra na frequência em que os dois lasers estão em ressonância com o mesmo estado excitado $F'=3$, temos superposto ao sinal de bombeamento ótico, o sinal de EIT. Há assim, uma competição entre um aumento da absorção, devido ao bombeamento ótico, e uma diminuição da absorção devida à EIT, não vista na escala em que está a Figura 3.8 porque a ressonância de EIT é muito estreita, como veremos adiante.

Um laser de diodo que opera somente com sua própria cavidade (os espelhos dessa cavidade são as interfaces semiconductor-ar), ou cavidade interna, é comumente chamado de laser de diodo livre (LDL). A refletividade dos espelhos é da ordem de 30% que é devido à diferença entre o índice de refração do ar e do semiconductor. Tal laser de diodo pode ser estabilizado em temperatura e corrente através de controladores de temperatura e corrente, respectivamente. Operando dessa forma, o laser de diodo possui uma largura de linha tipicamente da ordem de 30 MHz. Com isso, estamos limitados a fazer medidas de frequências maiores ou iguais a 30 MHz. Como estamos querendo fazer a espectroscopia da estrutura hiperfina da linha D_2 do césio, que tem ressonâncias com largura de linha da ordem de 5 MHz, não podemos usar o laser de diodo operando dessa forma. Então, temos que encontrar uma forma de estreitarmos a largura de linha do laser para um valor de pelo menos da ordem de 1 MHz.

Uma forma de estreitarmos a largura de linha do laser de diodo, é acoplarmos, externamente ao laser de diodo, uma grade de difração, passando assim a operar com uma cavidade estendida numa configuração Littrow. Com isso, o laser passará a operar com dois novos “espelhos”: um espelho é a interface anterior semiconductor-ar do laser e o outro espelho é a grade de difração. O laser de diodo que opera com uma grade de difração é conhecido como laser de diodo de cavidade externa (LDCE). Um diagrama esquemático da montagem está mostrado na Figura 3.9

Na configuração Littrow, o feixe de luz que sai do laser de diodo livre LDL, passa por uma lente colimadora L e incide na grade de difração. A lente colimadora deve ter uma grande abertura numérica para que tenhamos uma grande seleção espacial do modo de oscilação. A primeira ordem de difração λ é refletida sobre o feixe incidente e a ordem zero de difração que sai da cavidade será usada em nosso experimento. Assim, temos que a primeira ordem de difração λ é retro-refletida sobre a interface do diodo podendo o laser oscilar em um dos modos da cavidade externa. Podemos também, selecionar um dos modos da cavidade externa, e com isso o comprimento de onda, ajustando a distância entre os “espelhos” através de parafusos micrométricos acoplados a uma base onde a

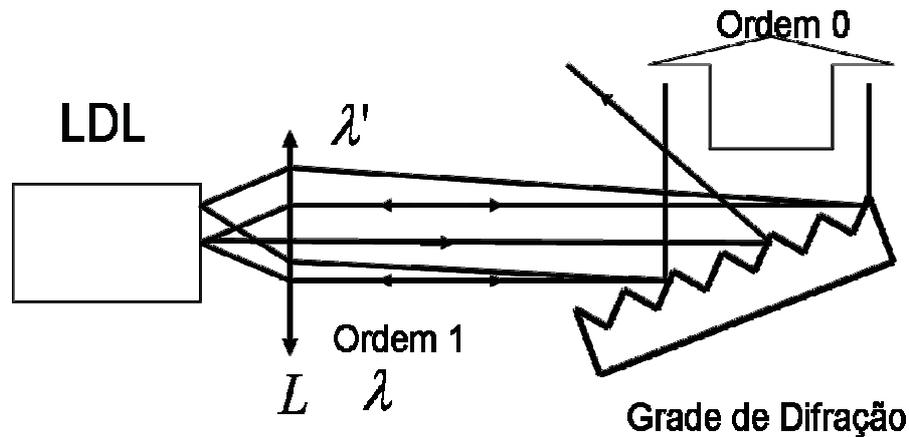


Figura 3.9. Diagrama do laser de diodo de cavidade externa.

grade de difração está fixa. Acoplada também a essa base, temos uma cerâmica PZT, que é usada para selecionarmos, mais precisamente, o comprimento de onda de saída da cavidade e usada, por outro lado, para o controle da frequência do LDCE ou sua estabilização em frequência através do circuito de “lock” a ser descrito em linhas gerais mais adiante.

A modulação da varredura da frequência do laser é feita modulando-se a posição da grade de difração através da cerâmica PZT, aplicando-lhe uma tensão com o auxílio de um gerador de funções. Com isso, obtemos uma varredura em frequência da ordem de centenas de MHz, que é da ordem da largura Doppler da linha D_2 do césio que queremos estudar.

Tipicamente, nosso LDCE possui uma potência de ≈ 100 mW quando operando a uma corrente de ≈ 120 mA e emissão num comprimento de onda de 852 nm. A grade de difração tem 1200 linhas/mm e permite que a cavidade estendida tenha uma alta finesse.

