



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ESTUDO DO DESLOCAMENTO ZEEMAN EM RESSONÂNCIAS DE
TRANSPARÊNCIA ELETROMAGNETICAMENTE INDUZIDA EM VAPOR DE
CÉSIO: APLICAÇÃO À MAGNOTOMETRIA**
por

Plínio José Ribeiro Neto

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

Banca Examinadora:

Prof. José Wellington Rocha Tabosa (Orientador-UFPE)

Prof. Daniel Felinto P. Barbosa (DF - UFPE)

Prof. Marcos César S. Oriá (DF - UFPB)

Recife - PE, Brasil
Março - 2007

Ribeiro Neto, Plínio José

Estudo do deslocamento Zeeman em
ressonâncias de transparência eletromagneticamente
induzida em vapor de césio: aplicação à
magnetometria / Plínio José Ribeiro Neto. - Recife :
O Autor, 2008.

vi,. 112 folhas: il., fig.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física, 2008.

Inclui bibliografia, apêndice.

1. Óptica. 2. Zeeman 3. Magnetometria 4. Precisão I.
Título.

535.2

CDD (22.ed.)

FQ2008-032



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

Plínio José Ribeiro Neto

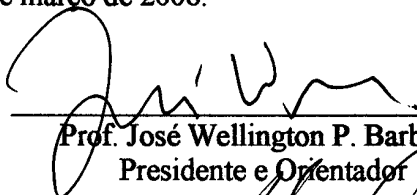
**ESTUDO DO DESLOCAMENTO ZEEMAN EM RESSONÂNCIAS DE
TRANSPARÊNCIA ELETROMAGNETICAMENTE INDUZIDA EM VAPOR DE
CÉSIO: APLICAÇÃO À MAGNOTOMETRIA**

A Banca Examinadora composta pelos Professores José Wellington Rocha Tabosa (Presidente e Orientador), Daniel Felinto P. Barbosa, ambos da Universidade Federal de Pernambuco e Marcos César S. Oriá, da Universidade Federal da Paraíba, consideram o candidato:

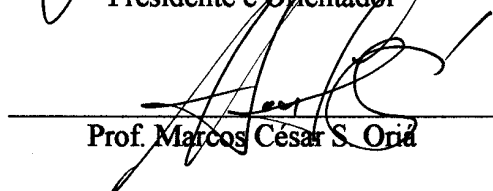
☒ Aprovado

☐ 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 em trinta e um de março de 2008.


Prof. José Wellington P. Barbosa
Presidente e Orientador


Prof. Daniel Felinto P. Barbosa


Prof. Marcos César S. Oriá

*Dedico este trabalho a todos aqueles que sempre me motivaram e estimularam, e em
mim, confiaram e acreditaram.*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, por mais uma oportunidade de poder realizar meus objetivos

Aos meus pais Vicente Ribeiro e Lícia Curvêlo, pelo carinho, apoio e esforço para que nunca faltasse educação a mim ou a Livia,

À minha irmã Livia Curvêlo por seu amor incondicional e por conceber um tão feliz sobrinho (Cacá),

À minha Dinda Roselene Curvêlo, ao meu tio Deraldo Jacobina e à toda minha família, por tudo que sempre fizeram por mim,

Ao professor Tabosa que, direta e indiretamente, me orientou neste trabalho, onde direta se refere ao profissionalismo, paciência e dedicação, e indiretamente ao exemplo que foi para mim ao longo desses dois anos,

Aos membros da banca, por se lançarem ao volume da dissertação,

Aos amigos “Dani e Everton” e Hugo, pela convivência diária no laboratório, pelas tantas vezes que me apoiaram e me ajudaram

Ao Marcos da eletrônica por dissecar os controladores dos moduladores acusto-ópticos e solucionar todos os seus problemas,

Aos amigos incondicionais de longas datas: Euber (T’ Hichers), Almininho, Igulino Suriano, Célio Amorim (Silva) e Jadsinho. Um forte abraço em retribuição, tão singela que posso fazer aqui, pelo tempo de suas vidas dedicado a mim.

Novamente ao amigo Dani e a Noelinha, por todos os bons e divertidos momentos.

Aos amigos Paulo Renato, Vitor, Vladimir, Gersinho e Joaquim, por se tornarem minha família ao longo deste curso.

Aos amigos conterrâneos, tantos que ao citá-los não caberia aqui. Um abraço.

Aos amigos, professores, amigos professores, de minha graduação. Um forte abraço.

E a todos, amigos e colegas, que por razões diversas devem ser agradecidos, Fábio Oikawa (Grande Sakurai), Fredson, Luciano Miranda (ai ai ai titia), galera do RDES, a galera da Arena, Gustavo Belo, Tiagos (flautista, He-man,...), Assis (Chêra Tahca), Denise, Fábios (cosmólogo guitarrista, ...) Brunos, Tâmaras, Rafaéis (Polar, Jesus, armadilhado), Eglânio, Chiquinho (pêxe), Cerda, Milena, a galera do DA, Claudio, Euclides, Marco, David, Rodolfo, Jehan, Marcus, Toinho, Fernandos (Negão, Maçã,...), Diegos (floripa,...), Douglas (Gaúcho, ...), Linconl, Eroni, Cubanos, Colombianos, Esteban, Karlinha, Maury, Augusto (Guga), H. Potter (Manoel), Keren, Rebeca, Lidiane,

Hans, Bárbara, Emanuela, Priscila, Narinha (msn inteligente na madrugada), Viviane, Silvana, e a tantos outros que infelizmente os nomes não vieram a cabeça neste momento, sintam-se também agradecidos.

Aos professores, funcionários e servidores do DF, por torná-lo um lugar agradável.

Ainda, a Bach, Vivaldi, Villa-Lobos, John Williams, Ana Vidovic, Gabriel Garcia, por tornarem meus dias e noites de dissertação mais musicais e culturais.

Aqui, exatamente aqui, eu não conseguiria expressar em 130 ou mais páginas, o quanto estas pessoas me fazem bem e tornam minha vida um evento maior do que poderia ser. Por estas citações acima é que escrevo a dissertação na primeira pessoa do plural, pois nunca estive só ao redigir.

Por fim, ao CNPq, pelo apoio financeiro.

(Plínio Ribeiro)

“Só existe sentido na vida através da luta.
O triunfo ou a derrota está na mão dos deuses.
Então celebremos a LUTA!”
(Canção de Guerra Suahili)
Extraído de “*O Óleo de Lourenço*”

Resumo

Neste trabalho propomos e demonstramos o uso do efeito de transparência eletromagneticamente induzida num vapor atômico como uma ferramenta para medir campos magnéticos com alta precisão. O princípio da técnica reside na ressonância muito estreita associada com este efeito coerente e no deslocamento Zeeman desta ressonância quando um campo magnético externo longitudinal é aplicado. Este campo magnético define também a direção de quantização. O esquema proposto, empregamos feixes contra-propagantes o que permitiu a observação simultânea da dupla ressonância de transparência eletromagneticamente induzida, cuja separação em frequência está diretamente relacionada à componente do campo magnético paralelo à direção de propagação dos feixes incidentes. A técnica foi demonstrada usando um sistema de dois níveis degenerados dos átomos de césio a temperatura ambiente. Em particular ela foi também explorada para medida de deslocamento de frequência dos subníveis Zeeman do estado fundamental hiperfino do césio $6S_{1/2}$, $F = 3$. Também calculamos o espectro da transparência eletromagneticamente induzida num meio inhomogeneamente pelo efeito Doppler e estudamos sua dependência com o campo magnético aplicado assim como também com a intensidade do feixe de bombeamento. Estes cálculos se comparam razoavelmente bem com os resultados observados.

Palavras Chave: Transparência Eletromagneticamente Induzida, Zeeman, Césio, Campos Magnéticos, Precisão, Magnetometria, Dupla Transparência de EIT-Doppler, Efeitos Coerentes, Efeito Doppler, Campos e Átomos, Aprisionamento Coerente de População, Estados Escuros.

Abstract

In this work we proposed and demonstrated the use of the electromagnetically induced transparency effect in a thermal atomic sample as a tool to measure magnetic fields with high precision. The principle of the technique relies on the very narrow resonance associated with this coherent effect and on the induced Zeeman shift of this resonance when a longitudinal magnetic field, which also defines the quantization direction, is applied. In the proposed scheme, we have employed counter-propagating pumping beams which allow the simultaneous observation of double electromagnetically induced transparency resonances whose frequency separation is directly related to the magnetic field component parallel to the direction of propagation of incident laser beams. The technique was demonstrated using a degenerate two-level system of cesium atoms at room-temperature. In particular, it was also employed to measure the frequency shift of the Zeeman sub-levels of the cesium hyperfine ground state $6S_{1/2}$, $F = 3$. We have also calculated the electromagnetically induced transparency spectrum in the Doppler-broadened regime and studied its dependence with the applied magnetic field as well as with the intensity of the pumping beam. These calculations compare reasonably well with the experimentally observed results.

Keywords: Electromagnetically Induced Transparency, Zeeman, Cesium, Magnetic Fields, Accuracy, Magnetometer, Double Electromagnetically Induced Transparency, Coherent Effects, Doppler Effect, Fields and Atoms, Coherence Population Trapping, Dark States.

Sumário

Lista de Figuras	iii
1 Introdução Geral	1
2 A Teoria da Interação Coerente entre Átomos e Campos	6
2.1 O Formalismo	6
2.2 Os Campos e o Meio Atômico	11
2.3 O Hamiltoniano de Interação Átomo-Campo	16
2.4 Acoplamento de dois campos com o Sistema em Configuração Λ	19
3 A Transparência Eletromagneticamente Induzida	23
3.1 O Aprisionamento Coerente. Estados Escuros	24
3.2 A EIT Homogeneamente Alargada	27
3.2.1 A Largura da EIT	35
3.2.2 O Contraste da EIT	36
3.2.3 A Dispersão e a Luz Lenta	37
3.2.4 A Fenomenologia da EIT	38
3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT	41
3.3.1 A Largura da EIT-Doppler	49
4 O Efeito Zeeman na Ressonância de EIT em Vapor de Césio: A Dupla Ressonância de EIT-Doppler	52
4.1 A Estrutura Fina e Hiperfina do Césio	52
4.1.1 A Estrutura Fina	53

SUMÁRIO

4.1.2	A Estrutura Hiperfina	56
4.1.3	O Efeito Zeeman nos Hiperfinos da Linha $\mathcal{D}_2$	60
4.2	O Efeito Zeeman e a Ressonância de EIT	61
4.2.1	O Sistema Λ nos Hiperfinos da $\mathcal{D}_2$	61
4.2.2	O efeito Zeeman e a Ressonância de EIT	64
4.3	A Dupla ressonância de EIT-Doppler	68
5	O Experimento: Aparato, Técnicas, Resultados e Discussões	74
5.1	O Laser de Diodo	74
5.2	Absorção Saturada	78
5.3	O Sistema de Varredura: Os Moduladores Acusto-Ópticos	81
5.4	A Célula de Vapor de Césio	83
5.5	Experimento 1: EIT-Doppler vs. Potência do Feixe Acoplamento	84
5.6	Experimento 2: A Dupla EIT-Doppler vs B_{EXT}	87
5.6.1	Solenóide e o Campo Externo	88
5.6.2	As medidas	90
5.6.3	Variações Experimentais	95
5.6.4	Observação de um Sinal Coerente Não Relacionado à EIT-Doppler	98
6	Conclusões e Perspectivas	99
A	Rotina de Integração	102
	Referências Bibliográficas	108

Lista de Figuras

2.1	O vetor $\vec{k}$ descreve a direção de incidência da luz com polarização determinada pelo vetor unitário $\hat{\varepsilon}$ em um átomo qualquer cujo núcleo é considerado em repouso e situado na origem com seu elétron de valência “ <i>localizado</i> ” pelo vetor $\vec{r}$ em um referencial cartesiano.	11
2.2	Os vetores $\hat{\varepsilon}_1$ e $\hat{\varepsilon}_2$ representam os estados de polarização ortogonais ao vetor de onda $\vec{k}$	17
2.3	O vetor $\hat{\varepsilon}$ representa a composição de um estado de polarização geral tal que $\hat{\varepsilon} \cdot \vec{k} = 0$.	17
2.4	Diagrama Λ do sistema atômico.	18
2.5	Feixe de acoplamento Ω de frequência ω_2 realizando a transição “ $\langle c \rightsquigarrow a \rangle$ ” e feixe de prova α de frequência ω_1 “ $\langle b \rightsquigarrow a \rangle$ ”	21
3.1	Lembrete da fig. 2.5	27
3.2	Sistema de dois níveis degenerados em uma configuração Λ com respectivos decaimentos.	31
3.3	Sistema Λ com respectivas dessintonias.	31
3.4	Curvas representando a ressonância de EIT e a absorção do feixe fraco para $\Omega = 0$.	34
3.5	Curvas representando as dispersões, na ressonância de EIT e sem o feixe forte, $\Omega = 0$.	34
3.6	Produto exemplificativo dos estados vestidos.	39
3.7	Quebra da degenerescência pelo $\mathcal{H}_{int}$.	40
3.8	Interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos. Onde temos $\Delta E = 2\hbar\Omega < 2\gamma$, ou seja, os dois caminhos são indistinguíveis o que pode resultar em uma interferência destrutiva entre eles, se isso ocorrer, teremos EIT.	41
3.9	Aqui temos $\Delta E > 2\gamma$ e os dois caminhos são distinguíveis, ou seja, temos o Dubleto de Autler-Townes pois não ocorre interferência quântica [1].	41
3.10	Espectro de absorção do feixe de sinal para átomos quentes, $ku = 86\gamma$	45

3.11	(a) Superposição em mesma <i>escala</i> vertical das ressonâncias de EIT-Doppler com $ku = 86\gamma$ e EIT $v = 0$. (b) Superposição em um intervalo de frequência pequeno em torno da ressonância $\delta = 0$ com escala vertical relativa de 200 : 1 respectivamente à EIT-Doppler com $ku = 86\gamma$ e à EIT-Natural.	45
3.12	Superposição das ressonâncias de EIT para diferentes grupos de velocidades maiores do que zero.	46
3.13	Superposição das ressonâncias de EIT para diferentes grupos de velocidades menores do que zero.	46
3.14	Superposição das ressonâncias de EIT para todos os grupos de velocidades, resultando no estreitamento.	47
3.15	(a) Superposição da EIT-Natural ($kv = 0$) com o sinal convoluído em sete grupos de velocidades. (b) Superposição da EIT-Natural e a convolução deslocada para coincidir os máximos de absorção de forma a tornar mais evidente o estreitamento.	48
3.16	Nos diagramas laterais temos o efeito do deslocamento Doppler tanto na frequência do feixe de prova quanto no deslocamento Stark entre os estados vestidos $\{ +\rangle, -\rangle\}$. Em ambos os casos, um dos estados vestidos se aproxima do estado inicial $ a\rangle$ [2].	49
3.17	Dependência da largura da EIT-Doppler, em função da intensidade do feixe de acoplamento integrada numericamente para diferentes parâmetros de defasamento dos níveis de baixa energia, γ_{bc}	51
4.1	Estrutura hiperfina da transição $\mathcal{D}_2$ do Césio, com as respectivas frequências de separação dos níveis hiperfinos. Os valores do estado fundamental são exatos como um resultado da presente definição do segundo (s). Os fatores g_f de Landé para cada nível também são mostrados conjuntamente com seus respectivos deslocamentos Zeeman entre os sub-níveis adjacentes [3].	59
4.2	Sub-níveis magnéticos para os respectivos níveis hiperfinos	61
4.3	Sub-níveis magnéticos com o campo de acoplamento populando opticamente o fundamental mais positivo.	63
4.4	Configuração Λ formada em um sistema de dois níveis degenerados, a partir da aplicação conjunta do dois feixes polarizados circularmente contra-girantes. A configuração é dada correspondendo $ a\rangle = f' = 2, m_f = 2\rangle$, $ b\rangle = f = 3, m_f = 3\rangle$ e $ c\rangle = f = 3, m_f = 1\rangle$. . .	63

4.5	Sub-níveis magnéticos e campos circularmente polarizados efetuando transições respectivas às regras de dipolo.	64
4.6	Efeito Zeeman na transição $F = 3 \rightarrow F' = 2$ com os respectivos deslocamentos.	65
4.7	Acoplamento dos campos com o sistema Λ nos hiperfinos da linha $\mathcal{D}_2$ sob o efeito Zeeman na transição $F = 3 \rightarrow F' = 2$ com os respectivos deslocamentos formando uma configuração Λ -Stokes.	67
4.8	Deslocamento em frequência do zero para $\delta = \Delta\mathcal{Z}$ para o “dip” na EIT-Doppler sob a ação do efeito Zeeman numa configuração Λ -Stokes.	68
4.9	Configuração Λ -anti-Stokes devido à inversão das polarizações.	69
4.10	Deslocamento de $-\Delta\mathcal{Z}$ do “dip” da EIT-Doppler devido à inversão das polarizações, isto é, uma configuração Λ -anti-Stokes.	70
4.11	Dupla ressonância de EIT-Doppler, resultante da convolução das partes imaginárias das susceptibilidades nas duas configurações de processos Raman.	71
4.12	Dessintonia do feixe de acoplamento de $\Delta = -30\gamma$ abaixo de sua respectiva transição.	72
4.13	Espectro numa configuração Λ -Stokes com uma dessintonia no feixe de acoplamento de $\Delta = -30\gamma$ abaixo de sua respectiva transição.	73
5.1	Maqueta experimental utilizada para obter o sinal de EIT-Doppler e sua dependência em potências do feixe de acoplamento. Onde $\odot$ e $\leftrightarrow$ representam polarizações lineares ortogonais, perpendicular e paralela ao plano do papel, respectivamente, com $\odot = \sigma_+$ e $\ominus = \sigma_-$. A montagem será descrita ao longo do capítulo.	75
5.2	Configuração do laser de diodo com cavidade externa numa configuração tipo Littrow.	78
5.3	Experimento de absorção saturada com vapor de Césio. Um feixe de laser proveniente de um laser de diodo com cavidade externa é dividido em duas partes, as quais fazemos incidir contra-propagantes sobre uma célula contendo vapor de Césio à temperatura ambiente.	78
5.4	Espectro de absorção saturada referente às transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 2, 3, 4$. As setas indicam os “dips” referentes às ressonâncias e aos “cross-overs” [4].	80
5.5	Esquema de um modulador acusto-ótico e a produção do feixe difratado [5].	82
5.6	Frequência da RF em função da tensão da rampa.	82

LISTA DE FIGURAS

5.7	Visualização gráfica dos resultados experimentais obtidos com a maquete descrita na figura 5.1.	85
5.8	Dependência da Largura do pico de EIT-Doppler em função da potência do feixe forte. Resultados teóricos e experimentais para comparação.	87
5.9	Montagem para o experimento de Dupla EIT-Doppler versus o campo magnético. . . .	88
5.10	O solenóide usado na maquete da dupla EIT-Doppler.	89
5.11	Modelo teórico do solenóide.	90
5.12	Variação da distância entre as janelas da Dupla EIT-Doppler por aplicação do campo magnético externo. A curva para $B=0$ está em uma escala 10 vezes menor.	91
5.13	Dependência da ressonância de Dupla EIT-Doppler em função do campo aplicado. . .	92
5.14	(a) Curva obtida em campo magnético nulo com todos os feixes ligados. (b) Curva com campo magnético da ordem de 3G aplicado e todos os feixes ligados. (c) Campo magnético da ordem de 3G aplicado e o feixe de acoplamento da volta desligado. (d) Campo magnético da ordem de 3G aplicado e os dois feixes de acoplamento desligado. .	93
5.15	Determinação da razão sinal-ruído.	94
5.16	Feixes com polarizações lineares ortogonais interagindo com um sistema de dois níveis com degenerescência Zeeman.	96
5.17	Após a aplicação do campo magnético o sinal de EIT-Doppler se desdobra em três ressonâncias distintas entre si. (a) Ressonância de EIT-Doppler em uma configuração Λ -Stokes. (b) Ressonância de dois campos num sistema de dois níveis para respectivas coincidências das polarizações dos campos. (c) Ressonância de EIT-Doppler numa configuração Λ -anti-Stokes.	97
5.18	Espectro mostrando as três ressonâncias correspondendo, respectivamente, às configurações em (a), (b) e (c) da figura 5.16.	97

Capítulo 1

Introdução Geral

O desenvolvimento da Óptica Quântica, além de permitir o estudo de propriedades intrínsecas da natureza da luz, possibilitou consolidar os conhecimentos sobre as novas fontes emissoras de luz, tais como os lasers e os diodos emissores de luz (LED). Por um lado, esses dispositivos permitiram o desenvolvimento de novas aplicações tecnológicas que cobrem uma faixa ampla que vai desde a área médica até as telecomunicações. Por outro lado, com o surgimento dos lasers, novas experiências foram possíveis e, em particular, na física atômica o impacto causado por esse dispositivo optoeletrônico é considerável, pois agora é possível induzir coerências quânticas e interferências entre os estados atômicos.

Uma das conseqüências do desenvolvimento dos lasers que tem recebido uma significativa atenção é o efeito de transparência eletromagneticamente induzida, conhecido na literatura pela sigla EIT (Electromagnetically Induced Transparency), inicialmente proposta teoricamente por Imamoglu e Harris [6] e posteriormente observada por Harris *et al* [7]. A importância dada a este efeito é devida ao vasto alcance de aplicação, em particular a computação e comunicação quântica [8], o armazenamento de estados quânticos da luz [9–11], portas lógicas [12], laser sem inversão [13, 14] e principalmente para o nosso trabalho: a magnetometria de alta precisão [15].

O fenômeno de EIT, consiste na anulação da absorção de um feixe de luz laser (chamado habitualmente de feixe de prova) em um vapo atômico, quando sobre os átomos fazemos incidir outro feixe de luz laser sob certas condições (denominado feixe de

acoplamento). O efeito físico que constitui a essência da transparência induzida é denominado aprisionamento coerente de população, e foi descoberto em 1976 por Gerardo Alzetta e colaboradores na Universidade de Pisa na Itália [16]. Dez anos mais tarde, foi descoberta a possibilidade de observar o mesmo efeito em meios densos, empregando dois lasers monocromáticos com frequências diferentes. Desta vez, os autores da experiência foram os cientistas russos Olga Kocharovskaya e Yakov Khanin do Instituto Politécnico de Leningrado [17].

Um fato importante relacionado ao efeito de EIT é que, na mesma região espectral, onde ocorre o cancelamento da absorção devido à interferência destrutiva entre os diversos canais de absorção, pode ocorrer interferência construtiva nas susceptibilidades de ordem superior. Dessa forma, efeitos ópticos não-lineares podem ser aumentados em ordem de magnitude [18].

O efeito de EIT tem sido observado em diversos sistemas os quais se diferenciam basicamente pelos mecanismos de alargamento espectral presente, pois cada sistema resulta em diferentes coerências induzidas entre os níveis atômicos e conseqüentemente diferentes taxas de relaxação. As taxas de relaxação determinam a largura de ressonância de cada EIT e portanto são de fundamental importância. Em particular, o efeito de EIT tem sido observado em sistemas com alargamento inomogêneo como vapores atômicos à temperatura ambiente [19,20] e em sólidos [21,22]. Em vapores atômicos a temperatura ambiente, o alargamento inomogêneo é devido ao deslocamento Doppler, enquanto que em materiais sólidos, é devido à inomogeneidade dos campos cristalinos ao longo da rede. A observação de EIT em meios alargados homogeneamente foi feita, inicialmente, em meios alargados por colisões [23]. Outros sistemas físicos que se aproximam bastante de sistemas alargados homogeneamente são amostras atômicas frias ou ultra-frias [24–26], onde é possível obter larguras de EIT extremamente estreitas.

Em muitas das aplicações de EIT, a largura desta ressonância tem uma grande importância. Alguns exemplos são: a espectroscopia de alta resolução e a magnetometria de alta precisão baseada em ressonâncias estreitas de EIT capazes de detectar mudanças de campo magnético da ordem de picotesla [27], que vamos estudar com mais detalhes nesse trabalho. A largura da ressonância de EIT tem sido a motivação de diversos trabalhos

teóricos [22, 28, 29] e experimentais [30–36]. Entretanto, esses estudos tem sido feitos, em sua maioria, considerando que o mecanismo principal de relaxamento é o defasamento ocasionado por colisões, que não é sempre verdade [36]. Neste trabalho vamos estudar o mecanismo de descoerência determinado pelo tempo de vôo dos átomos pela zona de interação com os feixes.

O campo magnético é um dos mais fundamentais e ubíquos observáveis da natureza, carregando informação sobre todo fenômeno eletromagnético. E portanto, o desenvolvimento de Magnetômetros sensíveis são ferramentas essenciais em muitas áreas de pesquisa, como biologia e medicina [37–39]. Por exemplo, medidas de campos magnéticos produzidos pelo cérebro são usadas para diagnosticar epilepsia e para o estudo de resposta a estímulos auditivos e visuais. São essenciais também na geofísica [40] e em testes de simetrias fundamentais [41]. Por mais de 30 anos o dispositivo de interferência quântica em supercondução elétrica (SQUID de “*Superconducting Quantum Interference Device*”) operando em 4K tem dominado a área de detecção de campos magnéticos. Porém, no presente momento, o avanço das técnicas em magneto-óptica habilitou magnetômetros atômicos, que estão rivalizando e até superando os melhores magnetômetros baseados em SQUID.

Magnetômetros atômicos, isto é, aqueles baseados em coerências dos estados atômicos, têm a intrínseca vantagem de não exigir esfriamento criogênico, e ainda eficientes métodos para microfabricação destes permitiu dimensões da ordem de 1 mm [42] oferecendo a possibilidade de compactação, disponibilidade e portabilidade de ultrasensíveis sensores magnéticos. O magnetômetro óptico de melhor sensibilidade é aquele baseado na relaxação livre da troca de spin (SERF, Spin Exchange Relaxation Free), cujas sensibilidades excedem 10^{-11}G [43, 44]. No entanto, esta sensibilidade, pode somente ser obtida em medidas de campos muito pequenos, da ordem 1mG. Portanto, é este ponto que tomamos como partida para este trabalho, isto é, desenvolveremos uma técnica de alta precisão para medir campos magnéticos da ordem de 10G.

A dissertação está dividida da forma que consideramos mais adequada para a abordagem tanto experimental quanto teórica de nosso tema. O capítulo 2 tem o objetivo de apresentar ao leitor os conceitos básicos e essenciais para a compreensão do estudo que

foi realizado. Revisaremos os conceitos da descrição da interação radiação-matéria, como o formalismo da matrix densidade e campos eletromagnéticos oscilantes. Apresentaremos da forma mais simples possível como tratar efeitos coerentes resultantes da interação átomo - laser através de modelos atômicos de três níveis (configuração Λ).

No capítulo 3 deste trabalho, apresentaremos um cálculo do espectro de absorção de um feixe fraco, que interage com átomos de três níveis, numa configuração do tipo Λ , na presença de um feixe forte (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, não sendo 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, isto é, com $-\infty < v < \infty$, ou seja, considerando o efeito Doppler, obtemos uma ressonância de EIT com largura menor do que a largura natural quando consideramos apenas átomos com velocidade nula $v = 0$. Temos então um efeito de estreitamento da ressonância de EIT. Para ambos os casos, apresentamos uma aproximação teórica da largura da ressonância de EIT com a potência do feixe de acoplamento. Os resultados são interpretados de acordo com o efeito de CPT e, também, através de processos de interferência quântica devido ao deslocamento Stark dos estados vestidos. Ainda, discutiremos, ao longo do capítulo, alguns parâmetros importantes, como, por exemplo, a taxa de defasagem dos níveis fundamentais. Mostraremos também como é possível aplicar o efeito de EIT para redução da velocidade da luz (produção de Luz Lenta).

No capítulo 4 descreveremos inicialmente, em linhas gerais, a estrutura fina, hiperfina do átomo de césio e sua relação com campos magnéticos externos. Em seguida descreveremos a ressonância de EIT integrada em todas as classes de velocidades e sua relação com o efeito Zeeman e assim mostraremos como produzir uma dupla ressonância de EIT-Doppler. Feito isso, mostraremos como aplicar estes resultados a magnetometria óptica.

No capítulo 5 faremos a descrição dos principais elementos utilizados nos aparatos experimentais. Também apresentamos os métodos de medida utilizados e alguns detalhes

importantes sobre o sistema de medida e sua calibração. Ainda, apresentaremos o experimento que realizamos, os dados experimentais e os resultados das simulações obtidas com nossos modelos. Os capítulos anteriores foram idealizados para possibilitar um entendimento claro de toda informação que é apresentada neste capítulo. Também faremos o confronto entre dados experimentais e teóricos.

No último capítulo (cap. 6) apresentaremos as conclusões sobre o trabalho realizado e discutiremos aspectos gerais como perspectivas acerca do nosso trabalho.

Capítulo 2

A Teoria da Interação Coerente entre Átomos e Campos

Neste capítulo descreveremos os princípios teóricos de efeitos coerentes gerados a partir da interação átomo-luz e também apresentaremos o sistema atômico que iremos trabalhar.

Definimos efeitos coerentes como aqueles que dependem da preservação da coerência¹. Os fenômenos coerentes que apresentaremos são gerados a partir da interação de meios atômicos com luz. Uma vez que este acoplamento permite o controle e a manipulação dos estados quânticos do átomo podemos utilizá-lo para a observação de interferências quânticas. Este controle permite, portanto, alterar as propriedades ópticas desses sistemas atômicos conduzindo a respostas ópticas totalmente contra-intuitivas. Por exemplo, a absorção de um feixe de luz laser pode ser totalmente cancelada a partir da indução de coerência e interferência entre os diferentes caminhos para absorção de fótons pelos átomos. Como já mencionado na introdução deste trabalho, este efeito é conhecido como Transparência Eletromagneticamente Induzida.

2.1 O Formalismo

Em Mecânica Quântica podemos descrever o estado de um único átomo isolado por um vetor de estado dependente do tempo representado por $|\psi(t)\rangle$ no espaço de Hilbert $\mathbb{H}$.

¹ Relação bem definida entre as fases de funções oscilatórias que se interferem

Este espaço é um espaço vetorial linear complexo, ou seja, um espaço vetorial no qual os vetores são expressos por números complexos (com um módulo e uma fase). Dessa forma o número de estados energéticos acessíveis do átomo define a dimensão da base neste espaço. Pelo princípio da superposição podemos então escrever a combinação linear em termos da base referente a todos os estados de energia acessíveis do átomo como:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_k c_k(t) |\phi_k\rangle$$

tal que a evolução temporal pode ser obtida resolvendo a equação de Schrödinger, que em termos do hamiltoniano total $\mathcal{H}$ é dada por:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \mathcal{H} |\psi(t)\rangle. \quad (2.1)$$

A solução pode ser representada convenientemente em termos dos autovalores E_k e seus respectivos auto-estados $|\phi_k\rangle$, que são soluções independente do tempo (estacionária) da equação de Schrödinger. Estes estados formam uma base completa ($\sum_k |\phi_k\rangle \langle \phi_k| = \mathbb{1}$) e ortonormal ($\langle \phi_j | \phi_k \rangle = \delta_{jk}$) no espaço de Hilbert.

Desde os primórdios da Mecânica Quântica, a partir do experimento de Bothe & Geiger (1924), onde se desenvolveram técnicas experimentais para selecionar eventos individuais, mesmo dessa forma, em boa parte das vezes as medições quânticas são feitas em um número muito grande (e não apenas em um único átomo isolado) de objetos preparados de maneira semelhante, formando um conjunto que usualmente se chama de “*ensemble*”²

A rigor, um *ensemble* é o conjunto imaginário de todos os sistemas possíveis que possuem as mesmas propriedades macroscópicas ou mensuráveis do sistema em questão. Se a preparação de todos os indivíduos for tal que cada um deles puder ser representada pelo mesmo vetor de estado acima então o ensemble está em um *estado puro*, ou seja, tem seu estado completamente definido. Porém, nem sempre isto é possível. Em sistemas reais sempre existem indivíduos, estatisticamente, em estados diferentes e então o ensemble

² Traduzindo do francês temos a idéia de coletivo.

está em uma mistura estatística a qual nos referimos como incertezas clássicas que não estão associadas a incertezas quânticas.

Para tratar esses sistemas quânticos utilizamos a matriz densidade que possibilita simultaneamente analisar as incertezas estatísticas clássicas (misturas estatísticas) e as incertezas quânticas advindas dos postulados fundamentais da teoria, nos permitindo prever os valores médios de quaisquer observáveis envolvidos no processo de medida [45]. Os valores dos elementos da matriz são determinados a partir da base do espaço de Hilbert adotada. Escolhida esta base construímos o **operador densidade** definido em $\mathbb{H}$ como:

$$\begin{aligned}\rho(t) &\equiv \sum_i p_i |\psi_i(t)\rangle \langle \psi_i(t)| \\ &= \sum_i \sum_k \sum_j p_i c_{ki}(t) c_{ji}^*(t) |\phi_k\rangle \langle \phi_j|\end{aligned}\tag{2.2}$$

Os elementos p_i encerram a probabilidade clássica sob o vínculo $\sum_i p_i = 1$ e os $c_{ki}(t) c_{ji}^*(t)$ a informação quântica do sistema em questão.

Na interpretação física da matriz densidade, na base escolhida em $\mathbb{H}$ para representar os estados atômicos, os elementos fora da diagonal estão associados aos termos cruzados e representam a interferência entre os estados $|\phi_k\rangle$ e $|\phi_j\rangle$, estes elementos são denominados **coerências**, ou seja, é possível observar fenômenos associados a interferência quântica nessa base. Os termos diagonais do operador densidade estão associados a probabilidade de encontrar o átomo em um determinado estado da base e são denominados **populações**, ou seja (omitindo-se a dependência temporal),

$$\rho_{jk} \equiv \sum_i p_i c_{ki} c_{ji}^*; \quad (\text{coerências para } i \neq j)\tag{2.3}$$

$$\rho_{jj} = \sum_i p_i |c_{ji}|^2; \quad (\text{populações})\tag{2.4}$$

portanto, para obtermos o valor esperado de qualquer observável $\mathcal{O}$ do sistema, definimos

$$\langle \mathcal{O} \rangle \equiv \text{tr} [\rho \mathcal{O}]\tag{2.5}$$

tal que “tr” do colchetes significa traço³ que é definido como a soma sobre todos os elementos da diagonal principal de uma matriz. Em sistemas interagentes, por exemplo, um vapor atômico e ambiente, pode se realizar um traço parcial, ou seja, somar apenas os elementos diagonais dos átomos ou do ambiente e assim obter informações exclusivas de cada um deles, no entanto essa exclusividade tem um preço a pagar: a destruição da coerência entre as superposições de estados do sistema atômico, de tal modo que algumas das fases nas superposições ficam inacessíveis, quando observamos apenas os átomos [46].

A evolução temporal do operador densidade é descrita pela equação de Liouville-Von Neumann, dada por:

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\mathcal{H}, \rho(t)] \quad (2.6)$$

No entanto, a equação 2.6 não descreve completamente o sistema, pois não conhecemos completamente o hamiltoniano do ambiente, ou seja, ao calcularmos nossos valores esperados para nossos observáveis, estaremos realizando um traço parcial e portanto excluindo informações. Podemos levar em conta esse mecanismo de descoerência⁴ introduzindo-o fenomenologicamente através das matrizes Λ , B e C . A matriz Λ descreve os decaimentos populacionais, e a definimos por:

$$\langle \phi_j | \Lambda | \phi_k \rangle = \gamma_j \delta_{kj} \quad (2.7)$$

tal que os γ_j representam as taxas de decaimento das populações. A matriz B está relacionada ao ganho de população de cada nível provinda dos decaimentos dos outros níveis, sua forma, portanto, é diagonal e está escrita abaixo:

$$\begin{aligned} B_{kj} &= 0 \\ B_{jj} &= \sum_{k \neq j} A_{jk} |\phi_j\rangle \langle \phi_k| \rho | \phi_k\rangle \langle \phi_j| \end{aligned} \quad (2.8)$$

³ $tr[\mathcal{O}] = \sum_j \langle \phi_j | \mathcal{O} | \phi_j \rangle$

⁴ Fenômeno que consiste no aumento da natureza clássica de um estado quântico. Nesse processo, o sistema perde a coerência de fase entre algumas componentes do seu estado quântico e em consequência deixa de apresentar propriedades essencialmente quânticas, como a sobreposição, e fenômenos de interferência associados [47].

onde os elementos A_{jk} são elementos de uma matriz A que contém informações sobre as direções dos decaimentos populacionais e está definida na mesma base $|\phi_j\rangle$ [48]. Esta matriz ficará mais evidente (3.16) quando tratarmos da ressonância de transparência eletromagneticamente induzida. Por fim a matriz C descreve a descoerência provinda de defasagens aleatórias entre os estados atômicos, provocados por diversos fatores, alguns serão explicados ao longo do texto. A equação de movimento para a matriz densidade será então dada por:

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\mathcal{H}, \rho(t)] - \frac{i\hbar}{2} \{\Lambda, \rho\} + i\hbar(B + C) \quad (2.9)$$

nesta equação⁵ o termo $-\frac{i\hbar}{2} \{\Lambda, \rho\}$ representa os decaimentos populacionais e as descoerências geradas por eles⁶ de forma que, juntamente com os outros termos B e C , esta equação descreve todos os efeitos de relaxação impostos ao sistema e que voltaremos a discutir ao longo do texto. Poderíamos encontrar alguns termos relacionados a relaxação, quantizando o campo eletromagnético e escrevendo o hamiltoniano de interação do átomo com o modo de vácuo do campo, onde a emissão espontânea é possível e completamente descrita. A emissão espontânea por sua vez é a responsável pelas relaxações devido à sua característica aleatória. Contudo, quando o campo eletromagnético que atua no vapor atômico é suficientemente intenso, podemos tratá-lo classicamente [49] e incluir as relaxações fenomenologicamente.

Passaremos agora ao tratamento da interação campo e matéria.

⁵ Também conhecida na literatura por Equação Óptica de Bloch sob a forma:

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\mathcal{H}, \rho(t)] - \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{\text{relax}}.$$

⁶ Aplicando as regras de multiplicação matricial é possível verificar que, para Λ estritamente diagonal, o produto dos termos do anti-comutador terá como resultado os decaimentos populacionais e as descoerências, tal que esta última decai com metade da taxa das populações.

2.2 Os Campos e o Meio Atômico

A interação entre a luz e os átomos é uma função de sua frequência (comprimento de onda). Quando a frequência da luz se iguala a frequência de uma transição atômica particular (condição de ressonância) a resposta óptica do meio é aumentada. A propagação da luz ressonante no meio é acompanhada de uma forte absorção e dispersão: uma constante excitação dos átomos aos seus estados excitados fluorescentes. Esta interação é a base da investigação espectroscópica de átomos e moléculas. Neste sentido, o uso de fontes de luz laser monocromáticas, intensas e sintonizáveis resultam em uma elevada sensibilidade e precisão na determinação dos níveis atômicos ou moleculares das espécies sob investigação.

Na descrição semiclássica (átomo como sistema quântico e campo como clássico) que estamos considerando, o campo clássico que incide no átomo, como mostra a figura 2.1, induz um momento de dipolo elétrico no meio atômico, de acordo com as leis da Mecânica

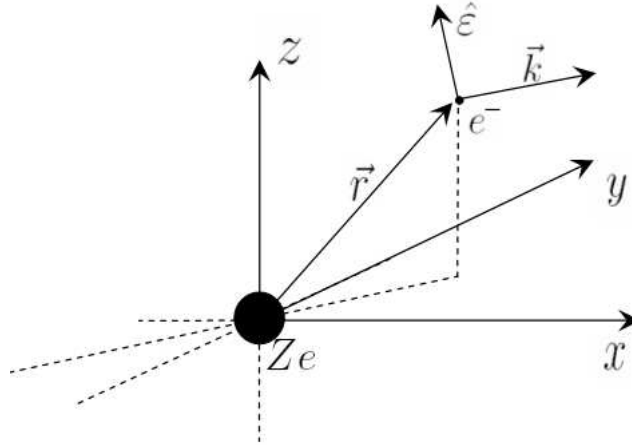


Figura 2.1: O vetor $\vec{k}$ descreve a direção de incidência da luz com polarização determinada pelo vetor unitário $\hat{\epsilon}$ em um átomo qualquer cujo núcleo é considerado em repouso e situado na origem com seu elétron de valência “localizado” pelo vetor $\vec{r}$ em um referencial cartesiano.