3.7. Estabilização do Laser de Diodo

Para termos EIT, os feixes de prova e de acoplamento têm que estar ressonantes com o mesmo estado excitado, mas a frequência dos lasers não é fixa. Assim, para obtermos um espectro de EIT, temos que, por exemplo, fazer com que a frequência do feixe de

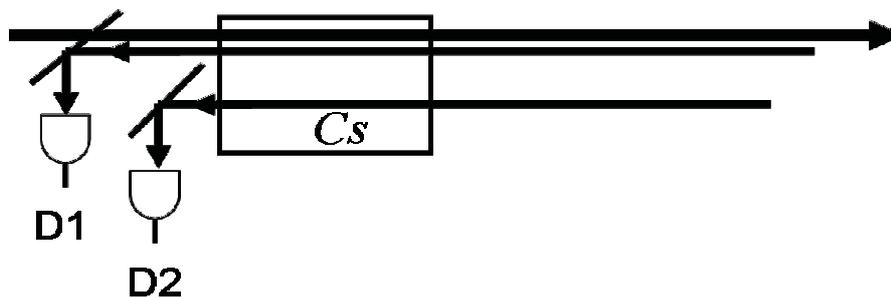


Figura 3.10. O sinal de espectro de absorção saturada detetado no detetor D1, é obtido incidindo-se um feixe de bombeio contra-propagante e mais intenso que um feixe de prova numa célula contendo césio. O sinal de absorção Doppler detetado no detetor D2 é obtido incidindo-se uma fração do feixe de prova numa região da célula onde os átomos não interagem com o feixe de bombeio.

acoplamento fique travada na frequência de ressonância com o estado excitado e varrer a frequência do feixe de prova. Quando o feixe de prova estiver ressonante com o estado excitado, veremos a ressonância de EIT nessa frequência.

Usamos como referência em frequência, o espectro de absorção saturada do feixe de acoplamento, semelhante ao espectro da Figura 3.6 com as respectivas transições permitidas por dipolo elétrico. O estabilizamos na transição $F=4 \rightarrow F'=3$.

A estabilização em frequência foi feita pela geração de um sinal de erro, produzido por dois sinais obtidos experimentalmente, como mostrado na Figura 3.10. Um sinal, S_2 , correspondeu à diferença entre dois sinais: a diferença entre o sinal de absorção saturada, que vai para o detetor D1, onde um feixe de bombeio intenso e contra-propagante a um feixe de prova são incidentes numa célula contendo césio, e o sinal de absorção Doppler, onde uma fração do feixe de prova incide numa região da célula onde os átomos não interagem com o feixe de bombeio,

que vai para o detetor D2, portanto contendo apenas as ressonâncias. O outro sinal utilizado, S_1 , foi um sinal de referência constante. A diferença entre os sinais S_1 e S_2 permite-nos que estabilizemos o laser numa posição da ressonância de absorção desejada, no nosso caso, a transição $F=4 \rightarrow F'=3$.

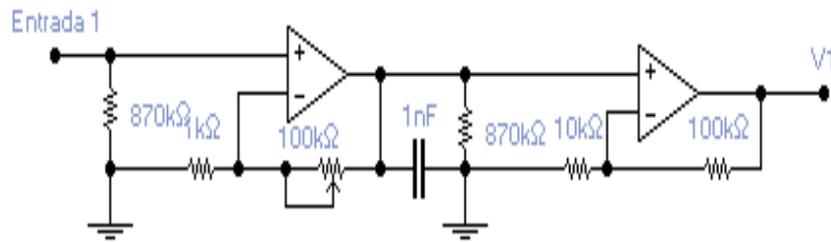


Figura 3.11. Parte do circuito de estabilização que dá um ganho no sinal proveniente do detetor D1.

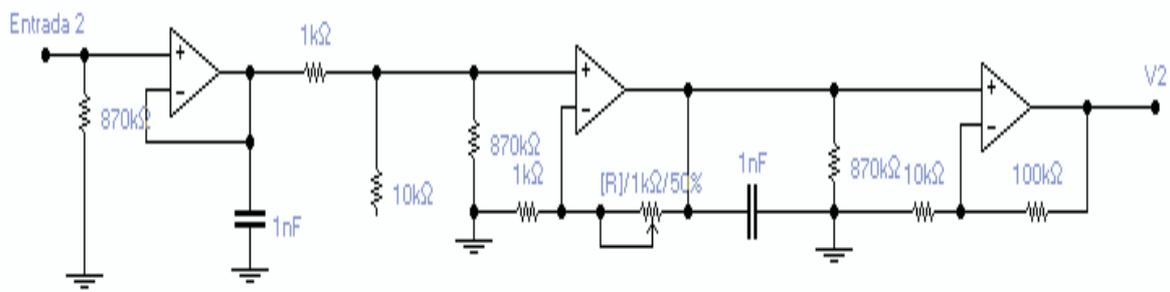


Figura 3.12. Parte do circuito de estabilização que dá um ganho no sinal proveniente do detetor D2.

A primeira parte do circuito de estabilização dá um ganho no sinal proveniente do detetor D1 que vai para uma entrada, a entrada 1, e está mostrado na Figura 3.11. Uma outra parte do circuito dá um ganho no sinal proveniente do detetor D2 que vai para outra entrada, a entrada 2, e está mostrado na Figura 3.12.