Quântica. Este campo eletromagnético é descrito pelas equações de Maxwell, em um meio, por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{free} \quad (\text{II})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{IV})$$

O campo elétrico é representado por $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e o vetor de intensidade magnética por $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Estes se relacionam ao vetor deslocamento $\vec{D}(\vec{r}, t)$ e ao campo magnético $\vec{B}(\vec{r}, t)$, respectivamente, como segue:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.10)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (2.11)$$

Nas equações anteriores são definidas a polarização $\vec{P}(\vec{r}, t)$ e a magnetização $\vec{M}(\vec{r}, t)$ induzidas no meio. A densidade de carga livre e a de corrente são representadas por ρ_{free} e $\vec{J}$.

Vamos assumir que nosso vapor atômico é neutro, de forma que $\rho_{free} = 0$ e $\vec{J} = 0$, e que nenhuma magnetização apreciável é induzida no meio, de modo que $\vec{M}(\vec{r}, t) = 0$. Além disso, vamos considerar que a luz que incidimos no vapor realiza somente transições do tipo dipolo elétrico [1] e portanto os campos eletromagnéticos induzidos na amostra são causados pela radiação dos dipolos atômicos.

Após o uso de $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \simeq -\nabla^2 \vec{E}$, temos da terceira e quarta equações de Maxwell no meio:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

Assumindo que a luz incidente tem uma solução do tipo onda plana para equação de ondas e é monocromática de frequência ω , temos as seguintes expressões para o campo elétrico e a polarização:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}, t) e^{i[\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi(\vec{r}, t)]} + c.c \quad (2.13)$$

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{\mathcal{D}}(\vec{r}, t) e^{i[\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi(\vec{r}, t)]} + c.c \quad (2.14)$$

tal que o vetor $\vec{k}$ é o vetor de onda cuja norma é definida por $k = 2\pi/\lambda$ e $\phi(\vec{r}, t)$ uma fase. A direção do campo elétrico é definida por seu vetor unitário de polarização tal que $\vec{E}_0(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}, t) \hat{\varepsilon}$, uma vez que $\hat{\varepsilon}$ e $\vec{k}$ são ortogonais, ou seja, $\hat{\varepsilon} \cdot \vec{k} = 0$.

A partir da equação 2.12 é possível enxergarmos que a polarização é um termo fonte, ou seja, um termo que cria um campo elétrico como **resposta dos átomos** ao feixe incidente e representa a resultante macroscópica da soma de todos os momentos de dipolo induzidos de cada átomo na região de interação, como escrita abaixo

$$\vec{P} = N \langle \vec{\mathcal{D}} \rangle \quad (2.15)$$

tal que N é a densidade de átomos na região de interação com o campo⁷ e $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle = -e \langle \vec{r} \rangle$ é a média dos momentos de dipolo individuais de cada átomo.

Uma vez que a polarização é a resposta dos átomos ao campo incidente, é nela que focamos a atenção, ou seja, é o observável que utilizaremos para obter informações acerca da interação. Naturalmente, para se obter o valor esperado desse observável, vamos utilizar o formalismo da matriz densidade, como vimos a pouco em 2.5, e portanto a expressão da polarização em 2.15 é reescrita para:

$$\vec{P} = N \text{tr}[\rho \vec{\mathcal{D}}] \quad (2.16)$$

⁷ A polarização é dada como uma densidade de dipolos induzidos no volume de interação de forma que a expressão para a polarização está dimensionalmente correta.

ou ainda, utilizando a relação de completeza dos vetores da base escolhida em $\mathbb{H}$, temos:

$$\begin{aligned}
 \vec{P} &= N \sum_j \langle \phi_j | \rho \vec{\mathcal{D}} | \phi_j \rangle \\
 &= \sum_j \sum_k \langle \phi_j | \rho | \phi_k \rangle \langle \phi_k | \vec{\mathcal{D}} | \phi_j \rangle \\
 &= N \sum_{jk} \vec{\mathcal{D}}_{jk} \rho_{jk}
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

Para entendermos um pouco mais da relação entre o campo elétrico e a polarização macroscópica vamos escrever a polarização como uma espécie de análogo atômico da lei de Hooke, uma vez que a polarização é proporcional ao campo elétrico e oscila sob a mesma frequência óptica ω do campo aplicado, ou seja,

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi \vec{E}(\vec{r}, t) \tag{2.18}$$

onde “ χ ” é um número característico do material, denominado susceptibilidade dielétrica. Vamos mostrar, agora, o significado físico da susceptibilidade. A partir de 2.10 e usando o fato que a polarização total pode ser separada numa contribuição ressonante, devido a transição atômica, e uma não ressonante, que leva em conta todas as outras parcelas para a polarização, isto é, $\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_{tran}(\vec{r}, t; \omega) + \vec{P}(\vec{r}, t)$ onde usando 2.18 e levando $\chi \rightarrow \chi(\omega)$, podemos escrever⁸:

$$\begin{aligned}
 \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}_{tran}(\vec{r}, t; \omega) + \vec{P}(\vec{r}, t) \\
 &= \varepsilon \vec{E} + \varepsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi) \\
 &= \varepsilon \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \chi(\omega) \right] \vec{E} \\
 &= \varepsilon'(\omega) \vec{E}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

tal que a constante dielétrica torna-se

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \chi(\omega) \right] \tag{2.20}$$

⁸ Veja a referência [50]

implicando para o módulo do vetor de onda

$$k' = \omega \sqrt{\mu \varepsilon'} \simeq k \left(1 + \frac{\varepsilon_0}{2\varepsilon} \chi(\omega) \right), \quad |\chi(\omega)| \ll 1 \quad (2.21)$$

para $k \equiv \omega \sqrt{\mu \varepsilon}$. Podemos escrever o campo $\vec{E}$ em 2.13 de uma maneira mais compacta como

$$\vec{E} = \Re e \left\{ \frac{1}{2} \vec{E}_0 e^{i[k' \hat{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi(\vec{r}, t)]} \right\} \quad (2.22)$$

e definir uma susceptibilidade complexa $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$ que implica

$$k' \simeq k \underbrace{\left(1 + \frac{\chi'}{2n^2} \right)}_{\equiv n(\omega)} - i \frac{k\chi''}{2n^2} \quad (2.23)$$

donde é possível vermos, reinserindo 2.23 em 2.22, que a parte real da susceptibilidade χ' está associada à dispersão do meio e a parte imaginária⁹ χ'' à absorção linear [50], onde $n = \sqrt{(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0})}$ é o índice de refração do meio para uma onda ressonante e $n(\omega)$ o novo índice devido a interação.

Para campos intensos é necessário uma expansão da polarização em séries de potências do campo elétrico onde apareceram termos não lineares:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) + \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(2)} \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) + \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(3)} \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) + \dots \quad (2.24)$$

tal que a susceptibilidade, que antes era um número, é agora um tensor.

As propriedades ópticas lineares e não lineares de sistemas atômicos podem ser manipuladas e alteradas através da interação destes com campos eletromagnéticos que induzem coerências atômicas e interferências quânticas entre os estados atômicos, como veremos ao longo deste trabalho.

Por fim, vamos determinar a hamiltoniana de interação para então descrever o operador densidade ρ e obter os valores esperados de interesse. A matriz densidade, neste caso, está relacionada à forma como o campo atua nos átomos.

⁹ As partes reais e imaginárias se relacionam uma com a outra através das relações de Kramers-Krönig [50]

2.3 O Hamiltoniano de Interação Átomo-Campo

Não somente para a determinação da matriz densidade, a análise do hamiltoniano prestará a determinação de regras chaves acerca das transições. O hamiltoniano para a interação átomo-campo pode ser escrito de uma forma simplificada, como:

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m}\hat{\Pi}^2 + V(\vec{r}) - e\Phi(\vec{r}, t) - \frac{e}{m}\vec{S}^{(e)} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.25)$$

tal que $\hat{\Pi}$ é o momento canônico, $V(\vec{r})$ o potencial coulombiano gerado pelo núcleo, $\Phi(\vec{r}, t)$ é o potencial escalar elétrico devido ao campo externo, $\vec{S}^{(e)}$ o spin do elétron e $\vec{B}$ o campo magnético da luz. O momento canônico é derivado a partir da lagrangeana de interação do elétron com o campo incidente obtida a partir da Força de Lorentz e vale:

$$\hat{\Pi} = \vec{p} - e\vec{A} \quad (2.26)$$

com $\vec{p}$ definido como o momento cinético do elétron e $\vec{A}$ o potencial vetor da luz, de forma que o hamiltoniano é reescrito para

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m}(\vec{p} - e\vec{A})^2 + V(\vec{r}) - e\Phi(\vec{r}, t) - \frac{e}{m}\vec{S}^{(e)} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.27)$$

e expandindo o termo quadrático

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m}[\vec{p}^2 - e(\vec{p} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{p})] + \frac{e^2\vec{A}^2}{2m} + V(\vec{r}) - e\Phi(\vec{r}, t) - \frac{e}{m}\vec{S}^{(e)} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.28)$$

vale a pena chamar a atenção do leitor para o fato que a quantização canônica se faz interpretando $\vec{r}$ e $\vec{p}$ como operadores vetoriais cujas componentes cartesianas satisfazem relações canônicas de comutação. No entanto, é sabido que em geral $\vec{p}$ não comuta com uma função de $\vec{r}$,

$$\begin{aligned} [p_i, A_i(\vec{r}, t)] &= -i\hbar\partial_i A(\vec{r}, t) \\ [\vec{p}, \vec{A}(\vec{r}, t)] &= -i\hbar\nabla \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (2.29)$$

2.3 O Hamiltoniano de Interação Átomo-Campo

porém nesse caso temos pela condição de transversalidade do campo, ou seja, pela possibilidade de associar dois estados linearmente independentes de polarização ortogonais a cada vetor de onda $\vec{k}$ (fig 2.2), que a divergência do potencial vetor¹⁰ vale:

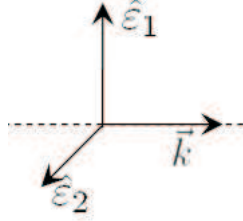


Figura 2.2: Os vetores $\hat{\epsilon}_1$ e $\hat{\epsilon}_2$ representam os estados de polarização ortogonais ao vetor de onda $\vec{k}$

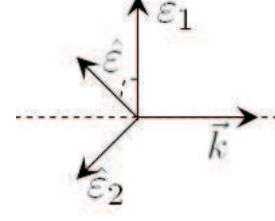


Figura 2.3: O vetor $\hat{\epsilon}$ representa a composição de um estado de polarização geral tal que $\hat{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$.

$$\nabla \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.30)$$

que implica

$$[\vec{p}, \vec{A}(\vec{r}, t)] = \vec{p} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) - \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot \vec{p} = 0 \quad (2.31)$$

que nos permite escrever o hamiltoniano como

$$\mathcal{H} = \frac{\vec{p}^2}{2m} - \frac{e}{m} \vec{p} \cdot \vec{A} + \frac{e^2 \vec{A}^2}{2m} + V(\vec{r}) - e\Phi(\vec{r}, t) - \frac{e}{m} \vec{S}^{(e)} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.32)$$

uma vez que o campo magnético da luz é muito pequeno e os elementos da matriz $\vec{S}$ são da ordem de $\hbar$, podemos desprezar a interação com o spin do elétron em comparação aos outros termos de interação e escrever o hamiltoniano como:

$$\mathcal{H} = \underbrace{\frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r})}_{\mathcal{H}_0} - \underbrace{\frac{e}{m} \vec{p} \cdot \vec{A} + \frac{e^2 \vec{A}^2}{2m} - e\Phi(\vec{r}, t)}_{\mathcal{H}_{int}} \quad (2.33)$$

tal que $\mathcal{H}_0$ é definido como o hamiltoniano do sistema atômico hidrogenóide não perturbado pelo campo e $\mathcal{H}_{int}$ é o acoplamento do campo com este. Por necessidades experimentais escolhemos um sistema atômico como um de três níveis, tais que dois deles (b e c)

¹⁰ Também conhecido na literatura como “gauge” (padrão, calibre, etc) de Coulomb

2.3 O Hamiltoniano de Interação Átomo-Campo

com mesma paridade ocupam estados de mais baixa energia e um terceiro (a) de paridade oposta ocupando o primeiro nível excitado. Essa configuração é conhecida na literatura como sistema “ Λ ” como mostra a figura 2.4. Para simplificar, os níveis energéticos do sistema são auto-estados do $\mathcal{H}_0$, ou seja,

$$\mathcal{H}_0|\phi_u\rangle = \hbar\omega_u|\phi_u\rangle; \quad u = a, b, c; \quad (2.34)$$

$$\sum_u |\phi_u\rangle\langle\phi_u| = \mathbb{1}; \quad (\text{completeza}) \quad (2.35)$$

$$\langle\phi_u|\phi_v\rangle = \delta_{uv} \quad (\text{ortogonalidade}) \quad (2.36)$$

e assim podemos reescrever o hamiltoniano não perturbado como

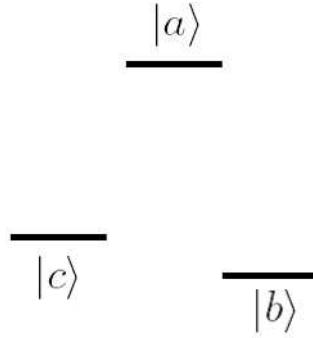


Figura 2.4: Diagrama Λ do sistema atômico.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \mathbb{1}\mathcal{H}_0\mathbb{1} \\ &= \hbar\omega_a|\phi_a\rangle\langle\phi_a| + \hbar\omega_b|\phi_b\rangle\langle\phi_b| + \hbar\omega_c|\phi_c\rangle\langle\phi_c| \end{aligned} \quad (2.37)$$

O hamiltoniano de interação $\mathcal{H}_{int}$ (2.33) pode ser reduzido notando que o termo quadrático é muito pequeno se tomarmos como parâmetro de pequenez a carga do elétron, ainda observando que no calibre de radiação $\Phi(\vec{r}, t) = 0$, temos:

$$\mathcal{H}_{int} = -\frac{e}{m}\vec{p} \cdot \vec{A} \quad (2.38)$$

Uma vez que podemos escrever os potenciais eletromagnéticos como

$$\begin{aligned}\vec{A}(\vec{r}, t) &\rightarrow \vec{A}(\vec{r}, t) + \nabla \xi(\vec{r}, t) \\ \Phi(\vec{r}, t) &\rightarrow \Phi(\vec{r}, t) + \frac{\partial \xi}{\partial t}(\vec{r}, t)\end{aligned}$$

então, utilizando uma transformação de calibre¹¹ do tipo

$$\xi(\vec{r}, t) = -\vec{r} \cdot \vec{A}$$

o hamiltoniano de interação, torna-se então

$$\mathcal{H}_{int} = -e\vec{r} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.39)$$

tal que 2.39 é conhecido na literatura como interação de dipolo elétrico. De maneira que podemos escrever o hamiltoniano total do sistema Λ , como:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0^{(\Lambda)} + \mathcal{H}_{int} \quad (2.40)$$

2.4 Acoplamento de dois campos com o Sistema em Configuração Λ

Inicialmente consideramos um sistema de três níveis na configuração Λ e acoplamos a ele dois campos (fig. 2.5), **co-propagantes**, idênticos àqueles escritos em 2.13, de frequências ω_1 e ω_2 respectivamente, e que executam somente transições do tipo dipolo elétrico, cuja interação obtemos no capítulo anterior. Vamos notar que as amplitudes $E_0(\vec{r}, t)$ e as fases $\phi(\vec{r}, t)$ dos campos variam numa escala temporal muito maior que a de um ciclo de

¹¹ A mudança de calibre deve preservar o contexto físico, ou seja, o resultado obtido em ambos calibres devem ser os mesmos, pois a física do acoplamento átomo-campo é uma só. Para maiores detalhes sobre a transformação de calibre aqui utilizada veja a referência [51]

oscilação do campo e que praticamente é constante nas dimensões atômicas de forma que isso pode ser expresso abaixo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_0}{\partial x_i} &\ll kE_0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial E_0}{\partial t} \ll \omega E_0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial x_i} &\ll k \quad \text{e} \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} \ll \omega \end{aligned} \quad (2.41)$$

com $i = 1, 2, 3$ correspondendo (x_i) respectivamente a $\{x, y, z\}$, tal que esses argumentos compõe a chamada aproximação de envelope (amplitude) lentamente variável. Ainda utilizando o fato de que o comprimento de onda λ das ondas são muito maiores do que as dimensões atômicas ($\lambda \gg a_0$, a_0 é o raio de bohr) podemos simplesmente substituir a exponencial em $\vec{k} \cdot \vec{r}$ por seu primeiro termo de sua expansão em série de potências, isto é, $e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} \simeq 1$. Esta última aproximação é chamada de aproximação de dipolo elétrico.¹² Expressamos então os campos como

$$\vec{E}^\alpha(t) = \vec{E}_0^\alpha \frac{1}{2} [e^{i(\omega_1 t + \phi_\alpha)} + e^{-i(\omega_1 t + \phi_\alpha)}] \quad (2.42)$$

$$\vec{E}^\Omega(t) = \vec{E}_0^\Omega \frac{1}{2} [e^{i(\omega_2 t + \phi_\Omega)} + e^{-i(\omega_2 t + \phi_\Omega)}] \quad (2.43)$$

com $\vec{E}_0^{\alpha, \Omega}$ e $\phi_{\alpha, \Omega}$ constantes. Chamamos o campo de frequência ω_1 o feixe de prova ou sonda “ α ” e o de frequência ω_2 de feixe de acoplamento “ Ω ” ou controle. Dessa forma temos para o hamiltoniano de interação:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{int} &= -\vec{\mathcal{D}} \cdot [\vec{E}^\alpha(t) + \vec{E}^\Omega(t)] \\ \mathcal{H}_{int} &= \mathcal{H}_{int}^\alpha + \mathcal{H}_{int}^\Omega \\ \mathcal{H}_{int} &= -\mathcal{D}^\alpha \cdot E^\alpha(t) - \mathcal{D}^\Omega \cdot E^\Omega(t) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Note que ao incluir índices nos operadores de dipolo retiramos a notação vetorial do hamiltoniano¹³ e dos operadores incluindo índices nestes, isso porque redefinimos o operador de dipolo $\vec{\mathcal{D}} = e\vec{r}$ para $\mathcal{D}^{indice} = e\hat{\varepsilon}^{indice} \cdot \vec{r}$. Para tornar melhor a notação vamos escrever a

¹² Existe uma discussão mais detalhada no capítulo 8 seção 2.4 do livro de Mecânica Quântica do A. F. R. de Toledo Piza [52].

¹³ A direção foi definida no §2 da página 13 como $\vec{E}_0(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}, t)\hat{\varepsilon}$

base $\{|\phi_j\rangle\}_{j=a,b,c}$ como $\{|j\rangle\}_{j=a,b,c}$, com mesma álgebra. Inserindo relações de completudeza podemos explicitar o hamiltoniano de interação como:

$$\mathcal{H}_{int} = - \left[E^\alpha(t) \mathcal{D}_{ab}^\alpha |a\rangle \langle b| + E^\alpha(t) \mathcal{D}_{ac}^\alpha |a\rangle \langle c| + E^\Omega(t) \mathcal{D}_{ab}^\Omega |a\rangle \langle b| + E^\Omega(t) \mathcal{D}_{ac}^\Omega |a\rangle \langle c| + \text{H.c.} \right] \quad (2.45)$$

tal que o termo “H.c” significa hermitiano conjugado.

Vamos notar que os elementos diagonais do operador dipolo elétrico são todos nulos, isto é, $\vec{\mathcal{D}}_{jj} = 0$ para qualquer j , lembrando que $\vec{\mathcal{D}}_{jk} = \langle j | \vec{\mathcal{D}} | k \rangle$ e também são nulos para os elementos cruzados de $|b\rangle$ e $|c\rangle$, pois estes têm mesma paridade (como definimos logo acima) e o operador de dipolo elétrico é um operador ímpar¹⁴, ou seja, conecta apenas estados de paridade oposta. Além disso, podemos impor que os feixes executem somente transições nos níveis indicados pela figura 2.5.

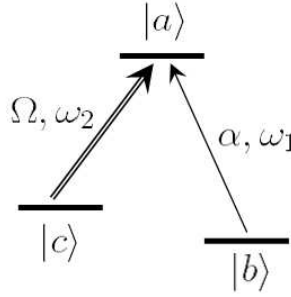


Figura 2.5: Feixe de acoplamento Ω de frequência ω_2 realizando a transição “ $\langle c | \rightsquigarrow | a \rangle$ ” e feixe de prova α de frequência ω_1 “ $\langle b | \rightsquigarrow | a \rangle$ ”

Portanto $\mathcal{D}_{ac}^\alpha = \mathcal{D}_{ab}^\Omega = 0$, analogamente para seus respectivos conjugados, pois podemos escolher as fases dos autoestados atômicos de forma que $\mathcal{D}_{jk} = \mathcal{D}_{jk}^* = \mathcal{D}_{kj}$. A hamiltoniana de interação é simplificada para:

$$\mathcal{H}_{int} = - \left[E^\alpha(t) \mathcal{D}_{ab}^\alpha |a\rangle \langle b| + E^\Omega(t) \vec{\mathcal{D}}_{ac}^\Omega |a\rangle \langle c| + \text{H.c.} \right] \quad (2.46)$$

¹⁴ Desde que $\vec{\mathcal{D}} = e\vec{r}$, temos a partir das propriedades de comutação com o operador unitário de paridade $\hat{\pi}$, definido como uma reflexão (inversão) na coordenada em que atua, que $\vec{\mathcal{D}}$ anticomuta com $\hat{\pi}$ e portanto conecta apenas estados de paridade oposta.

ainda, escrevendo os campos como expressos em 2.42 e 2.43, temos

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{int} = - \left\{ E_0^\alpha \frac{1}{2} [e^{i(\omega_1 t + \phi_\alpha)} + e^{-i(\omega_1 t + \phi_\alpha)}] \mathcal{D}_{ab}^\alpha |a\rangle \langle b| + \right. \\ \left. + E_0^\Omega \frac{1}{2} [e^{i(\omega_2 t + \phi_\Omega)} + e^{-i(\omega_2 t + \phi_\Omega)}] \mathcal{D}_{ac}^\Omega |a\rangle \langle c| + \text{H.c} \right\} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Os operadores $|b\rangle \langle a|$ e $|c\rangle \langle a|$ tem uma evolução livre definida pelos fatores $e^{-i\omega_{ab}}$ e $e^{-i\omega_{ac}}$ respectivamente, onde ω_{ab} e ω_{ac} são as frequências de ressonâncias das respectivas transições. Existem, portanto, alguns termos na expressão 2.47 que possuem fatores do tipo $e^{\pm i(\omega_1 + \omega_{ab})t}$ e $e^{\pm i(\omega_2 + \omega_{ac})t}$. Esses termos oscilam muito rapidamente e podem ser desprezados em intervalos de detecção grandes comparados aos períodos ópticos. Essa eliminação das oscilações rápidas é conhecida como **aproximação de onda girante** (RWA, Rotating-Wave Approximation) [4]. Desprezando todos esses termos e mantendo somente os termos que oscilam nas frequências $|\omega_1 - \omega_{ab}|$ e $\omega_2 - \omega_{ac}$, obtemos:

$$\mathcal{H}_{int} = -\frac{\hbar}{2} [\alpha e^{-i(\omega_1 t + \phi_\alpha)} |a\rangle \langle b| + \Omega e^{-i(\omega_2 t + \phi_\Omega)} |a\rangle \langle c| + \text{H.c}] \quad (2.48)$$

aqui α e Ω são as frequências de **Rabi**¹⁵ associadas com os campos respectivos, definidas como:

$$\alpha = \frac{E_0^\alpha \mathcal{D}_{ab}^\alpha}{\hbar} \quad \text{e} \quad \Omega = \frac{E_0^\Omega \mathcal{D}_{ac}^\Omega}{\hbar} \quad (2.49)$$

Dessa forma definimos o hamiltoniano de interação para o acoplamento de dois campos com um sistema atômico na configuração Λ .

¹⁵ Interpretada como a intensidade do acoplamento átomo-campo.

Capítulo 3

A Transparência Eletromagneticamente Induzida

Neste capítulo descreveremos a ressonância de Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT, do inglês: Electromagnetically Induced Transparency) inicialmente alargada homogeneamente¹ com átomos parados, e depois alargada inhomogeneamente com a inserção do efeito Doppler. Obteremos seus espectros e suas principais características.

Teoricamente, sabemos que um feixe de luz laser propagando-se num meio ressonante com uma certa transição atômica será absorvido pelo meio e depois de um certo tempo, definido como tempo de relaxação do sistema, emitido na forma de fluorescência. Contudo, ao aplicarmos dois feixes simultaneamente no meio atômico, sob condições apropriadas, podemos eliminar a absorção dos feixes. Este efeito constitui a EIT.

Esta técnica experimental de dupla ressonância foi inicialmente desenvolvida em 1952 no M. I. T. por Brossel and Bitter, onde foi aplicada à medida do fator “ g ” de Landè e a medição das larguras das ressonâncias [53].

A primeira observação das modificações das características de absorção e dispersão do meio através da interação não linear com campos ópticos foi realizada por Alzetta e colaboradores em 1976 [16]. Neste experimento uma amostra de vapor de sódio foi exci-

¹ Homogeneamente no sentido que os átomos são indistinguíveis e de mesma energia. O principal fator que determina este alargamento é a emissão espontânea. No inhomogêneo os átomos são distinguíveis com frequências diferenciadas pelo efeito Doppler que é o principal mecanismo de alargamento.

tada por um laser intenso e submetida a um campo magnético longitudinal inhomogêneo. Ao longo da célula de vapor foram observadas linhas escuras (ausência de fluorescência), esse efeito foi denominado de “**ressonância escura**”. Este fenômeno pode ser explicado através da existência de um estado que é a superposição coerente dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ da figura 2.4, tal que este estado transparente ao campo de radiação é chamado de **Estado Escuro**.

Uma vez no estado escuro os átomos não podem mais ser excitados por uma transição de dipolo elétrico, produzindo assim um **Armadilhamento Coerente de População** (CPT, do inglês: Coherence Population Trapping). O CPT [54, 55] está intrinsecamente relacionado com a ressonância de EIT e assim se faz necessária uma descrição mais detalhada desse fenômeno como veremos na próxima seção.

O termo EIT foi introduzido por Harris e colaboradores em 1990 [7], no entanto foi observada independentemente de Harris pela primeira vez em 1988 por Kocharovskaya e Khannin [17].

3.1 O Aprisionamento Coerente. Estados Escuros

Seja o estado atômico definido sob a forma

$$|\psi(t)\rangle = a(t)e^{-i\omega_a t}|a\rangle + b(t)e^{-i\omega_b t}|b\rangle + c(t)e^{-i\omega_c t}|c\rangle \quad (3.1)$$

cuja evolução temporal pode ser derivada da equação de Schrödinger, tal que utilizamos o hamiltoniano de interação para o sistema Λ obtido no tópico 2.4, particularmente em 2.48,

$$i\hbar|\dot{\psi}\rangle = \left(\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{int}^{(\Lambda)}\right)|\psi\rangle \quad (3.2)$$

para fornecer as equações de movimento para as amplitudes de probabilidade $a(t)$, $b(t)$ e $c(t)$

$$\dot{a} = \frac{i}{2}(\alpha e^{-i\phi_\alpha} b + \Omega e^{-i\phi_\Omega})c \quad (3.3)$$

$$\dot{b} = \frac{i}{2}\alpha e^{-i\phi_\alpha} a \quad (3.4)$$

$$\dot{c} = \frac{i}{2}\Omega e^{-i\phi_\Omega} a \quad (3.5)$$

onde consideramos os campos ressonantes com as transições, isto é, $\omega_1 = \omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$ e $\omega_2 = \omega_{ac}$. Vamos impor que inicialmente ($t = 0$) os átomos se encontram preparados em uma superposição dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$, com $a(0) = 0$, tal que $|\psi\rangle = b|b\rangle + c|c\rangle$. Este estado pode ser parametrizado² pelos ângulos θ e φ onde definimos $b \equiv \cos(\theta/2)$ e $c \equiv \sin(\theta/2)e^{-i\varphi}$:

$$|\psi\rangle = \cos(\theta/2)|b\rangle + \sin(\theta/2)e^{-i\varphi}|c\rangle \quad (3.6)$$

e assim as soluções das evoluções temporais para as amplitudes de probabilidade são

$$a(t) = \frac{i \sin(\Omega_R t/2)}{\Omega_R} [\alpha e^{-i\phi_\alpha} \cos(\theta/2) + \Omega e^{-i(\phi_\Omega + \varphi)} \sin(\theta/2)] \quad (3.7)$$

$$b(t) = \frac{1}{\Omega_R^2} \left\{ [\Omega^2 + \alpha^2 \cos(\Omega_R/2)] \cos(\theta/2) + \right. \\ \left. - 2\alpha\Omega e^{i(\phi_\alpha - \phi_\Omega - \varphi)} \sin^2(\Omega_R t/4) \sin(\theta/2) \right\} \quad (3.8)$$

$$c(t) = \frac{1}{\Omega_R^2} \left\{ -2\alpha\Omega e^{-i(\phi_\alpha - \phi_\Omega)} \sin^2(\Omega_R t/4) \cos(\theta/2) + \right. \\ \left. + [\alpha^2 + \Omega^2 \cos(\Omega_R/2)] e^{-i\varphi} \sin(\theta/2) \right\} \quad (3.9)$$

onde $\Omega_R = \alpha^2 + \Omega^2$. No caso inicial em que a população está equidistribuída entre os estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, o aprisionamento ocorrerá quando $a(t) = 0$, ou seja quando

$$\alpha = \Omega \quad \text{e} \quad \phi_\alpha - \phi_\Omega - \varphi = \pm\pi \quad (3.10)$$

² Esta parametrização permite a visualização de qualquer superposição dos estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ na esfera de Bloch.

sob essas condições as equações das amplitudes se resumem para

$$a(t) = 0 \quad (3.11)$$

$$b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.12)$$

$$c(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\varphi} \quad (3.13)$$

isto é, uma vez que os átomos estão no estado que parametrizamos é possível estabelecer uma relação de fase entre os estados atômicos de forma que o feixe de prova mesmo que se encontre ressonante não é absorvido. Estas últimas soluções para as amplitudes é um caso específico, onde impomos uma condição inicial para os átomos. O caso mais geral é obtido a partir das condições de contorno para o aprisionamento com $\dot{a} = 0$ e $a(t) = 0$ e que $\dot{b} = \dot{c} = 0$. Esta condição é satisfeita para $b(t) = \Omega e^{-i\phi_\Omega}$ e $c(t) = -\alpha e^{-i\phi_\alpha}$. O estado atômico em 3.1 é então escrito normalizado como estado escuro sob a seguinte forma geral:

$$|\psi_{dark}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \Omega^2}} [\Omega e^{-i\phi_\Omega} e^{-i\omega_b t} |b\rangle - \alpha e^{-i\phi_\alpha} e^{-i\omega_c t} |c\rangle], \quad (3.14)$$

onde “dark” é traduzido para “escuro”, significando que o estado escuro $|\psi_{dark}\rangle$ não é acoplado ao estado excitado através do hamiltoniano de interação.

Fisicamente, o elemento de matriz $\langle\psi_{dark}|\mathcal{H}_{int}|a\rangle$ corresponde à amplitude de probabilidade de que um átomo inicialmente no estado escuro seja excitado. Essa amplitude de probabilidade é constituída de duas partes correspondentes às amplitudes de probabilidade de que o átomo seja excitado por um dos dois caminhos distintos: por meio da transição $a \leftrightarrow b$ ou por meio da transição $a \leftrightarrow c$. A amplitude de probabilidade de que o átomo seja excitado é proporcional a $|\langle\psi_{dark}|\mathcal{H}_{int}|a\rangle|^2$ e possui, portanto, um termo de interferência entre os dois caminhos que, no caso do estado escuro, é destrutiva. Dessa maneira, temos que o efeito de CPT é resultado de efeitos de interferência quântica [4].

3.2 A EIT Homogeneamente Alargada

Agora determinaremos o espectro da ressonância de EIT em átomos no estado de “quase” repouso, tal que os principais mecanismos envolvidos no processo de alargamento do espectro são os de decaimento populacional relacionados ao tempo de vida do estado excitado e a intensidade do feixe de acoplamento Ω .

O processo de aferição do sinal de EIT é baseado na medida do quanto de energia foi absorvida do feixe de prova ao passar pelo meio atômico, ou seja, estamos interessados na absorção do feixe de prova α e indiretamente, na coerência induzida nos níveis atômicos $|a\rangle$ e $|b\rangle$.

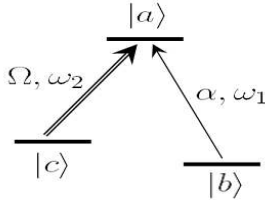


Figura 3.1: Lembrete da fig. 2.5

A vantagem de se escolher o feixe de prova e não o feixe de acoplamento reside no fato que o feixe de prova α é definido como um feixe fraco de tal forma que podemos desprezar os efeitos não-lineares associados. Como já argumentado o observável físico envolvido no processo é a susceptibilidade, tal que podemos determinar a absorção analisando sua parte imaginária, entretanto para determiná-la precisamos determinar a coerência induzida pelos feixes de prova e de acoplamento através da equação para evolução temporal do operador densidade com suas devidas correções em 2.9.

Inicialmente vamos determinar os termos fenomenológicos, ou seja, as matrizes Λ , B e C . Para determinar a matriz Λ , escrita em 2.9 como mostramos abaixo,

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\mathcal{H}, \rho(t)] - \boxed{\frac{i\hbar}{2} \{\Lambda, \rho\}} + i\hbar(B + C)$$

vamos considerar que existe somente o decaimento populacional do nível excitado, isto é, desconsideramos troca de população entre os níveis de baixa energia $|b\rangle$ e $|c\rangle$ de mesma paridade, pois, como anteriormente argumentado, não se realiza transições de dipolo elétrico entre eles. Entretanto Javan e colaboradores [29] propuseram um modelo baseado em uma troca de população entre esses níveis gerada pelo tempo de voo através dos

feixes, isto é, os átomos saem da região de interação sem alterar as populações de b e c , ao retornarem, têm suas populações equidistribuídas entre estes níveis, ou seja, o tempo de voo geraria troca de população que seria o mecanismo dominante da descoerência dos estados “fundamentais”. Em primeira análise, desprezamos as colisões com as paredes da célula, pois a troca de população resultante é muito baixa, uma vez que as dimensões da célula são muito maiores do que as dimensões do feixe. No entanto em 2006 Figueroa e colaboradores [36] mostraram que o principal mecanismo de descoerência entre os níveis fundamentais é o defasamento sofrido pelos átomos ao sair da região de interação e retornar. Portanto o único elemento não nulo da matriz Λ é o elemento $\Lambda_{aa} = \gamma'$, que representa a taxa de decaimento da população do estado excitado, e assim em representação matricial [56], tal que “*bras*” ($\langle \mid$) representam colunas e “*kets*” ($\mid \rangle$) linhas, dessa forma temos:

$$\Lambda \doteq \begin{pmatrix} \gamma' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

A matriz A é então definida como:

$$A \doteq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \gamma_1 & 0 & 0 \\ \gamma_2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

tal que $A_{ba} = \gamma_1$ significa que o estado b recebeu população provinda de a a uma taxa γ_1 e $A_{ca} = \gamma_2$ representa o ganho de população do nível c provinda de a a uma taxa γ_2 , aqui definimos $\gamma' = \gamma_1 + \gamma_2$. Portanto a Matriz B , definida em 2.8, é escrita abaixo:

$$B \doteq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_1 \rho_{aa} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_2 \rho_{aa} \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

A matriz C é definida, na representação matricial, por

$$C \doteq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{bc}\rho_{bc} \\ 0 & \gamma_{bc}\rho_{cb} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

tal que γ_{bc} representa a descoerência entre os níveis b e c gerada por defasamento como havíamos falado.

Para fins didáticos vamos escrever ρ na representação matricial,

$$\rho \doteq \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

junto com o nosso hamiltoniano ($\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{int}^{(\Lambda)}$)

$$\mathcal{H} \doteq \hbar \begin{pmatrix} \omega_a & -\alpha e^{-i(\omega_1 t + \phi_\alpha)} & -\Omega e^{-i(\omega_2 t + \phi_\Omega)} \\ -\alpha e^{i(\omega_1 t + \phi_\alpha)} & \omega_b & 0 \\ -\Omega e^{i(\omega_2 t + \phi_\Omega)} & 0 & \omega_c \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

uma vez que temos produtos de $\mathcal{H}$ e ρ em sua equação de evolução temporal, a partir da combinação 2.16, 2.18 e 2.14, esta última na aproximação de amplitude lentamente variável dada por 2.41, de forma que se tenha

$$\mathcal{P}_{jk} = 2\mathcal{D}_{jk}^{(\mu)} \rho_{jk} e^{-i(\omega_\mu t + \phi_\mu)} = \epsilon_0 \chi E_0^{(\mu)}; \quad \mu = \alpha, \Omega \quad (3.21)$$

3.2 A EIT Homogeneamente Alargada

podemos, motivados pela equação anterior, passar ρ para um **referencial girante**, onde se faz:

$$\rho_{ab} = \sigma_{ab} e^{-i(\omega_1 t + \phi_\alpha)} \quad (3.22)$$

$$\rho_{ac} = \sigma_{ac} e^{-i(\omega_2 t + \phi_\Omega)} \quad (3.23)$$

$$\rho_{cb} = \sigma_{cb} e^{-i[(\omega_2 - \omega_1)t + (\phi_\Omega - \phi_\alpha)]} \quad (3.24)$$

$$\rho_{jj} = \sigma_{jj} \quad (3.25)$$

$$(3.26)$$

com $\rho_{jk}^* = \rho_{kj}$ que implica $\sigma_{jk}^* = \sigma_{kj}$ tal que σ tem a mesma interpretação física de ρ . Sem dificuldades excessivas, podemos escrever as equações de evolução temporal para as populações (σ_{jj}) e coerências (σ_{jk}) abaixo:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ca} - \sigma_{ac}) - \gamma'\sigma_{aa} \quad (3.27a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = -i\alpha(\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + \gamma_1\sigma_{aa} \quad (3.27b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = -i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) + \gamma_2\sigma_{aa} \quad (3.27c)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\left(\frac{\gamma'}{2} + i\Delta_{ab}\right)\sigma_{ab} + i\alpha(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) + i\Omega\sigma_{cb} \quad (3.27d)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = -\left(\frac{\gamma'}{2} + i\Delta_{ac}\right)\sigma_{ac} + i\alpha(\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) + i\alpha\sigma_{bc} \quad (3.27e)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -(\gamma_{bc} + i\Delta_{cb})\sigma_{cb} - i\alpha\sigma_{ca} + i\Omega\sigma_{ab} \quad (3.27f)$$

onde fizemos $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega_1$, $\Delta_{ac} = \omega_{ac} - \omega_2$ e $\Delta_{cb} = \Delta_{ab} - \Delta_{ac}$, tais quantidades são definidas como dessintonias respectivas às transições (fig. 3.3). Vamos considerar que as taxas γ_1 e γ_2 são aproximadamente iguais (fig. 3.2) uma vez que os níveis “b” e “c” são muito próximos em energia, ou seja, $\gamma_1 \simeq \gamma_2 \equiv \gamma_{ab} \simeq \gamma_{ac} \equiv \gamma$ que implica $\gamma' = 2\gamma_{ab}$ ou $\gamma' = 2\gamma_{ac}$, o que for mais conveniente. Quando tratarmos da técnica experimental para obtenção da EIT, nosso sistema Λ será gerado a partir de um sistema de dois níveis com

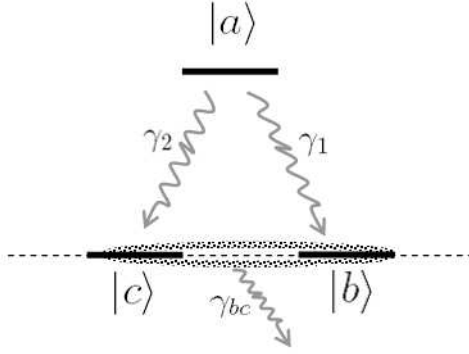


Figura 3.2: Sistema de dois níveis degenerados em uma configuração Λ com respectivos decaimentos.

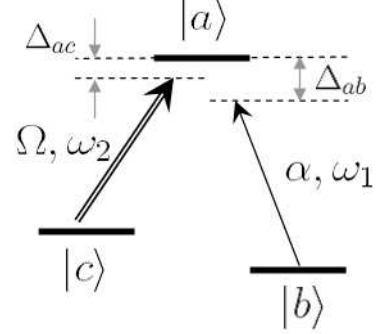


Figura 3.3: Sistema Λ com respectivas dessintonias.

degenerescência Zeeman de forma que essa aproximação é válida. Definindo ainda, para compactar a notação, uma constante como $\Gamma = \gamma_{jk} + i\Delta_{jk}$, podemos escrever

$$\dot{\sigma}_{aa} = -i\alpha(\sigma_{ab} - \sigma_{ba}) - i\Omega(\sigma_{ca} - \sigma_{ac}) - \gamma'\sigma_{aa} \quad (3.28a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = -i\alpha(\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) + \gamma_1\sigma_{aa} \quad (3.28b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = -i\Omega(\sigma_{ac} - \sigma_{ca}) + \gamma_2\sigma_{aa} \quad (3.28c)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} + i\alpha(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) + i\Omega\sigma_{cb} \quad (3.28d)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac} + i\Omega(\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) + i\alpha\sigma_{bc} \quad (3.28e)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb} - i\alpha\sigma_{ca} + i\Omega\sigma_{ab} \quad (3.28f)$$

A essas equações deve ser acrescentada também a igualdade $\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1$ a qual expressa a hipótese de que o sistema é fechado [4].