A segunda parte do circuito de estabilização faz a diferença entre os dois sinais provenientes dos detetores D1 e D2 que resulta no sinal S_2 e dá um ganho ao sinal resultante. Esta parte do circuito de estabilização está mostrada na Figura 3.13.

Em seguida, subtraímos o sinal de referência constante, S_1 , do sinal S_2 , obtendo assim um sinal de erro. Um diagrama esquemático da sequência de operações para a obtenção

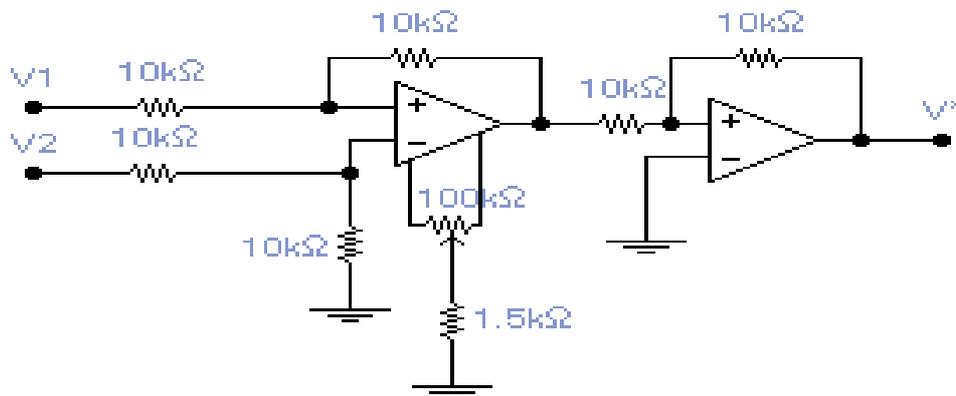


Figura 3.13. Parte do circuito de estabilização que faz a diferença entre os dois sinais provenientes dos detetores D1 e D2, gerando o sinal S_2 e que dá um ganho no sinal resultante.

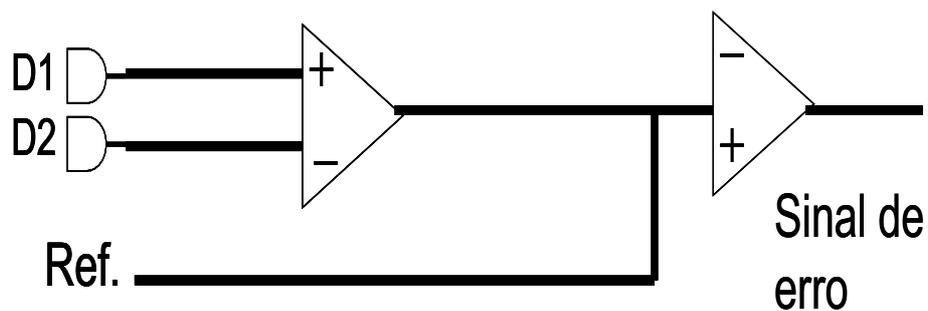


Figura 3.14. Diagrama esquemático para a obtenção do sinal de erro

do sinal de erro é mostrado na Figura 3.14.

Os sinais provenientes dos detetores D1 e D2 são enviados para um subtrator que faz a diferença entre esses dois sinais, dando origem ao sinal S_2 .

O sinal de referência constante S_1 e o sinal S_2 são enviados para outro subtrator que faz a diferença entre esses dois sinais, gerando assim o sinal de erro.

Um diagrama esquemático dos dois sinais S_1 e S_2 , cuja diferença dá o sinal de erro, está mostrado na Figura 3.15

Queremos agora estabilizar o laser numa dada frequência. Ajustamos o sinal de erro num ponto desejado da curva, ver Figura 3.15, geralmente em torno de uma ressonância de uma dada transição atômica. Enviamos assim o sinal de erro para o PZT que controla

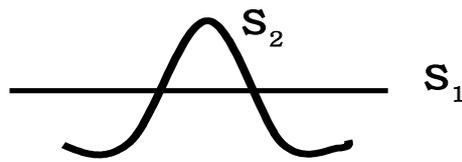


Figura 3.15. Diagrama esquemático dos dois sinais S_1 e S_2 , cuja diferença dá o sinal de erro

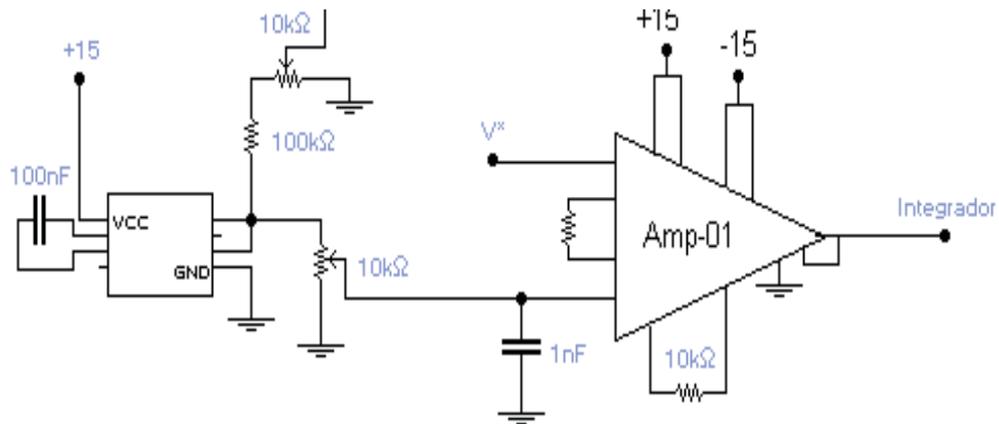


Figura 3.16. Parte do circuito de estabilização que dá informação sobre o tempo em que o sinal de erro deve ser trazido para um ponto desejado da curva, caso ocorram flutuações na posição desse sinal.