Para resolver este sistema de equações diferenciais acopladas vamos notar que o feixe de prova α foi considerado como um feixe fraco, portanto podemos utilizar métodos perturbativos, isto é, expandir σ em termos de um parâmetro de interação perturbativo que é a frequência de Rabi α do feixe prova, ou seja,

$$\sigma = \sum_n \sigma^{(n)} \alpha^n \quad (3.29)$$

inserindo essa expansão na equação óptica de Bloch (ou na equação para evolução temporal de ρ devidamente corrigida) na página 10, temos, em até primeira ordem da expansão:

$$\dot{\sigma}^{(0)} = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_0, \sigma^{(0)}] - \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_{int}^\Omega, \sigma^{(0)}] + \left(\frac{\partial \sigma^{(0)}}{\partial t} \right)_{rel} \quad (3.30)$$

$$\dot{\sigma}^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_0, \sigma^{(1)}] - \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_{int}^\alpha, \sigma^{(0)}] - \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_{int}^\Omega, \sigma^{(1)}] + \left(\frac{\partial \sigma^{(1)}}{\partial t} \right)_{rel} \quad (3.31)$$

tal que se faz inicialmente $\alpha = 0$ em 3.28a-3.28f para obter as equações de ordem zero, como pode ser visto nestas duas equações acima³. Portanto, em ordem zero temos

$$\dot{\sigma}_{aa}^{(0)} = -i\Omega(\sigma_{ca}^{(0)} - \sigma_{ac}^{(0)}) - \gamma' \sigma_{aa}^{(0)} \quad (3.32a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb}^{(0)} = \gamma_1 \sigma_{aa}^{(0)} \quad (3.32b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc}^{(0)} = -i\Omega(\sigma_{ca}^{(0)} - \sigma_{ac}^{(0)}) + \gamma_2 \sigma_{aa}^{(0)} \quad (3.32c)$$

$$\dot{\sigma}_{ab}^{(0)} = -\Gamma_{ab} \sigma_{ab}^{(0)} + i\Omega \sigma_{cb}^{(0)} \quad (3.32d)$$

$$\dot{\sigma}_{ac}^{(0)} = -\Gamma_{ac} \sigma_{ac}^{(0)} + i\Omega(\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) \quad (3.32e)$$

$$\dot{\sigma}_{cb}^{(0)} = -\Gamma_{cb} \sigma_{cb}^{(0)} + i\Omega \sigma_{ab}^{(0)} \quad (3.32f)$$

e em primeira ordem

$$\dot{\sigma}_{aa}^{(1)} = -i\alpha(\sigma_{ab}^{(0)} - \sigma_{ba}^{(0)}) - i\Omega(\sigma_{ca}^{(1)} - \sigma_{ac}^{(1)}) - \gamma' \sigma_{aa}^{(1)} \quad (3.33a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb}^{(1)} = -i\alpha(\sigma_{ba}^{(0)} - \sigma_{ab}^{(0)}) + \gamma_1 \sigma_{aa}^{(1)} \quad (3.33b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc}^{(1)} = -i\Omega(\sigma_{ca}^{(1)} - \sigma_{ac}^{(1)}) + \gamma_2 \sigma_{aa}^{(1)} \quad (3.33c)$$

$$\dot{\sigma}_{ab}^{(1)} = -\Gamma_{ab} \sigma_{ab}^{(1)} + i\alpha(\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) + i\Omega \sigma_{cb}^{(1)} \quad (3.33d)$$

$$\dot{\sigma}_{ac}^{(1)} = -\Gamma_{ac} \sigma_{ac}^{(1)} + i\Omega(\sigma_{cc}^{(1)} - \sigma_{aa}^{(1)}) + i\alpha \sigma_{bc}^{(0)} \quad (3.33e)$$

$$\dot{\sigma}_{cb}^{(1)} = -\Gamma_{cb} \sigma_{cb}^{(1)} - i\alpha \sigma_{ca}^{(0)} + i\Omega \sigma_{ab}^{(1)} \quad (3.33f)$$

este procedimento é análogo ao feito por Carvalho [48].

Agora estes dois sistemas de equações podem ser resolvidos iterativamente, isto é, aplicaremos condições de contorno, a seguir, para obter as soluções em ordem zero e em

³ Em ordem zero não temos nenhum termo em α

3.2 A EIT Homogeneamente Alargada

seguida iteraremos essas soluções para a primeira ordem. Para simplificar vamos assumir que o feixe forte foi ligado em $t = -\infty$ enquanto o probe é ligado em $t = 0$, além disso estamos interessados no estado estacionário, $\dot{\sigma} = 0$, a saber,

$$0 = -i\Omega(\sigma_{ca}^{(0)} - \sigma_{ac}^{(0)}) - \gamma'\sigma_{aa}^{(0)} \quad (3.34a)$$

$$0 = \gamma_1\sigma_{aa}^{(0)} \quad (3.34b)$$

$$0 = -i\Omega(\sigma_{ca}^{(0)} - \sigma_{ac}^{(0)}) + \gamma_2\sigma_{aa}^{(0)} \quad (3.34c)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(0)} + i\Omega\sigma_{cb}^{(0)} \quad (3.34d)$$

$$0 = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac}^{(0)} + i\Omega(\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) \quad (3.34e)$$

$$0 = -\Gamma_{cb}\sigma_{cb}^{(0)} + i\Omega\sigma_{ab}^{(0)} \quad (3.34f)$$

de forma que para obtermos as soluções em ordem zero podemos argumentar brevemente que ocorre um bombeio óptico, ou seja, uma vez que tenhamos ligado o feixe forte, este irá popular o estado “ b ” por decaimento espontâneo, isto é, $\sigma_{aa}^{(0)} = \sigma_{cc}^{(0)} = 0$ e $\sigma_{bb}^{(0)} \simeq 1$, que implica $\sigma_{ab}^{(0)} = \sigma_{ac}^{(0)} = \sigma_{cb}^{(0)} = 0$, pois não temos diferença de população nem coerência induzida “ ab ” uma vez que o feixe fraco está desligado.

Interessados na absorção do feixe de prova, precisamos então determinar somente a coerência no estado estacionário $\sigma_{ab}^{(1)}$, que é puramente determinada a partir das soluções em ordem zero e das equações 3.33d e 3.33f, para ser

$$\sigma_{ab}^{(1)} = \frac{i\alpha\Gamma_{cb}}{\Gamma_{cb}\Gamma_{ab} + \Omega^2} \quad (3.35)$$

e a partir de 3.21, notando-a no referencial girante, obtemos para a susceptibilidade relacionada ao feixe de prova a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \chi_\alpha &= \frac{2N\mathcal{D}_{ab}^\alpha\sigma_{ab}}{E_0^\alpha\epsilon_0} \\ &= \frac{i\eta\Gamma_{cb}}{\Gamma_{cb}\Gamma_{ab} + \Omega^2} \end{aligned} \quad (3.36)$$

onde fizemos $\eta = \frac{N(\mathcal{D}_{ab}^\alpha)^2}{\epsilon_0\hbar}$ uma constante.

3.2 A EIT Homogeneamente Alargada

Para determinar a forma de linha da EIT (a forma da absorção), vamos notar que o feixe forte está ressonante em sua transição e que os níveis de baixa energia são praticamente degenerados de acordo com a figura 3.2, isto é, possuem a mesma energia de forma que $\omega_{ab} = \omega_{ac} = \omega_2$, e assim podemos expressar as dessintonias em termos de uma geral, relativa à diferença entre os feixes, isto é, $\delta \equiv \omega_2 - \omega_1$, de forma que,

$$\Delta_{ab} = \delta \quad (3.37)$$

$$\Delta_{ac} = 0 \quad (3.38)$$

$$\Delta_{cb} = \delta \quad (3.39)$$

Portanto, a susceptibilidade é escrita como

$$\chi_\alpha(\delta) = \frac{i\eta(\gamma_{bc} + i\delta)}{(\gamma_{bc} + i\delta)(\gamma + i\delta) + \Omega^2} \quad (3.40)$$

de tal forma que nos resta apenas tomar a parte imaginária desta, para obtermos a absorção do feixe de prova cuja forma de linha se encontra esboçada em termos de δ na figura 3.4.

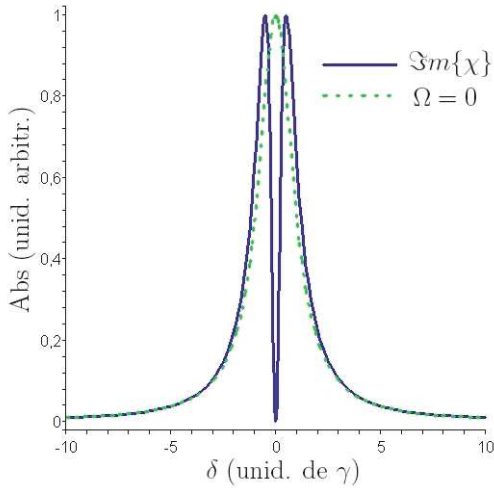


Figura 3.4: Curvas representando a ressonância de EIT e a absorção do feixe fraco para $\Omega = 0$.

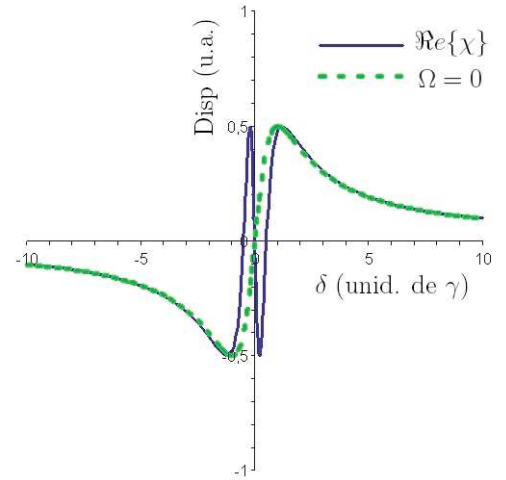


Figura 3.5: Curvas representando as dispersões, na ressonância de EIT e sem o feixe forte, $\Omega = 0$.

Haja vista o cancelamento da absorção, vimos no início do capítulo que para certas condições, o meio torna-se-ia completamente transparente aos feixes, como é possível ver acima (fig. 3.4), para $\delta = 0$ (que é a condição de ressonância de dois fótons no EIT) o efeito é comprovado.

Para compreendermos melhor o que se mostra na figura, vamos escrever a expressão para 3.40 como uma fração parcial a partir dos pólos $\delta_+ \approx -i\gamma$ e $\delta_- \approx -i(\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})$, a saber,

$$\chi_\alpha(\delta) = i\eta \left[\frac{1}{\gamma + i\delta} - \frac{\Omega^2/\gamma}{i\delta + (\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})} \right] \quad (3.41)$$

onde supomos que $\gamma_{bc}, \Omega \ll 2\gamma$ e que $\gamma_{bc} \ll \Omega$, isto implica uma relaxação lenta para a coerência e um feixe forte não saturante, respectivamente, onde o decaimento espontâneo é superior a taxa de “bombeio óptico”⁴. E tomando a parte imaginária a partir de 3.41, temos para absorção

$$\Im\{\chi_\alpha(\delta)\} \propto \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2} - \frac{\Omega^2/\gamma(\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})}{\delta^2 + (\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})^2} \right] \quad (3.42)$$

ou seja, o espectro do EIT é determinado pela superposição de duas lorentzianas. A primeira que descreve a absorção do sistema sem o campo Ω e a segunda de sinal contrário, bem mais estreita, responsável pelo “*dip*” (buraco).

3.2.1 A Largura da EIT

Uma vez que as larguras a meia altura (FWHM, “Full Width at Half Maximum”) das lorentzianas são dadas por $2|\delta_u|$ onde $u = -, +$, então a largura para a ressonância de EIT (Γ_{EIT}) é determinada pela largura do “*dip*” dada por:

$$\begin{aligned} \Gamma_{EIT} &= 2|\delta_-| \\ &= 2\gamma_{bc} + \frac{2\Omega^2}{\gamma} \end{aligned} \quad (3.43)$$

⁴ Ato de excitar átomos.

donde podemos concluir que a largura de EIT varia linearmente com a Intensidade do feixe de acoplamento, tal que $I_\Omega \propto \Omega^2$. E tende para um valor limite que é a taxa de defasamento dos estados fundamentais γ_{bc} , para baixas intensidades do feixe de acoplamento. É possível ver na figura 3.4 em azul correspondente ao campo de acoplamento ligado ($\Omega = .5\gamma$) que a largura total da absorção, referente ao primeiro termo entre colchetes de 3.42, é mais largo do que a ressonância equivalente para $\Omega = 0$, isto é, um alargamento da curva natural devido a potência do feixe de acoplamento, pois ao mesmo tempo que o feixe de acoplamento induz a transparência no meio (um efeito coerente), ele também bombeia opticamente alguns átomos para o estado “ b ” incoerentemente, aumentando assim a absorção do feixe de prova.

3.2.2 O Contraste da EIT

Definimos aqui o contraste (C) da ressonância de EIT dentro das aproximações feitas como a razão da amplitude do “*dip*” relativa a amplitude da absorção linear ($\Omega = 0$):

$$C \equiv \frac{\Im\{\chi_\alpha(\delta = 0, \Omega = 0)\}}{\Im\{\chi_\alpha(\delta = 0, \Omega)\}} \quad (3.44)$$

por exemplo,

$$C = \frac{1}{1 - \frac{\Omega^2}{\gamma}(\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})^{-1}} \quad (3.45)$$

$$C = \frac{1}{1 - \frac{\frac{\Omega^2}{\gamma}}{\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma}}} \quad (3.46)$$

portanto, quando tivermos $\gamma_{bc} \rightarrow 0$ o contraste vai a infinito, isto é, um contraste perfeito. Desse modo para melhorar o contraste temos que decrementar o γ_{bc} que está relacionado ao tempo de interação dos átomos com os feixes, como vimos na página 28, uma solução para isso é a de aumentar a cintura dos feixes, porém aumentando a secção transversal dos feixes perdemos intensidade.

Se essa defasagem é muito forte ($\gamma_{bc} \sim \gamma$), temos um comprometimento da transparência obtida na ressonância, o que é fisicamente intuitivo, tendo em vista que a transparência

é resultado do bombeamento dos átomos para um estado escuro que é uma superposição coerente dos níveis fundamentais . Com um forte decaimento dessa coerência, o estado escuro é rapidamente “destruído”. Podemos obter uma transparência completa aumentando a frequência de Rabi do feixe de acoplamento, para grandes taxas de defasagem, enquanto que, para pequenas $\gamma_{bc} \ll \gamma$ ($10^{-6}\gamma$), a transparência pode ser total mesmo para baixas potências do feixe de acoplamento.

3.2.3 A Dispersão e a Luz Lenta

Para determinarmos a dispersão é necessário tomar a parte real da suscetibilidade em 3.41, ou usar as relações de Kramers-Krönig. Tomando a parte real,

$$\Re\{\chi_\alpha(\delta)\} \propto \left[-\frac{\gamma\delta}{\gamma^2 + \delta^2} + \frac{\delta\Omega^2/\gamma(\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})}{\delta^2 + (\gamma_{bc} + \frac{\Omega^2}{\gamma})^2} \right] \quad (3.47)$$

Assim como na absorção, aqui também temos duas formas de linhas características, a primeira correspondendo a uma dispersão bem conhecida na literatura que é a curva de dispersão de um sistema de dois níveis e um campo acoplado (aqui corresponde a $\Omega = 0$) que na região próxima a ressonância corresponde a uma abrupta queda no índice de refração⁵ acompanhada de uma alta absorção, a segunda corresponde a uma dispersão anômala, afetada pela presença do feixe de acoplamento, conforme é mostrado na Figura 3.5. O mais notável na curva de dispersão é a grande inclinação dessa curva nas proximidades da ressonância($\delta = 0$). Essa grande inclinação faz com que o índice de refração no meio sob condição de EIT varie muito rapidamente com a frequência de um tal modo que podemos ter alta dispersão e baixa absorção. Isto nos sugere avaliar a velocidade de grupo nas regiões próximas à ressonância. Uma usual expressão para a velocidade de grupo é dada por

$$v_g = \frac{c}{n + \frac{dn}{d\omega}\omega} \quad (3.48)$$

⁵ $n - 1 = \Re\chi$.

onde $n_g = n + \frac{dn}{d\omega}\omega$ é o índice de refração do grupo. Em torno de $\delta = 0$, temos:

$$\frac{\partial n}{\partial \omega_1} = -\frac{\partial n}{\partial \delta} \propto \frac{2\Omega^2}{\gamma} \frac{1}{(\gamma_{bc} + \Omega^2\gamma)^2} \quad (3.49)$$

e assim temos que $\frac{\partial n}{\partial \omega_1} \gg 1$ que implica uma $v_g \ll c$, ou seja, luz lenta. Harris e colegas em 1999 foram os primeiros a observar velocidades de grupo da luz da ordem da de um ciclista, cerca de $17m/s$ [57]. Luz lenta tem várias aplicações, como exemplo, armazenamento de luz, processamento de informações quânticas, dentre outras.

3.2.4 A Fenomenologia da EIT

A origem física da ressonância de EIT pode ser compreendida de vários pontos de vista, claro que todos equivalentes. Vamos apresentar dois deles: a interpretação na base do estado escuro e a interpretação na representação dos estados vestidos do átomo.

Estados Escuros

Em termos dos estados escuros, que discutimos na última seção, existe uma remarcável diferença entre EIT e CPT. No CPT assumimos que os átomos foram inicialmente preparados no estado escuro, enquanto na EIT eles são bombeados para o estado escuro pela ação conjunta dos feixes de acoplamento e de prova. Isso pode ser visto a partir da equação 3.14, introduzindo as fases ϕ_α e ϕ_Ω dentro dos autoestados atômicos⁶ e escrevendo-a na base de autoestados girantes $\{|u\rangle\}_{u=a,b,c} \rightarrow \{e^{i\omega_u t}|\tilde{u}\rangle\}_{u=a,b,c}$, sob a condição perturbativa que utilizamos, tendo α como parâmetro de pequenez ($\alpha \ll \Omega$), ou seja,

$$|\psi_{dark}\rangle \approx |\tilde{b}\rangle \quad (3.50)$$

agora é possível ver que a transparência completa acontece quando se popula todos os átomos no nível “ b ”.

⁶ Podemos sempre fazer isso.

Estados Vestidos

Podemos elucidar melhor alguns aspectos referentes ao efeito da EIT na abordagem dos estados vestidos dos átomos (“dressed states”) [1]. Para determinar essa representação vamos supor, inicialmente, um sistema atômico de dois níveis e um laser monomodo quasi-ressonante com a transição atômica, tal que negligenciaremos a interação, isto é, $\mathcal{H}_{int} \approx 0$. O hamiltoniano total dos dois sistemas, átomo e laser, com o campo do laser tratado quanticamente, é dado por $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_L$, onde $\mathcal{H}_A$ é o hamiltoniano do átomo, tendo autoestados $|a\rangle, |b\rangle$ com energias $\hbar\omega_a$ e $\hbar\omega_b$ respectivamente; e $\mathcal{H}_L = \hbar\omega_L (\hat{a}^\dagger \hat{a} + 1/2)$ o hamiltoniano quântico do Laser [51], onde $\hat{a}^\dagger$ e $\hat{a}$ são, respectivamente, os operados de criação e aniquilação e ω_L é a frequência do modo “ L ” do campo.

Os auto-estados do sistema átomo e campo são, então, determinados por dois números quânticos, ou seja, os autoestados produto $|u\rangle \otimes |\{N\}_L\rangle$, onde temos um número quântico para o átomo (a ou b) e um número quântico que define o número de fótons N presentes no modo considerado.