a varredura da frequência do laser. Se a frequência do laser flutuar em torno da frequência desejada, o circuito automaticamente trará o sinal de erro de volta para o ponto desejado. Claramente, existe um tempo em que o sistema manda a informação de que o sinal de erro deve ser trazido de volta para o ponto desejado e o tempo necessário para o sistema trazer o sinal de erro de volta para o ponto desejado. Podemos controlar esse tempo através do circuito integrador mostrado na Figura 3.16.

3.8. Experimento

Realizamos o experimento para o estudo da dependência angular da largura da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento, num vapor atômico de césio a temperatura ambiente, de aproximadamente 20 °C, numa célula

cilíndrica de vidro de 5 cm de comprimento e 2,5 cm de diâmetro. Isolamos a célula de campos magnéticos residuais do ambiente envolvendo-a com várias camadas de μ -metal. É bem conhecido que campos magnéticos afetam a largura da ressonância de EIT porque campos magnéticos produzem o efeito Zeeman que quebra a degenerescência dos subníveis magnéticos dos estados hiperfinos, e queremos estudar apenas o efeito do ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento na largura da ressonância de EIT. Antes de entrar na célula, o feixe de prova tinha uma intensidade de $1,2 \text{ mW/cm}^2$ e o feixe de acoplamento tinha uma intensidade de $6,5 \text{ mW/cm}^2$. Tornamos a área de seção reta do feixe de acoplamento maior que a do feixe de prova, garantindo assim que os feixes estivessem superposos mesmo para grandes ângulos entre eles. A área da seção reta dos feixes de prova e de acoplamento era de 5 mm^2 e 20 mm^2 , respectivamente. A divergência dos dois feixes era da ordem de 1 mrad.

Utilizamos dois lasers de diodo de cavidade externa sintonizados na linha D_2 do césio num comprimento de onda de 852 nm, excitando a coerência entre os dois estados hiperfinos fundamentais em uma configuração do tipo Λ . Sintonizamos e estabilizamos o feixe de acoplamento na transição $F=4 \rightarrow F'=3$, ver Figura 3.1, para átomos com velocidade nula (experimentalmente, esta frequência é determinada ajustando a frequência do feixe de acoplamento tal que a ressonância de EIT exibe uma forma simétrica e encontra-se em cima da ressonância da absorção saturada correspondente do feixe de prova). Entretanto, devemos observar também que existe uma classe de velocidade v tal que o feixe de acoplamento fica ressonante com a transição $F=4 \rightarrow F'=4$. Sintonizamos e varremos a frequência do feixe de prova nas transições $F=3 \rightarrow F'=2, 3, 4$.

Um diagrama do experimento é mostrado na Figura 3.17. O feixe de prova, logo após sair da cavidade, passa por um isolador ótico (IO) que não deixa que feixes refletidos retornem para a cavidade. Inicialmente, não utilizamos o IO e com isso, os feixes refletidos, ao retornarem para a cavidade, realimentaram o laser. Essa realimentação diminuiu a eficiência de funcionamento do laser, acarretando instabilidades na potência e frequência do laser. Utilizamos um IO apenas para o feixe de prova porque esse laser se mostrou mais sensível a reflexões.

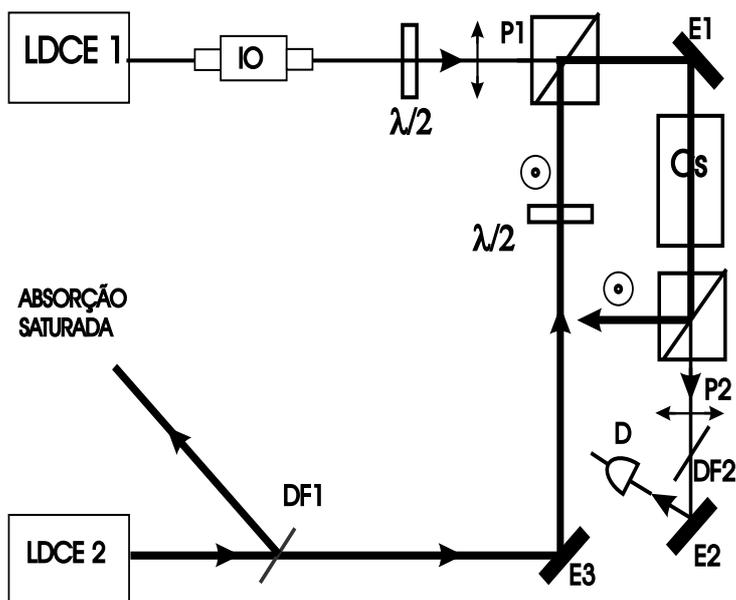


Figura 3.17. Diagrama esquemático do experimento.

Uma pequena fração dos lasers LDCE1 e LDCE2 é enviada para montagens independentes de absorção saturada para a sintonização destes. A observação do espectro de absorção saturada é importante para garantir que os lasers estejam sintonizados em transições cujo estado excitado seja o mesmo para ambos. No nosso caso, escolhemos a transição $F=3 \rightarrow F'=3$ para o feixe de prova e a transição $F=4 \rightarrow F'=3$ para o feixe de acoplamento.

Superpusemos os dois feixes num polarizador (P1) que permite que apenas uma dada componente de polarização de um feixe de luz polarizado seja transmitida, enquanto que a componente de polarização ortogonal é refletida. Assim, girando as lâminas de $\lambda/2$, podemos controlar a intensidade dos feixes após sua passagem por P1. Após P1, os feixes de prova e de acoplamento mantêm suas respectivas polarizações (ortogonais entre si). Em seguida, os dois feixes incidem na célula contendo átomos de césio onde ocorre a interação entre os átomos e os feixes de prova e de acoplamento. Logo após a célula de césio, colocamos um divisor de feixes polarizador (P2) disposto de tal forma que a maior parte do feixe transmitido é devido ao feixe de prova. O feixe de acoplamento é então refletido e bloqueado. O feixe de prova é enviado para um detector (D) para podermos

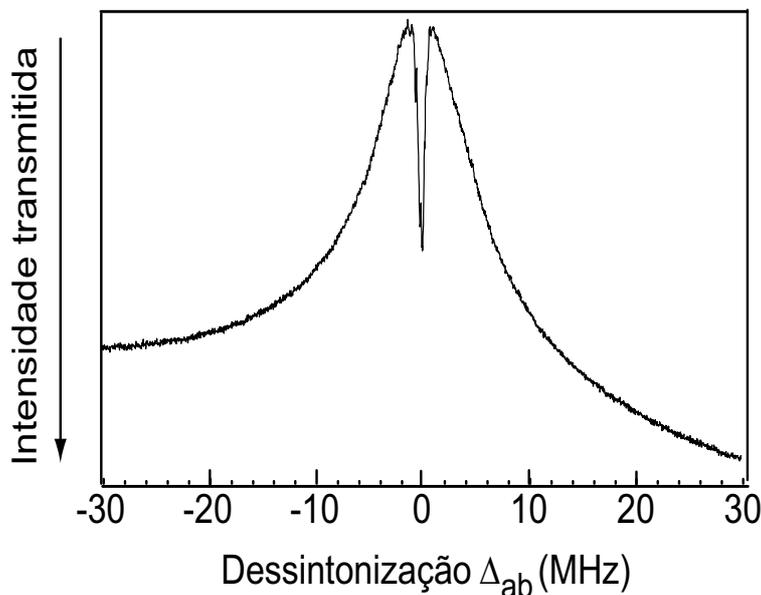


Figura 3.18. Espectro de EIT com os feixes de prova e de acoplamento superpostos. A ressonância de EIT tem uma largura da ordem de 2 MHz

analisar seu espectro de absorção.

Fazendo isto, obtivemos o espectro de absorção para o feixe de prova, na presença do feixe de acoplamento, mostrado na Figura 3.18.

O espectro de EIT da Figura 3.18 é o resultado de uma média aritmética de cinco espectros semelhantes, com os feixes de prova e de acoplamento superpostos. Neste espectro de absorção, varremos a frequência do feixe de prova num pequeno intervalo em torno da transição $F=3 \rightarrow F'=3$. A transparência não é total porque o feixe de acoplamento não é intenso o suficiente para superar o bombeamento ótico através dos estados $F'=3$ e 4 que tende a aumentar a absorção do feixe de prova.

Medimos o espectro de EIT quando entre os feixes de prova e de acoplamento formava-se um ângulo θ , como na Figura 3.19.

Realizamos medidas do espectro absorção do feixe de prova para vários valores de θ . O espectro de absorção do feixe de prova para alguns valores de θ está mostrado na Figura 3.20

Novamente, varremos a frequência do feixe de prova num pequeno intervalo em torno

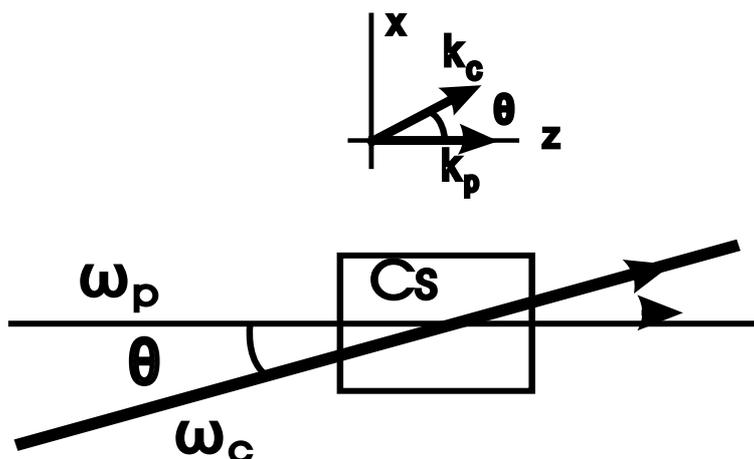


Figura 3.19. Na figura de cima, mostramos a geometria dos feixes de prova e de acoplamento formando um ângulo θ entre si com seus respectivos vetores de onda. Na figura de baixo, os mesmos feixes formando um ângulo θ entre si incidindo numa célula de céσιο.