Os estados $|a, N\rangle$ e $|b, N+1\rangle$ têm aproximadamente a mesma energia, sendo separados em frequência por $\delta_L = \omega_{ab} - \omega_L$. O subespaço formado por esses dois níveis é escrito na forma: $S(N) = \{|a, N\rangle, |b, N+1\rangle\}$, isto é, informalmente dizemos que o nível de energia correspondente ao estado atômico b pode ser atingido pelo nível a quando deste é retirado um fóton do modo ω_L e o nível a pode ser atingido quando neste é somado um fóton ao nível b . Vamos escrever $S(N)$ em uma nova base $|\pm\rangle = |a, N\rangle \pm |b, N+1\rangle$. Uma imagem pictórica da obtenção dos átomos vestidos pelo campo é mostrada na figura 3.6. O hamiltoniano de interação átomo-campo $\mathcal{H}_{int}$ na aproximação de dipolo elétrico

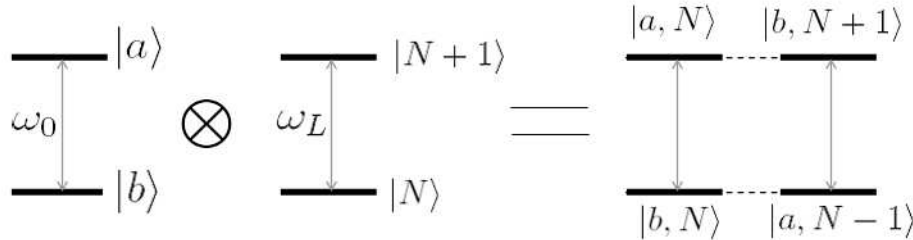


Figura 3.6: Produto exemplificativo dos estados vestidos.

3.2 A EIT Homogeneamente Alargada

perturba os autoestados dentro de cada subespaço quebrando a degenerescência $|+\rangle$ e $|-\rangle$ denominados *estados vestidos* que são separados em energia por $2\hbar\Omega' = 2\hbar\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2}$, onde Ω é a frequência de Rabi do feixe. A Figura 3.7 mostra esse deslocamento que é denominado *Deslocamento Stark* dos estados vestidos. Voltando, agora, para o sistema de

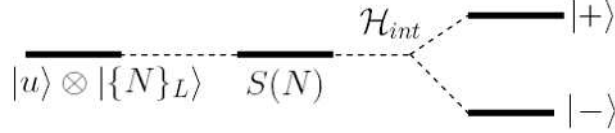


Figura 3.7: Quebra da degenerescência pelo $\mathcal{H}_{int}$.

três níveis e, considerando que o feixe de acoplamento está ressonante com a transição $a \leftrightarrow c$, temos que este promove um deslocamento Stark do nível excitado $|a\rangle$ e do “fundamental” $|c\rangle$ sendo que os novos estados são separados por $2\hbar\Omega$. Dessa forma passam a existir dois caminhos pelos quais um átomo em $|b\rangle$ pode absorver o feixe de sinal. Se $\Omega_2 < \gamma$, os dois caminhos são indistinguíveis e, portanto, pode ocorrer interferência destrutiva entre esses dois caminhos cancelando a absorção do feixe de sinal (fig. 3.8). O efeito de EIT pode, então, ser interpretado como resultado dessa interferência [7]. No caso de $\Omega > \gamma$, os dois caminhos passam a ser distinguíveis e, apesar de termos, ainda, uma absorção nula na condição de ressonância, não existe EIT. O Espectro de absorção apresenta dois picos de absorção bem definidos (fig. 3.9) denominados *dubleto de Autler-Townes* [58].

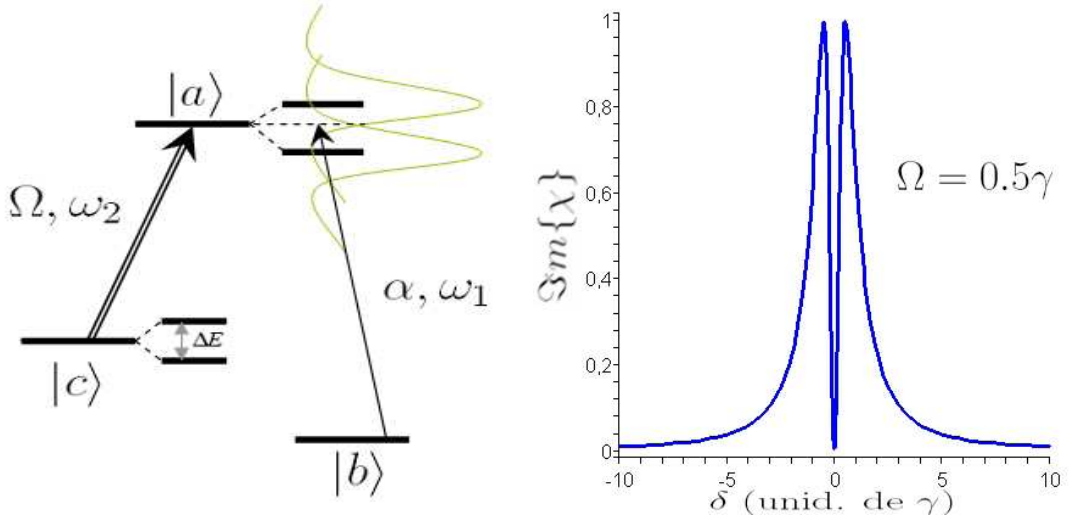


Figura 3.8: Interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos. Onde temos $\Delta E = 2\hbar\Omega < 2\gamma$, ou seja, os dois caminhos são indistinguíveis o que pode resultar em uma interferência destrutiva entre eles, se isso ocorrer, teremos EIT.

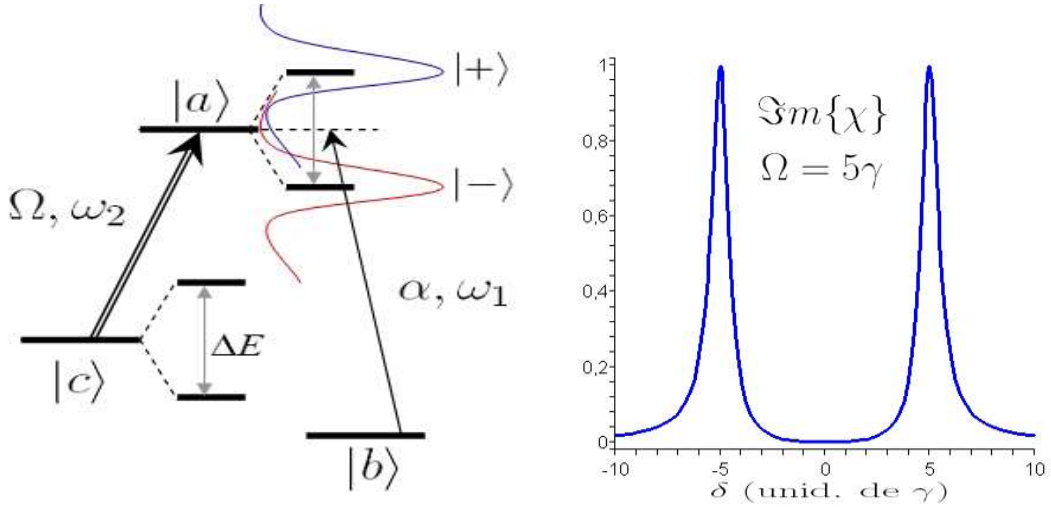


Figura 3.9: Aqui temos $\Delta E > 2\gamma$ e os dois caminhos são distinguíveis, ou seja, temos o Dubleto de Autler-Townes pois não ocorre interferência quântica [1].

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

Nesta secção vamos tratar a ressonância de EIT inhomogeneamente alargada, isto é, vamos considerar que o principal meio de alargamento das formas de linha reside no movimento

dos átomos, ao passo que na prévia os átomos eram considerados em quase repouso, onde, os principais mecanismos de alargamento eram o alargamento por potência do feixe de acoplamento e o defasagem dos estados atômicos. Neste presente caso devemos considerar o efeito Doppler, pois os átomos que estão se movendo a uma velocidade $\vec{v}$ irão interagir com os feixes em diferentes frequências. Então devemos tomar a média da polarização macroscópica, que representa a resposta do meio a radiação incidente, sobre toda a distribuição de frequências determinada pela distribuição de velocidades dos átomos no referencial do laboratório. O alargamento Doppler é também a origem dos efeitos de “*hole burning*”⁷ e “*Lamb dip*” (similar ao hole burning) [60]. Feld e Javan, em 1964 [61], descobriram linhas estreitas induzidas por laser em um sistema de três níveis e notavelmente observaram que a largura dessas linhas estreitas eram linearmente proporcionais à frequência de Rabi do feixe de acoplamento.

Considere um átomo que se movimenta com uma certa velocidade $\vec{v}$. A interação desse átomo com um feixe de frequência ω_0 e vetor de onda $\vec{k}$ ocorre como se o feixe tivesse a frequência $\omega = \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$. No caso do átomo de 3 níveis interagindo com o feixe de acoplamento e com o feixe de prova, temos:

$$\Delta_{ab} \longrightarrow \Delta_{ab} + \vec{k}_\alpha \cdot \vec{v} \quad (3.51)$$

$$\Delta_{ac} \longrightarrow \Delta_{ac} + \vec{k}_\Omega \cdot \vec{v} \quad (3.52)$$

$$\Delta_{cb} \longrightarrow \Delta_{cb} + (\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\Omega) \cdot \vec{v}, \quad (3.53)$$

onde $\vec{k}_\alpha$ e $\vec{k}_\Omega$ são os vetores de onda dos feixes de prova e de acoplamento respectivamente.

O termo $(\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\Omega) \cdot \vec{v}$ é denominado *deslocamento Doppler residual*. Em muitas aplicações importantes, esse termo é desprezível tendo em vista que os feixes de prova e de acoplamento são co-propagantes e $k_\alpha \approx k_\Omega$. Esse termo é responsável pela dependência angular da largura de EIT, que foi estudada e aplicada por dos Santos, de Carvalho e Tabosa [4, 35, 48, 62].

⁷ Em um sistema de dois níveis sujeito a um campo fraco em que se obtenha a absorção linear, é possível pela aplicação de um feixe forte contra propagante saturar a transição de forma a reduzir a absorção do feixe fraco. Note que neste processo não existe nenhum evento de interferência quântica. A absorção aqui é reduzida por superalimentar o meio atômico. [59].

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

Como fizemos anteriormente, vamos supor que o feixe de acoplamento está ressonante com sua transição e que o sistema Λ é quase degenerado de forma que $\omega_{bc} = 0$ implicando em $\omega_2 = \omega_{ab}$ e com mesma sorte

$$\Delta_{ab} \longrightarrow \delta + \vec{k}_\alpha \cdot \vec{v} \quad (3.54)$$

$$\Delta_{ac} \longrightarrow \vec{k}_\Omega \cdot \vec{v} \quad (3.55)$$

$$\Delta_{cb} \longrightarrow \delta \quad (3.56)$$

que implica

$$\Gamma_{ab} = \gamma + i(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v}) \quad (3.57)$$

$$\Gamma_{cb} = \gamma_{bc} + i\delta \quad (3.58)$$

ou seja, temos uma susceptibilidade (3.36) dependente da velocidade,

$$\chi \rightarrow \chi(\delta, \vec{v}) \quad (3.59)$$

Ao considerarmos os feixes co-propagantes implicou a unidimensionalidade das classes de velocidades, pois a integração em velocidade é feita apenas na componente de $\vec{v}$ na direção dos feixes. Ainda a distribuição de velocidades de um gás de partículas não interagentes é descrita pela função de distribuição de Maxwell-Boltzmann, que se aplica para nossos átomos considerados neutros. Cumprindo todas as prerrogativas, podemos tomar a média de 3.59 no *ensemble* de velocidades dos átomos,

$$\chi_{[v]}(\delta) \equiv \langle \chi(\delta) \rangle_v = \int_{-\infty}^{\infty} f(v) \chi(\delta, v) dv \quad (3.60)$$

tal que $f(v)$ é a função de distribuição de Maxwell-Boltzmann dada por

$$f(v) = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} e^{-\frac{v^2}{u^2}}, \quad (3.61)$$

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

onde u é denominada *velocidade térmica* e corresponde à velocidade mais provável do átomos dada por $u = \sqrt{(2k_B T)/m}$, onde “ m ” é a massa do átomo, k_B é a constante de Boltzmann e “ T ” é a temperatura do sistema. A largura da função distribuição de velocidades é denominada *largura Doppler* e, no caso do sistema considerado, é dada por: $\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln(2)}ku$.

Em relação à largura da distribuição de velocidades, existem dois limites importantes a serem considerados. O primeiro limite corresponde à situação onde $\Delta\omega_D \gg \gamma$ e é denominado limite de *átomos quentes*. O segundo limite corresponde à situação onde $\Delta\omega_D \ll \gamma$ e é denominado limite de *átomos frios*. O primeiro é o limite do qual nos ocuparemos na maior parte desse trabalho.

Vamos tentar então determinar $\Im m \{ \chi_{[v]}(\delta) \}$ fazendo algumas considerações, tais como, $\Omega^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ e $\gamma \gg \gamma_{bc}$, que refletirão nossa situação experimental. Sob essas considerações a parte imaginária de 3.36 é escrita como

$$\chi'' = \Im m[\chi] \simeq \frac{\eta [\gamma_{bc} (\Omega^2 - \Delta_{ab}^2) + \gamma \Delta_{ab}^2]}{(\Omega^2 - \Delta_{ab}^2)^2 + \gamma^2 \Delta_{ab}^2} \quad (3.62)$$

de forma que agora temos, ao incluir o efeito Doppler na equação acima

$$\Im m \{ \chi_{[v]}(\delta) \} = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dv \frac{\eta [\gamma_{bc} [\Omega^2 - (\delta + kv)^2] + \gamma(\delta + kv)^2]}{[\Omega^2 - (\delta + kv)^2]^2 + \gamma^2(\delta + kv)^2} e^{-\frac{v^2}{u^2}} \quad (3.63)$$

Portanto é uma integral complexa para se resolver. No entanto, resultados são geralmente obtidos numericamente. Após a integração numérica, onde escrevemos uma rotina em “c++” usando o algoritmo de integração de *Romberg* [63] para realizá-la, o espectro de absorção num meio com alargamento Doppler é apresentado na figura 3.10. Um comparativo entre as ressonâncias de EIT homogeneamente e inhomogeneamente alargada é mostrado nas figuras 3.11a e 3.11b, donde é possível ver que supondo a área sob a curva da EIT constante sobre a variação da absorção em função do parâmetro velocidade, a altura do pico deve cair drasticamente, como observado, ou seja a absorção do feixe de prova, na EIT-Doppler, é distribuída em todas as classes de velocidades de acordo com a função peso de Maxwell-Boltzmann. E a partir da figura 3.11b, é possível acreditarmos

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

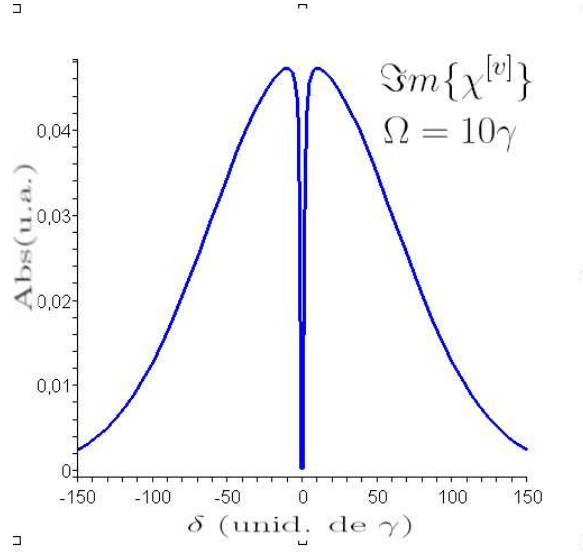


Figura 3.10: Espectro de absorção do feixe de sinal para átomos quentes, $ku = 86\gamma$

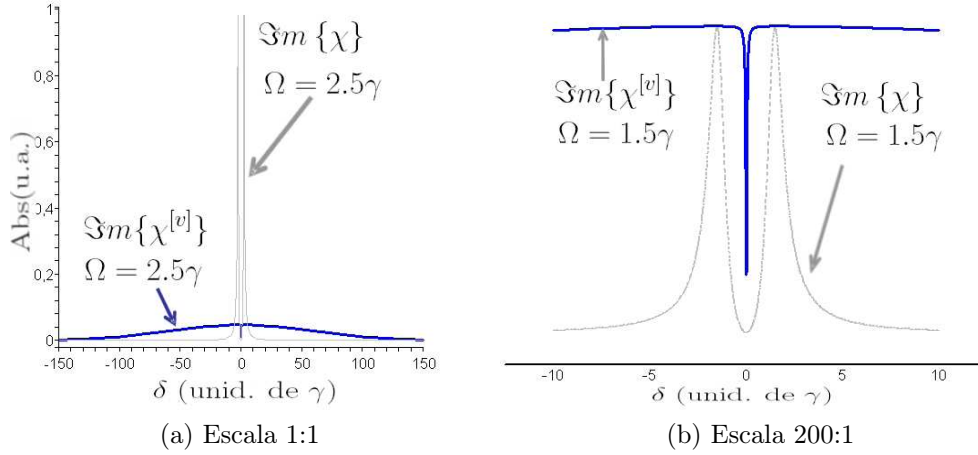


Figura 3.11: (a) Superposição em mesma *escala* vertical das ressonâncias de EIT-Doppler com $ku = 86\gamma$ e EIT $v = 0$. (b) Superposição em um intervalo de frequência pequeno em torno da ressonância $\delta = 0$ com escala vertical relativa de 200 : 1 respectivamente à EIT-Doppler com $ku = 86\gamma$ e à EIT-Natural.

que o dip da EIT-Doppler se estreita em relação à EIT-Natural. Para entender o porquê, vamos esboçar algumas ressonâncias para grupos de velocidades distintos, tal que este procedimento é equivalente ao de dessintonizar o feixe de acoplamento de sua transição. A figura 3.12 mostra a superposição de quatro curvas de EIT para os respectivos grupos de velocidades $kv = 0$, $kv = 0.4\gamma$, $kv = 0.8\gamma$ e $kv = 1.5\gamma$, para os quais nota-se uma espécie de compressão, como indica a seta, em $0 \leq \delta \leq \infty$ e uma espécie de esticamento, da direita para esquerda, no intervalo $-\infty \leq \delta \leq 0$. A figura 3.14 esboça a superposição

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

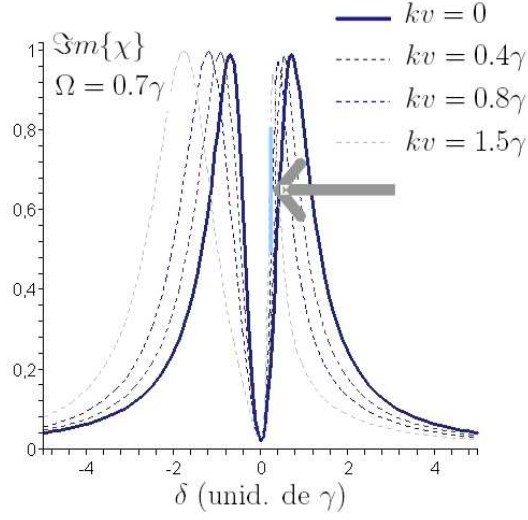


Figura 3.12: Superposição das ressonâncias de EIT para diferentes grupos de velocidades maiores do que zero.

de grupos de velocidades negativos respectivamente, $kv = 0$, $kv = -0.4\gamma$, $kv = -0.8\gamma$ e $kv = -1.5\gamma$, com compressão e esticamento em sentidos contrários à figura 3.12 nas respectivas regiões $-\infty \leq \delta \leq 0$ e $0 \leq \delta \leq \infty$.

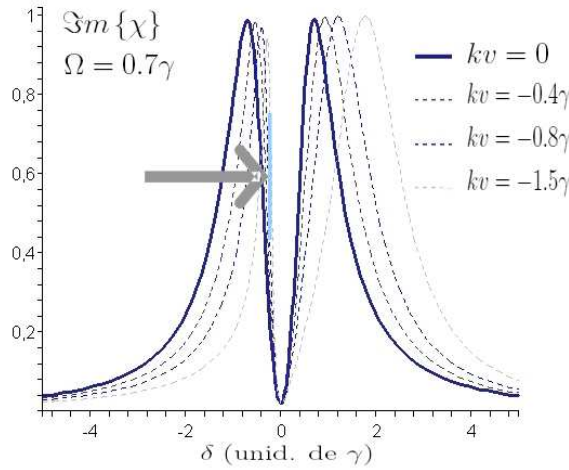


Figura 3.13: Superposição das ressonâncias de EIT para diferentes grupos de velocidades menores do que zero.