da transição $F=3 \rightarrow F'=3$. Vemos, claramente, na Figura 3.20 que quando o ângulo θ entre os feixes aumenta, a largura da ressonância de EIT aumenta e sua amplitude diminui. Podemos entender esse mecanismo de alargamento como sendo provocado pelo deslocamento Doppler residual, o termo $(\vec{k}_p - \vec{k}_c) \cdot \vec{v}$ que depende de θ . Já a amplitude da ressonância de EIT, esta diminui à medida que θ aumenta porque quando o ângulo entre os feixes aumenta, a região de interação entre os átomos e os feixes diminui, e com isso o número de átomos nessa região de interação se torna menor.

Medimos experimentalmente a largura da ressonância de EIT para vários valores de θ . Isto está mostrado na Figura 3.21. Medimos, para cada valor de θ , 15 espectros de EIT e suas respectivas larguras a meia altura ajustando as ressonâncias de EIT a Lorentzianas e fazendo uma média aritmética desses valores. No pequeno intervalo de frequência onde varremos a frequência do feixe de prova, apenas a transição $F=3 \rightarrow F'=3$ e a ressonância de crossover $F'=2-F'=4$ apareceram no espectro de absorção saturada do feixe de prova. Sua separação de 25 MHz foi usada como nossa calibração de frequência para a medida da largura da ressonância de EIT.

A Figura 3.21 nos mostra que para $\theta \approx 10$ mrad, a largura da ressonância de EIT tem quase o triplo do valor da largura da ressonância quando $\theta=0$, o que mostra que

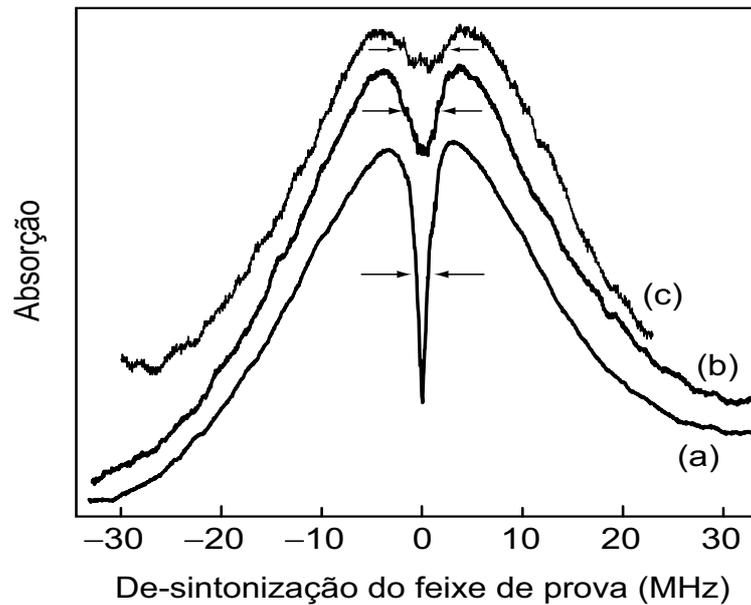


Figura 3.20. Espectro de absorção, em unidades arbitrárias, do feixe de prova para: (a) $\theta = 0$, (b) $\theta = 4,5$ mrad e (c) $\theta = 12,4$ mrad. As duas setas em torno de cada ressonância indica a largura total da ressonância a meia altura.

sua largura é muito sensível ao ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento. Para ângulos maiores do que $\gtrsim 10$ mrad, a largura da ressonância decresce. Isto ocorre porque, a partir de tal ângulo, a ressonância de EIT fica muito pequena e também muito larga. Com isso, fica difícil separar a contribuição coerente (EIT) da contribuição incoerente associada ao aumento da absorção devido ao bombeamento ótico.

Para ângulos pequenos, até $\theta \lesssim 10$ mrad, a largura da ressonância de EIT é determinada essencialmente por alargamento por potência e “jitter” de frequência do feixe de acoplamento, campos magnéticos residuais na célula, e descoerência entre os estados fundamentais que é determinada, na nossa situação experimental, pelo tempo de trânsito do átomo através dos feixes de prova e de acoplamento.

Existiram três importantes fontes de erro ao medirmos a largura da ressonância de EIT. A primeira foi a não-linearidade da cerâmica PZT que varre a frequência do laser de prova. Minimizamos essa não-linearidade mantendo as ressonâncias da absorção saturada (que usamos para calibrar a escala de frequência) e a ressonância de EIT no centro da

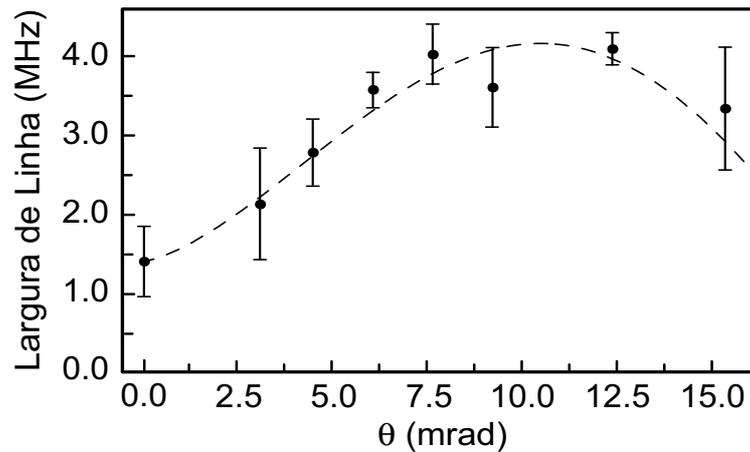


Figura 3.21. Medida experimental da largura da ressonância de EIT para vários valores de θ . A linha tracejada serve de guia para os olhos.

rampa de voltagem que controla a varredura da cerâmica PZT. Dessa forma, estimamos o erro na calibração de frequência e esse erro foi de 5%. A segunda fonte de erro das medidas da largura da ressonância de EIT foi a assimetria da ressonância de EIT em pequenos ângulos. Em pequenas escalas de tempo, da ordem de milissegundos, essa assimetria foi devida ao “jitter” na frequência dos feixes de prova e de acoplamento. Em grandes escalas de tempo, da ordem do minuto, o agente responsável pela assimetria foi a mudança de frequência do feixe de acoplamento. A terceira fonte de erro das medidas da largura da ressonância de EIT foi a baixa relação sinal-ruído em grandes ângulos, isto é, maiores que 10 mrad. A assimetria da ressonância de EIT também foi uma fonte de erro nesse limite. Como visto anteriormente, na Figura 3.20, a amplitude da ressonância de EIT decresce muito à medida que θ cresce. A amplitude do sinal de EIT no ítem (c) tem uma amplitude que é aproximadamente sete vezes menor que a amplitude do sinal no ítem (a). Assim, considerando todos os erros mencionados anteriormente, estimamos que o erro total de nossa medida foi inferior a 30%.

4. Conclusões

Investigamos, teórica e experimentalmente neste trabalho, a dependência da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento em um vapor atômico de Césio.

Inicialmente, apresentamos um modelo teórico para a interação entre os feixes de prova e de acoplamento com um átomo de três níveis numa configuração do tipo Λ . Obtivemos uma solução perturbativa da equação de Liouville para o elemento de matriz do operador densidade, que dá a coerência induzida entre os estados $|a\rangle$ e $|b\rangle$, ρ_{ab} , em primeira ordem na frequência de Rabi α do feixe de prova e em todas as ordens na frequência de Rabi Ω do feixe de acoplamento. Esta solução permitiu-nos que calculássemos o espectro de absorção do feixe de prova e com isso, obtêssemos numericamente a dependência da ressonância de EIT com o ângulo entre os feixes envolvidos nesse efeito para vários valores da taxa de decaimento da coerência induzida entre os estados fundamentais e da temperatura dos átomos. Verificamos o efeito de estreitamento da ressonância de EIT, quando consideramos que o sinal de EIT para um meio alargado inhomogeneamente alargado pelo efeito Doppler, é devido a todas as classes de velocidade. Apresentamos ainda um cálculo numérico, cuja consequência nos levou a propor uma possível aplicação para a medida da temperatura de átomos frios ou ultra-frios.

Em seguida, descrevemos em linhas gerais a linha atômica utilizada em nosso experimento, a linha D_2 do césio. Apresentamos uma técnica bastante conhecida para fazermos a espectroscopia dos estados hiperfinos da linha D_2 , a técnica de absorção saturada. Em seguida, apresentamos alguns princípios de funcionamento de um laser de diodo de cavidade estendida e o processo de sua estabilização em frequência numa transição atômica, com o auxílio da técnica de absorção saturada. Como resultados experimentais, obser-

vamos nitidamente a dependência da ressonância de EIT com ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento observando o espectro de EIT para vários ângulos entre esses dois feixes. Observamos também que a intensidade da ressonância de EIT é fortemente dependente do ângulo, chegando a ter uma intensidade que é sete vezes menor, quando o ângulo era de $\theta = 12,4$ mrad, do que a altura quando $\theta = 0$. Medimos a dependência angular da ressonância de EIT e observamos que os nossos resultados experimentais concordaram qualitativamente com os nossos resultados teóricos. Os motivos para essa concordância qualitativa são: o modelo teórico é muito simplificado, tal que os resultados numéricos concordam apenas qualitativamente com os resultados experimentais; no sistema atômico real, uma grande população pode ser acumulada nos vários subníveis Zeeman devido a bombeamento ótico; estados escuros adicionais podem ser induzidos nesses subníveis; no experimento, dois estados excitados contribuem para o sinal de EIT, os estados $F'=3$ e 4 , no modelo teórico consideramos apenas um estado excitado; não consideramos efeitos de propagação na intensidade do feixe de acoplamento dentro da célula que deve mudar a forma da ressonância de EIT ao longo da célula. Alargamento da ressonância de EIT devido a campos magnéticos residuais não foi considerada; e por último, quando o ângulo entre os feixes cresce, a área efetiva de interseção entre os feixes decresce. Com isso, o tempo de trânsito dos átomos nos feixes decresce com o crescimento do ângulo entre os feixes, e conseqüentemente, γ_{bc} cresce com o ângulo entre os feixes.