E portanto vamos tomar a convolução, uma vez que queremos saber o efeito da função de distribuição (M-B) em cada $\chi''(\delta, kv_i)$, particularmente para a EIT-Natural, o $\chi''(\delta, kv_i = 0)$, ou seja ao elemento $kv = 0$ do conjunto dos grupos de velocidade con-

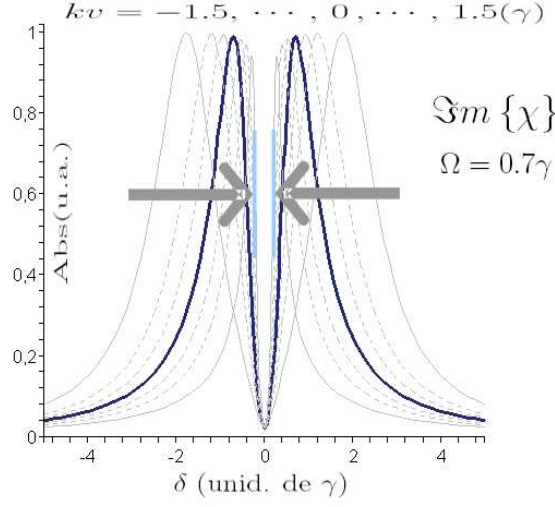


Figura 3.14: Superposição das ressonâncias de EIT para todos os grupos de velocidades, resultando no estreitamento.

siderados. Este produto de convolução é um produto discreto, cuja expressão⁸ é escrita abaixo

$$\check{\chi}''(\delta, kv_i) = \sum_{j=0}^{n-1} f(kv_j) \chi''(\delta, kv_i - kv_j) \quad (3.64)$$

tal que “ n ” é o número de elementos do conjunto

$$kv = \{-1.5\gamma, -0.8\gamma, -0.4\gamma, 0, 0.4\gamma, 0.8\gamma, 1.5\gamma\}$$

No entanto essa convolução se degenera para uma média aritmética no caso em que $f(kv_i) \approx 1$, pois escolhemos grupos de velocidades pequenos, de forma que se continue próximo a ressonância. A saber, temos o esboço da convolução na figura 3.15. Note que, para sete grupos de velocidade o máximo de absorção já decresceu em quase a metade. Isto nos sugere então, que ao se realizar a integração em todas as velocidades o máximo de absorção deveria se anular, no entanto é possível intuir que para classes de velocidades muito altas o feixe já não se encontra ressonante e ainda a função peso (M-B) é próxima

⁸ Esta expressão é obtida a partir da integral de convolução:

$$\check{g}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)g(x - \tau)dx$$

passando ao regime discreto tomando $x = kv_j$, $\tau = kv_i$ e $\sum_j = \int dx$.

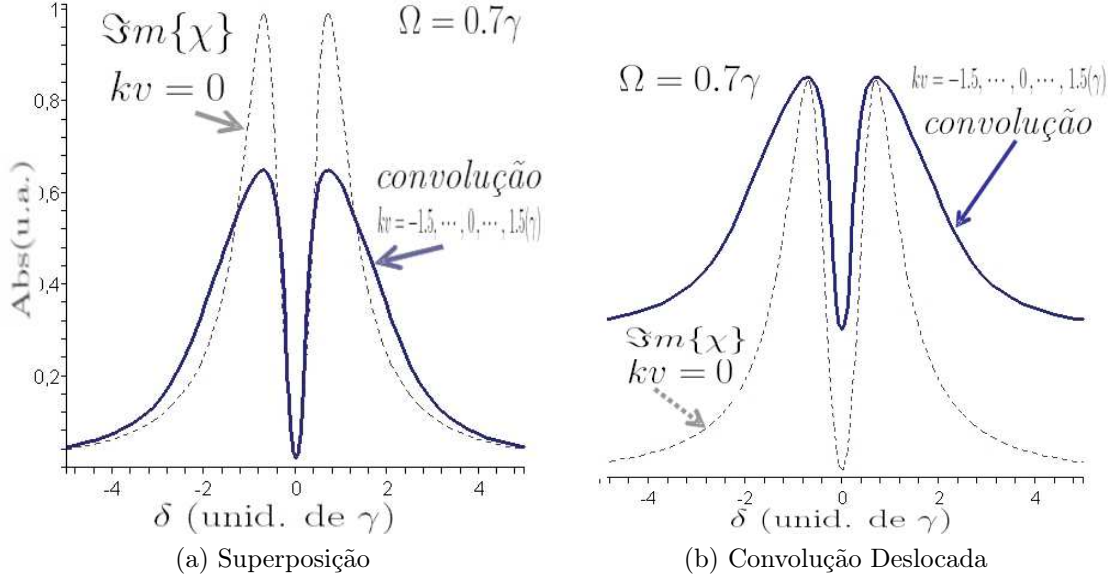


Figura 3.15: (a) Superposição da EIT-Natural ($kv = 0$) com o sinal convoluído em sete grupos de velocidades. (b) Superposição da EIT-Natural e a convolução deslocada para coincidir os máximos de absorção de forma a tornar mais evidente o estreitamento.

de zero, de forma que a absorção seja quase que equidistribuída se reduzindo a 2% do que era antes. Ou seja, somente participam do processo, átomos cujas velocidades não resultam em um deslocamento Doppler grande comparado à largura de linha natural. No centro dela, onde temos átomos com baixo deslocamento Doppler, acontece o sinal de EIT-Doppler. No outro extremo de baixas velocidades, onde $ku \ll \gamma$, a largura de EIT se aproxima da largura determinada apenas pelos mecanismos de alargamento homogêneo. Portanto, o motivo pelo qual o “dip” da EIT-Doppler é mais estreito é justamente aquela redução da potência do feixe de acoplamento nos grupos que contribuem para o dip, isto é, a potência é subdividida em todas as classes de velocidade para que a área sob a curva de absorção fique constante como suposto.

Uma interpretação física do efeito de estreitamento da ressonância de EIT num meio inhomogeneamente alargado pode ser obtida utilizando a interpretação de EIT em termos do deslocamento Stark dos estados vestidos [2].

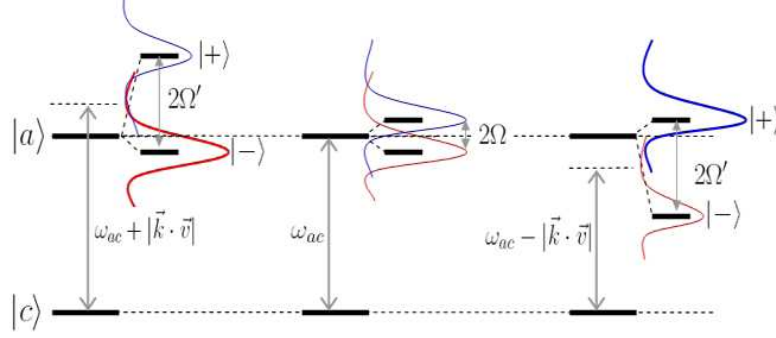


Figura 3.16: Nos diagramas laterais temos o efeito do deslocamento Doppler tanto na frequência do feixe de prova quanto no deslocamento Stark entre os estados vestidos $\{|+\rangle, |-\rangle\}$. Em ambos os casos, um dos estados vestidos se aproxima do estado inicial $|a\rangle$ [2].

Conforme mostra a figura 3.16, o deslocamento entre os estados vestidos, representados por $\{|+\rangle, |-\rangle\}$, é igual a 2Ω se o feixe de acoplamento estiver na condição de ressonância e o meio for homogeneamente alargado. Para um átomo com velocidade $\vec{v}$, a frequência do feixe de controle é $\omega = \omega_{ac} - \vec{k} \cdot \vec{v}$ e o deslocamento Stark é dado por $2\Omega' = 2\sqrt{\Omega^2 + |\vec{k} \cdot \vec{v}|^2}$. Para um átomo que se movimenta na direção contrária à de propagação do feixe de acoplamento, sua frequência é deslocada como mostra a figura 3.16 e o estado vestido $|-\rangle$ se aproxima do estado excitado $|a\rangle$. Para um átomo que se movimenta no sentido contrário, o estado $|+\rangle$ se aproxima da ressonância. Com isso, temos uma largura de EIT mais estreita.

Note que o contraste é comprometido quando inserimos o sistema em uma distribuição de velocidades, pois ao ser reduzida a intensidade dos feixes nos grupos que contribuem para o dip, o sistema pode sair das condições de transparência total. A exemplo o contraste da EIT-Natural vale $C = 53.7$ e do EIT-Doppler $C = 1.8$.

3.3.1 A Largura da EIT-Doppler

Como vimos a integração de $\chi(\delta, v)$ é um tanto complexa com uma função de distribuição gaussiana (M-B), no entanto, se a aproximarmos para uma forma loretziana [64] de mesma largura e máximo:

$$g(kv) = \sqrt{\pi \ln 2} \frac{\Delta\omega_D/\pi}{(kv)^2 + \Delta\omega_D^2} \quad (3.65)$$

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

torna-se possível usar um contorno no plano complexo, isto é razoável, pois elas diferem somente nas asas, que correspondem a grandes velocidades onde os feixes estão muito dessintonizados e interação fracamente. Partindo então de

$$\chi_{[v]}(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} g(kv) \chi(\delta, kv) dv \quad (3.66)$$

onde temos:

$$\chi_{[v]}(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} dv \sqrt{\pi \ln 2} \frac{\Delta\omega_D/\pi}{(kv)^2 + \Delta\omega_D^2} \cdot \frac{i\eta(\gamma_{bc} + i\delta)}{(\gamma_{bc} + i\delta)[\gamma + i(\delta + kv)] + \Omega^2} \quad (3.67)$$

cujos pólos, correspondentes em 1 para a susceptibilidade e dois para a distribuição, são

$$kv_1 = \delta \frac{\Omega - \gamma_{bc}^2 - \delta^2}{\gamma_{bc}^2 + \delta^2} + i \frac{\delta^2 \gamma + \gamma_{bc}^2 \gamma + \gamma_{bc} \Omega^2}{\gamma_{bc}^2 + \delta^2} \quad (3.68)$$

$$kv_2 = \pm i \Delta\omega_D \quad (3.69)$$

de maneira que podemos agora aplicar o teorema dos resíduos para encontrar

$$\chi_{[v]}(\delta) = 2\eta \sqrt{\pi \ln 2} \frac{i\gamma_{bc} + \delta}{(\gamma_{bc} - i\delta)(2\gamma + \Delta\omega_D - 2i\delta) + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (3.70)$$

Analogamente ao procedimento para determinar a largura da EIT-Natural, vamos abaixo determinar os pólos de 3.70 com $W = 2\gamma + \Delta\omega_D$,

$$\delta_+ = -i \frac{\gamma_{bc}}{2} - i \frac{W}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{-4\gamma_{bc}^2 + 4\gamma_{bc}W - W^2 + 4\Omega^2} \quad (3.71)$$

$$\delta_- = -i \frac{\gamma_{bc}}{2} - i \frac{W}{4} - \frac{1}{4} \sqrt{-4\gamma_{bc}^2 + 4\gamma_{bc}W - W^2 + 4\Omega^2} \quad (3.72)$$

ainda, notando dentro da raiz, $W \gg \gamma_{bc}$ e $\frac{\Omega^2}{W^2} \ll 1$, segue para uma expansão,

$$\delta_+ \simeq -i(\gamma_{bc} + \frac{2\Omega^2}{W}) \quad (3.73)$$

$$\delta_- \simeq -i \frac{W}{2} \quad (3.74)$$

3.3 O Efeito Doppler e a Ressonância de EIT

E as larguras são então escritas a partir de $2|\delta_i|$ respectivamente,

$$\Gamma_{EIT}^D = 2\gamma_{bc} + \frac{4\Omega^2}{\Delta\omega_D + 2\gamma} \quad (3.75)$$

$$\Gamma_{dopp} = \Delta\omega_D \quad (3.76)$$

tal que foi possível deduzir que a maior largura corresponde a largura doppler para $\Omega = 0$ e a menor largura ao dip (EIT-Doppler).

A expressão 3.75 indica que para o regime em que $\Omega^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$ a dependência da largura da EIT-Doppler é linear com a intensidade $I \propto \Omega^2$. Para verificarmos isto vamos traçar, na figura 3.17, várias dependências desta largura em função do quadrado da frequência de Rabi do feixe forte, usando o algoritmo de integração descrito no apêndice, para vários valores da taxa de defasamento, isto é, para diferentes γ_{bc} .

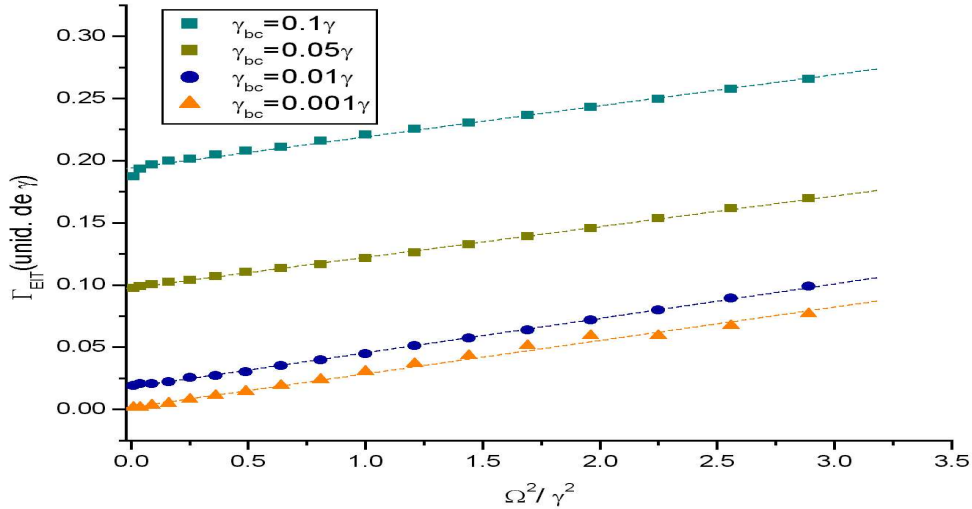


Figura 3.17: Dependência da largura da EIT-Doppler, em função da intensidade do feixe de acoplamento integrada numericamente para diferentes parâmetros de defasamento dos níveis de baixa energia, γ_{bc} .

Portanto, no regime em que $\Omega^2 \gg \gamma\gamma_{bc}$, isto é, para pequenas taxas de defasagem γ_{bc} , a dependência é linear com a intensidade como mostraremos no capítulo 5, que descreve o experimento desta dependência. Portanto, este fato pode ser usado para determinar nosso γ_{bc} experimental por extrapolar a curva obtida ao zero de intensidade.

Capítulo 4

O Efeito Zeeman na Ressonância de EIT em Vapor de Césio: A Dupla Ressonância de EIT-Doppler

Neste capítulo apresentaremos a estrutura fina e a estrutura hiperfina dos níveis atômicos do césio e faremos uma análise da ressonância de EIT sob a ação de um campo magnético externo responsável pelo efeito Zeeman. Apresentaremos o sistema Λ determinado a partir da estrutura atômica do césio e das polarizações dos feixes de laser. Então apresentaremos os fundamentos teóricos e a descrição da produção da dupla ressonância de EIT-Doppler e sua aplicação à magnetometria.

4.1 A Estrutura Fina e Hiperfina do Césio

No primeiro capítulo, onde definimos o hamiltoniano do sistema átomo-campo, analisamos o hamiltoniano de interação e tratamos o hamiltoniano do átomo de forma simplificada, isto é, desprezamos graus de liberdade dependentes dos spins do próton e do elétron. Agora vamos tratar o sistema atômico real cujas interações envolvendo esses graus de liberdade adicionais serão incluídas. Vamos considerar somente as interações que são relevantes para o contexto atômico, ou seja, as de origem eletromagnética que estão ligadas ao fato

experimental de que ao spin do elétron e ao spin do próton estão associados momentos de dipolo magnético $\vec{\mu}_e$ e $\vec{\mu}_p$ que podem ser escritos, no sistema internacional, em termos dos respectivos operadores de spin como

$$\vec{\mu}_e = -g_e \frac{e}{2m_e} \vec{S}^{(e)} \quad \text{e} \quad \vec{\mu}_p = g_p \frac{e}{2m_p} \vec{S}^{(p)} \quad (4.1)$$

A carga elétrica do elétron e do próton são $\mp e$ e as respectivas massas são m_e e m_p . As constantes g_e e g_p são os fatores giromagnéticos de Landè e têm os valores experimentais $g_e \simeq 2.00$ e $g_p \simeq 5.58$.

Os momentos magnéticos, eletrônico e nucleônico, dos átomos alcalinos interagem *entre si*, interagem também com campos magnéticos associados à *dinâmica orbital* das partículas carregadas que constituem o átomo e ainda com eventuais *campos magnéticos externos* a que o sistema atômico seja submetido. Esses três tipos de interação estão ligados respectivamente à estrutura hiperfina, à estrutura fina e aos vários tipos de efeito Zeeman do espectro atômico [52]. De maneira que temos que alterar nosso hamiltoniano atômico para incluir esses novos efeitos, a saber

$$\mathcal{H}_0^{(hf)} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{SL} + \mathcal{H}_{hf}$$

onde os termos “ SL ” e “ hf ” serão descritos nas seções posteriores.

A estrutura hiperfina, pode ser gerada mesmo sem se levar em conta a estrutura fina, isto é, sem levarmos em conta o momento magnético orbital.

4.1.1 A Estrutura Fina

A origem física da estrutura fina surge ao se notar um elétron que se move com velocidade $\vec{v}$ em um campo elétrico gerado pelo núcleo atômico, que existe um campo magnético $\vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}$ ao se passar para o referencial do elétron através de uma transformação de

Lorentz [65]. A energia clássica de interação entre um momento magnético $\vec{\mu}$ e um campo magnético, é dada por $\mathcal{H}_1 = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, donde podemos escrever, após algumas manipulações,

$$\mathcal{H}_1 \rightarrow \mathcal{H}_{SL} = \mathcal{F} \vec{S}^{(e)} \cdot \vec{L} \quad (4.2)$$

em que definimos a constante “F” caligráfico por $\mathcal{F} \equiv g_{SL} \frac{e^2}{2m_e \mu c^2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3}$, onde μ é a massa reduzida do sistema elétron-núcleo, e g_{SL} é a correção relativística do fator de Landè para o elétron, descoberta por L. H. Thomas em 1926 e tem valor $g_{SL} = 1$ [52].

Este hamiltoniano, que é independente do spin do próton, é chamado de *acoplamento spin-órbita*, e dá origem à estrutura fina dos átomos hidrogenóides¹. Para esses átomos a base de auto-estados para $\mathcal{H}_0$ é definida em $\{|\phi_\lambda\rangle\}_{\lambda=n\ell m_\ell}$ de forma que incluindo os novos graus de liberdade referentes aos spins temos uma base-produto

$$\{|n \ell m_\ell s m_s\rangle\} \equiv \{|\phi_\lambda\rangle \otimes |s m_s\rangle\}$$

que é, ainda, uma base de autovalores simultâneos de $\{L^2, L_z, S^2, S_z\}$.

A partir dos operadores $\vec{L}$ e $\vec{S}^{(e)}$ estendidos ao espaço produto, no entanto, é possível definir também o momento angular total eletrônico como: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}^{(e)}$ e o correspondente número quântico j pode assumir valores, em passos unitários, entre $|\ell - s^{(e)}| \leq j \leq \ell + s^{(e)}$. Ainda, o vetor de $\vec{J}$ satisfaz às relações de comutação características de momento angular². Se agora incluirmos o acoplamento spin-órbita L_z e $S_z^{(e)}$ deixam de ser constantes de movimento, pois $\mathcal{H}_{SL}$ não é diagonal na base-produto. No entanto J^2 e J_z são constantes de movimento e portanto a base mais adequada para tratar efeitos de acoplamento spin-órbita é a base simultânea dos operadores $\{J^2, L^2, S_e^2, J_z\}$, pois, de fato, podemos escrever

$$\vec{S}^{(e)} \cdot \vec{L} = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S_e^2) \quad (4.3)$$

¹ Átomos com configuração similar ao átomo de hidrogênio

² A saber:

$$\begin{aligned} [J_j, J_k] &= i\hbar \epsilon_{jkl} J_l; \quad [J^2, L_z] \neq 0; \quad [J^2, S_z] \neq 0 \text{ e} \\ [J^2, L^2] &= [J^2, S^2] = [J_z, L^2] = [J_z, S^2] = 0 \end{aligned}$$

4.1 A Estrutura Fina e Hiperfina do Césio

que mostra que $\mathcal{H}_{SL}$ é diagonal nos estados de momento angular desta nova base $\{|n \ell s j m_j\rangle\}$ que pode ser construída a partir da base produto como:

$$|n \ell s j m_j\rangle = \sum_{m_\ell, m_s} C(\ell s j; m_\ell m_s m_j) |n \ell m_\ell s m_s\rangle$$

de modo que a interação quebra a degenerescência orbital do átomo de césio (hidrogenóide) a partir da teoria de perturbação independente do tempo somando correções em primeira ordem $E_{nlj}^{(1)} = \langle n \ell s j m_j | \mathcal{H}_{SL} | n \ell s j m_j \rangle$ para diferentes ℓ gerando assim a estrutura fina.