Como perspectivas futuras, destacamos a possibilidade de armazenarmos um estado quântico da luz em coerências atômicas de longa vida, em amostras atômicas a temperatura ambiente, frias ou ultra-frias numa condição de EIT, o que caracterizaria um processamento de informação quântica.

Referências

- [1] B. D. Agap'ev, M. B. Gornyi, B. G. Matisov, and Yu. V. Rozhdestvenskiĭ. Coherent population trapping in quantum systems. *Physics - Uspekhi*, 36:763, 1993.
- [2] E. Arimondo. *Progress in Optics*, volume 35, page 257. Elsevier Science, 1996.
- [3] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2593, 1991.
- [4] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Phys. Today*, 50:36, 1997.
- [5] J. P. Marangos. Topical review: Electromagnetically induced transparency. *J. Mod. Optics*, 45:471, 1998.
- [6] A. Lezama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin. Electromagnetically induced absorption. *Phys. Rev. A*, 59:4732, 1999.
- [7] S. Harris. Laser without inversion: Interference of lifetime-broadened resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 62:1033, 1989.
- [8] A. Imamoglu and S. Harris. Lasers without inversion: interference of dressed lifetime-broadened states. *Opt. Lett.*, 14:1344, 1989.
- [9] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397:594, 1999.
- [10] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully. Stopping light via hot atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 86:628, 2001.

- [11] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409:490, 2001.
- [12] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 86:783, 2001.
- [13] J. Gea-Banacloche, Y.-q. Li, S.-z. Jin, and M. Xio. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment. *Phys. Rev. A*, 51:576, 1995.
- [14] Y.-q. Li and M. Xiao. Electromagnetically induced transparency in a three-level Λ -type system in rubidium atoms. *Phys. Rev. A*, 51:2703, 1995.
- [15] J.-X. Zhang, Dong R.-F, H. Chang, C.-D. Xie, K.-C. Peng, and M. Xiao. Experimental demonstration of electromagnetically induced transparency and dispersion effects in cs atom vapour. *Chin. Phys. Lett.*, 18:1586, 2001.
- [16] F. S. Cataliotti, C. Fort, T. W. Hänsch, M. Inguscio, and M. Prevedelli. Electromagnetically induced transparency in cold free atoms: test of a sum rule of nonlinear optics. *Phys. Rev. A*, 56:2221, 1997.
- [17] G. C. Cardoso and J. W. R. Tabosa. Electromagnetically induced grating in a degenerate open two-level system. *Phys. Rev. A*, 65:033803, 2001.
- [18] B. Ham, P. Hemmer, and M. Shahriar. *Opt. Commun.*, 144:227, 1997.
- [19] M. Stahler, S. Knappe, C. Affolderbach, W. Kemp, and R. Wynands. Picotesla magnetometry with coherent dark states. *Europhys. Lett.*, 54:323, 2001.
- [20] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin. Influence of atomic motion on the shape of two-photon resonance in gas. *JETP Letters*, 72:119, 2000.
- [21] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee, and M. O. Scully. Narrowing of electromagnetically induced transparency resonance in a doppler-broadened medium. *Phys. Rev. A*, 66:013805, 2002.

- [22] E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, P. Hemmer, and M. O. Scully. Atomic interference phenomena in solids with long lived-spin coherence. *Phys. Rev. A*, 66:063802, 2002.
- [23] A. M. Akulshin, A. A. Celikov, and V. L. Velichansky. Subnatural absorption resonances on the D₁ line of rubidium induced by coherent population trapping. *Opt. Commun.*, 84:139, 1991.
- [24] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, H. G. Robinson, V. L. Velichansky, L. Hollberg, and M. O. Scully. Spectroscopy in dense coherent media: Line narrowing and interference effects. *Phys Rev. Lett.*, 79:2959, 1997.
- [25] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, and L. Hollberg. Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18:1545, 2001.
- [26] M. Erhard and H. Helm. Buffer-gas effects on dark resonances: Theory and experiment. *Phys Rev. A*, 63:043813, 2001.
- [27] C. Y. Ye and A. S. Zibrov. Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor. *Phys. Rev. A*, 65:023806, 2002.
- [28] J. W. R. Tabosa, C. L. Cesar, M. Ducloy, and J. R. Rios Leite. Degenerate multiwave mixing in SF₆. *Opt. Commun.*, 67:240, 1988.
- [29] C. L. Cesar, J. W. R. Tabosa, P. C. de Oliveira, M. Ducloy, and J. R. Rios Leite. Angular dependence of phase conjugation in SF₆. *Opt. Lett.*, 13:1108, 1988.
- [30] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- [31] H. Lee, Y. Rostovtsev, C. Bednar, and A. Javan. From laser-induced line narrowing to electromagnetically induced transparency. *Appl. Phys. B*, 76:33, 2003.
- [32] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed., (Wiley, New York, 1989).