Estrutura Fina do Césio

O átomo de Césio (^{133}Cs) é um metal alcalino e possui 55 elétrons distribuídos, de acordo com a regra de Pauling, da forma

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 \mathbf{6s^1}$$

contendo em seu estado fundamental um único elétron na sua camada mais externa, que é o responsável, para intensidades não muito altas, pelo comportamento atômico sob interações com campos externos. De modo que, incluindo o acoplamento spin-órbita temos na notação espectroscópica de Russel-Saunders $[n]^{2s+1}\ell_j$, com n o número quântico principal, L o momento angular orbital, S o spin da partícula e J o momento angular total, que para o estado fundamental do Césio com $\ell = 0$ e $s = \frac{1}{2}$ correspondendo a um $j = \frac{1}{2}$ e para o primeiro estado excitado com $\ell = 1$ e $s = \frac{1}{2}$ correspondendo a dois $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$; ou seja, temos duas transições do tipo dipolo, a saber

$$6^2S_{1/2} \longrightarrow 6^2P_{1/2} \quad \text{Linha } \mathcal{D}_1$$

$$6^2S_{1/2} \longrightarrow 6^2P_{3/2} \quad \text{Linha } \mathcal{D}_2$$

vale notar que o “S” que designa o orbital $\ell = 0$ não deve ser confundido com o spin S . Por finalidades práticas vamos usar nesta dissertação a linha $\mathcal{D}_2$ que corresponde a transições

com fótons no espectro óptico de comprimentos de onda de aproximadamente $852nm$. Uma análise mais detalhada da linha D2 pode ser encontrada nas referências [3, 66].

4.1.2 A Estrutura Hiperfina

Uma vez que está associado ao núcleo atômico um spin I dotado de um momento magnético³ $\vec{\mu}_z$, a magnetização produzida por este interage com o elétron, cujo efeito é muito pequeno se comparado à interação spin-órbita e dá origem a chamada estrutura hiperfina do espectro atômico. A energia associada à interação dos dois momentos magnéticos pode ser escrita como $-\vec{\mu}_z \cdot \vec{B}_{\vec{\mu}_e}(\vec{r})$ sendo $\vec{B}_{\vec{\mu}_e}(\vec{r})$ o campo magnético devido ao momento magnético do elétron⁴ a uma distância $\vec{r}$ do núcleo. Uma expressão clássica para esse campo é

$$\vec{B}_{\vec{\mu}_e}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{\mu}_e \cdot \hat{r})\hat{r} - \vec{\mu}_e}{r^3} + \frac{8\pi}{3} \vec{\mu}_e \delta(\vec{r}) \right] \quad (4.4)$$

onde o primeiro termo entre colchetes é o campo magnético devido ao movimento orbital do elétron como no acoplamento spin-órbita, o primeiro é o campo gerado pelo momento magnético do núcleo e o segundo o termo de contato referente ao campo na posição do núcleo.

Podemos agora incluir o campo magnético devido ao movimento orbital do elétron, tal que $\vec{B}_L = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e\vec{L}}{m_e r^3}$, isto é, vamos obter a estrutura hiperfina a partir da estrutura fina. Assim o campo magnético total é escrito como

$$\vec{B}_{\vec{\mu}_T}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{e\vec{L}}{m_e r^3} + \frac{3(\vec{\mu}_e \cdot \hat{r})\hat{r} - \vec{\mu}_e}{r^3} + \frac{8\pi}{3} \vec{\mu}_e \delta(\vec{r}) \right] \quad (4.5)$$

³

$$\vec{\mu}_z = g_z \frac{Ze}{\mu} \vec{I}$$

⁴ Suposto puntiforme correspondendo a um função delta para o campo magnético na posição do núcleo denominado termo de contato.

Dessa maneira podemos escrever o hamiltoniano hiperfino como

$$\mathcal{H}_{hf} = \begin{cases} \mathcal{A}' \vec{I} \cdot \vec{S}^{(e)} & \text{se } \ell = 0; \\ \mathcal{A} \left[\underbrace{\vec{I} \cdot \vec{L} - \vec{I} \cdot \vec{S}^{(e)}}_{\vec{I} \cdot \vec{J}} + 3 \underbrace{(\vec{S}^{(e)} \cdot \hat{r})(\vec{I} \cdot \hat{r})}_{=\vec{T}_e^{(k)} \cdot \vec{T}_Z^{(k)}} \right] & \text{se } \ell \neq 0 \end{cases}$$

tal que $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}^{(e)}$, com $\vec{T}_e^{(k)} = \vec{S}^{(e)} \cdot \hat{r}$ e $\vec{T}_Z^{(k)} = \vec{I} \cdot \hat{r}$ definido como operadores tensoriais que operam nos respectivos espaços eletrônico e nucleônico, que trataremos com um pouco mais de detalhes quando tratarmos das regras de seleção dos operadores de dipolo elétrico nas próximas seções. Ainda, definimos

$$\begin{aligned} \mathcal{A}'(r) &\equiv -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mu_e \mu_z}{\hbar^2} \frac{8\pi}{3} \delta(\vec{r}) \\ \mathcal{A}(r) &\equiv -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mu_e \mu_z}{\hbar^2 r^3} \end{aligned}$$

com $\mu_e = g_e \frac{e\hbar}{m_e}$ e $\mu_z = g_z \frac{e\hbar}{m}$ tal que para $\ell = 0$ temos apenas a contribuição do termo de contato, que contém a função delta de Dirac, associada ao campo magnético interno do núcleo. Para $\ell \neq 0$, esta combinação dos campos orbitais e spin-dipolar têm uma forma vetorial complicada expressa pelo produto dos operadores tensoriais, que para um tratamento completo veja Charles [67]. Aqui vamos argumentar que esse produto no modelo vetorial precessiona rapidamente em torno de $\vec{J}$, e qualquer componente perpendicular ao eixo de quantização, definido por $\vec{J}$, têm média nula, dessa forma somente as componentes ao longo de $\vec{J}$ têm média não nula, de maneira que nos interessa somente o primeiro termo entre colchetes de $\mathcal{H}_{hf}$ para $\ell \neq 0$. Este hamiltoniano promove um novo deslocamento dos níveis formando a chamada *estrutura hiperfina*.

Analogamente ao que fizemos para o acoplamento spin-órbita vamos escrever $\mathcal{H}_{hf}$ na base simultânea de $\{F^2, J^2, I^2, F_z\}$ os novos auto-estados têm autovalores respectivamente aos operadores $F^2 = f(f+1)\hbar^2$, $J^2 = j(j+1)\hbar^2$, $I^2 = i(i+1)\hbar^2$ e $F_z = \hbar m_z$, onde $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ correspondendo a base $\{|njim_f\rangle\}$ que também pode ser construída como uma combinação linear de $|n \ell s j m_j\rangle$.

Estrutura Hiperfina do Césio

O Césio tem um momento angular de spin nuclear dado pelo número quântico $i = 7/2$. Seguindo, mais uma vez, as regras de adição de momento angular da mecânica quântica, temos que para $j = 1/2$, f pode assumir os valores $f = 3, 4$, enquanto que para $j = 3/2$, f pode assumir os valores $f = 2, 3, 4, 5$. Na figura 4.1 é mostrada a estrutura hiperfina da linha $\mathcal{D}_2$ do ^{133}Cs .

4.1 A Estrutura Fina e Hiperfina do Césio

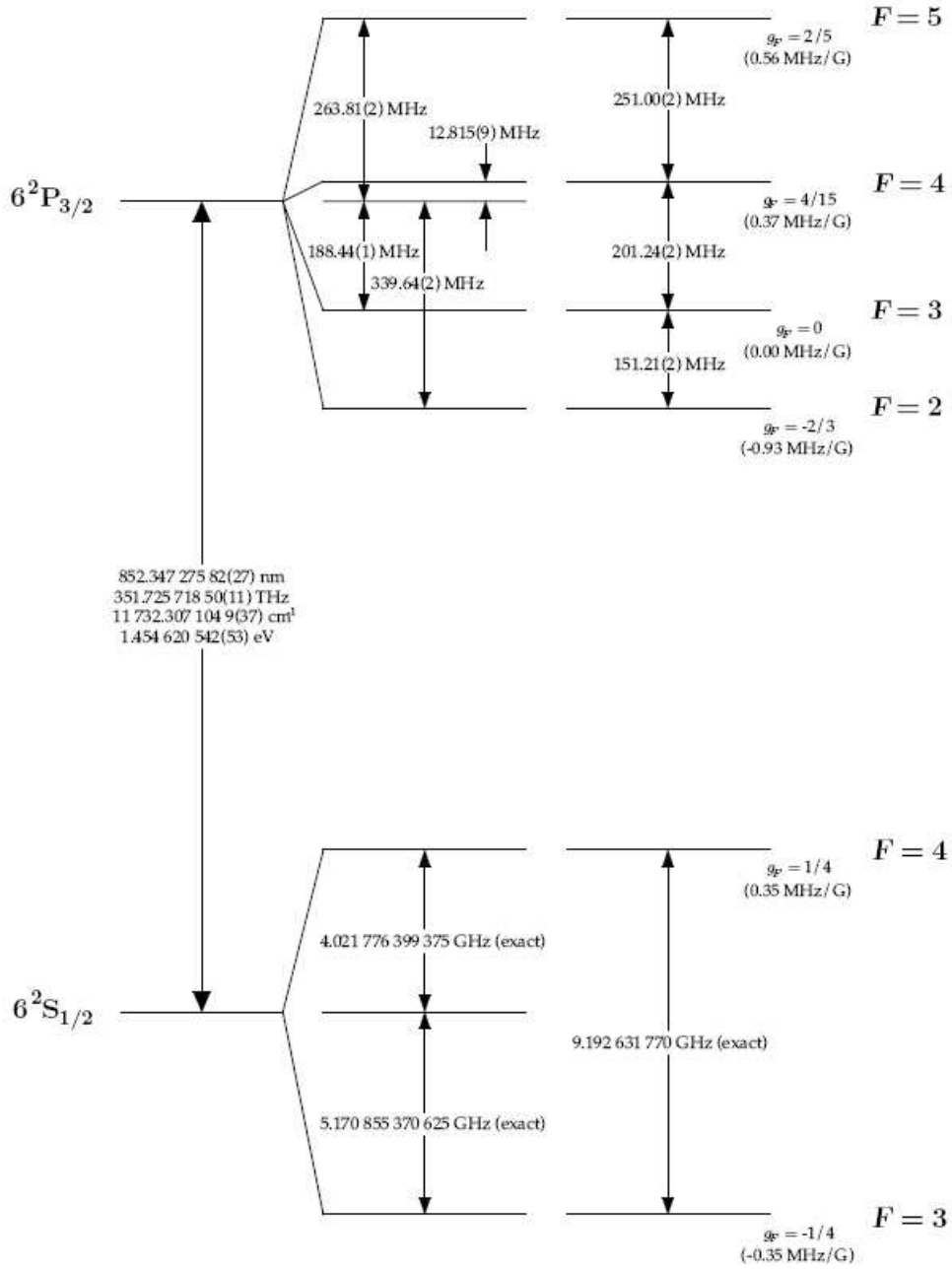


Figura 4.1: Estrutura hiperfina da transição D_2 do Césio, com as respectivas frequências de separação dos níveis hiperfinos. Os valores do estado fundamental são exatos como um resultado da presente definição do segundo (s). Os fatores g_f de Landé para cada nível também são mostrados conjuntamente com seus respectivos deslocamentos Zeeman entre os sub-níveis adjacentes [3].

Uma observação relativa à figura 4.1 é que no desdobramento de energia hiperfino do estado fundamental, a frequência é exata. Isso porque a frequência desta transição $6^2S_{1/2}, f = 3 \rightarrow 6^2S_{1/2}, f = 4$ é o padrão primário para a medida do tempo.

4.1.3 O Efeito Zeeman nos Hiperfinos da Linha $\mathcal{D}_2$

Cada um dos níveis hiperfinos contem $2f + 1$ sub-níveis magnéticos que determina a distribuição angular da função de onda eletrônica. Na ausência de campos magnéticos externos, estes sub-níveis são degenerados. Portanto, quando um campo magnético externo é aplicado, esta degenerescência é quebrada. O hamiltoniano que descreve a interação com o campo magnético externo é

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_Z &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \\ &= -\frac{\mu_e}{\hbar}(g_{SL}\vec{L} + g_s\vec{S} + g_I\vec{I}) \cdot \vec{B}_{\text{EXT}} \\ &= -\frac{\mu_e}{\hbar}(g_{SL}L_z + g_sS_z + g_I I_z)B_z\end{aligned}$$

se definimos o eixo $\mathcal{O}z$, através do campo magnético, como o eixo de quantização, com $\vec{B}_{\text{EXT}} = B_z \hat{z}$ ao longo de $\hat{e}_z$. Dessa forma, no limite de campos magnéticos fracos, esta perturbação é pequena em comparação com a estrutura fina e hiperfina, ao passo que “ f ” é um bom número quântico, ou seja,

$$\mathcal{H}_Z = -\frac{\mu_e}{\hbar}g_f B_z F_z \quad (4.6)$$

onde g_f é o fator de Landè para o momento angular total F , tal que o deslocamento energético dos sub-níveis m_f , onde os m_f satisfazem $-f \leq m_f \leq f$, é dado por

$$\begin{aligned}E_{njf}^{(1)} &= \langle n j i f m_f | \mathcal{H}_Z | n j i f m_f \rangle \\ &= -\mu_e g_f m_f B_z\end{aligned} \quad (4.7)$$

4.2 O Efeito Zeeman e a Ressonância de EIT

Inicialmente vamos mostrar aqui como é obtido o sistema Λ a partir dos níveis hiperfinos da linha $\mathcal{D}_2$ do césio. E então partiremos para a descrição da geração da dupla ressonância de EIT e sua aplicação em magnetometria.

4.2.1 O Sistema Λ nos Hiperfinos da $\mathcal{D}_2$

Uma vez que cada um dos níveis hiperfinos f contem $2f + 1$ sub-níveis magnéticos m_f , tal que $-f \leq m_f \leq f$, podemos então escolher uma transição de f específicos, em exemplo na figura 4.2, tal que possa formar uma configuração Λ degenerada de dois níveis através da aplicação de campos com polarizações bem definida.

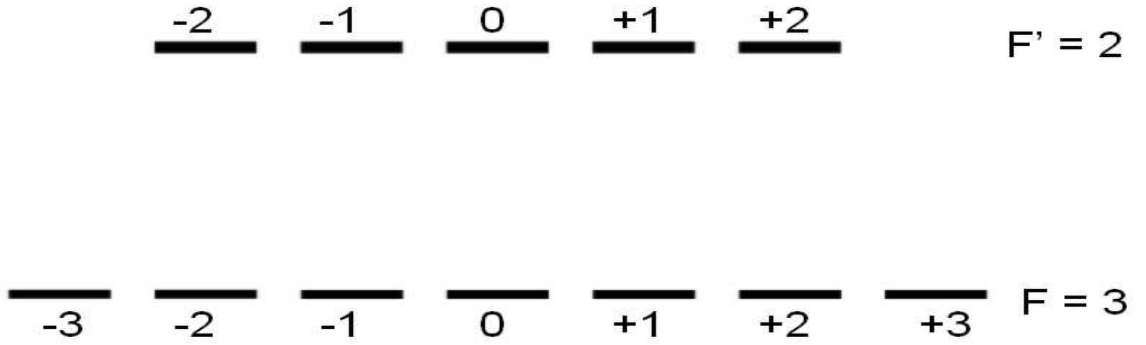


Figura 4.2: Sub-níveis magnéticos para os respectivos níveis hiperfinos

A configuração se realiza quando incidimos campos que obedecem as regras de seleção dos operadores de dipolo, cujas regras são obtidas por analisar os elementos de matriz desses operadores, definidos por $\mathcal{D}_{ff'}^\mu = \langle f, m_f | e \hat{\epsilon}^\mu \cdot \vec{r} | f', m_{f'} \rangle$, onde $\mu = \alpha, \Omega$. Estes elementos podem ser previamente calculados se fizermos algumas notações, tais como

$$\hat{\epsilon} = A_x \hat{e}_x + A_y \hat{e}_y + A_z \hat{e}_z$$

$$\vec{r} \propto Y_{-1}^1 \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_x + i \hat{e}_y) + Y_1^1 \frac{1}{\sqrt{2}} (-\hat{e}_x + i \hat{e}_y) + Y_0^1 \hat{e}_z$$

onde utilizamos os harmônicos esféricos $Y_{m_\ell}^\ell(\theta, \varphi)$, tal que ℓ representa um número quântico associado ao momento angular e m_ℓ a degenerescência orbital, para escrever o vetor $\vec{r}$. Assim, podemos escrever o produto $\hat{\varepsilon}^\mu \cdot \vec{r}$ em uma nova base, tal que esta inclua em sua notação o tipo de polarização comumente usada, ou seja, se passarmos da base cartesiana para a base, que chamamos de base de polarização, através da transformação $\hat{\varepsilon}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x \pm i\hat{e}_y)$ e $\hat{\varepsilon}_0 = \hat{e}_z$, podemos escrever:

$$\underbrace{\hat{\varepsilon}^\mu \cdot \vec{r}}_{\vec{T}_q^{(k)}} \propto A_\pi^\mu Y_0^1 + A_{\sigma_+}^\mu Y_1^1 + A_{\sigma_-}^\mu Y_{-1}^1 \quad (4.8)$$

tal que $A_{\sigma_\pm}$ é uma constante que indica que a luz tem helicidade $(+, -)$, ou equivalentemente, luz polarizada circularmente à esquerda ou direita, respectivamente. A_π indica luz linearmente polarizada. Ainda, o produto $\hat{\varepsilon} \cdot \vec{r}$ é um operador tensorial $\vec{T}_q^{(k)}$ de espécie $k = \ell$, e $q = m_\ell$ representa a q -ésima componente desse tensor, assim expandindo a base $\{|f, m_f\rangle\}$ em $\{|j, m_j\rangle\}$ e esta em $\{|l, m_l\rangle\}$ temos utilizando o teorema de Wigner-Eckart [56], que

$$\mathcal{D}_{ff'}^\mu = \langle f, m_f | e \vec{T}_q^{(k)} | f', m_{f'} \rangle \quad (4.9)$$

$$= e\beta(f, f', j, j', \ell, s, m_f) \left\{ \begin{matrix} \ell & j & s \\ j & \ell & k \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j' & f' & i \\ f & j & k \end{matrix} \right\} \left(\begin{matrix} f & k & f' \\ m_f & q & -m_{f'} \end{matrix} \right) \langle \ell || \vec{T}^{(k)} || \ell' \rangle \quad (4.10)$$

cujos $9j$ símbolos de Wigner entre chaves e parênteses da equação anterior não se anulam somente se $\Delta m_f = q$, que como pode ser visto na equação 4.8, não se anula se $\Delta m_f = \pm 1$ para luz circularmente polarizada com respectivas helicidades e se $\Delta m_f = 0$ para polarizações lineares com luz se propagando perpendicularmente ao eixo de quantização. Ainda, dos $9j$ símbolos de Wigner, ou da desigualdade triangular, segue $\Delta f = 0, \pm 1$ [68]. Existem outras regras ainda relacionadas a esses $9j$ símbolos, no entanto escrevemos somente as relevantes para entendermos a configuração Λ formada a partir dos hiperfinos da linha $\mathcal{D}_2$.

Portanto, para configurar o sistema atômico na forma Λ , basta escolher as polarizações específicas às regras de seleção. Para exemplificar vamos escolher polarizações σ_+ para o feixe de acoplamento, que adiciona uma unidade de momento angular ao átomo, e σ_-

para o feixe prova, que retira uma unidade de momento angular do átomo, como mostra a figura 4.3.

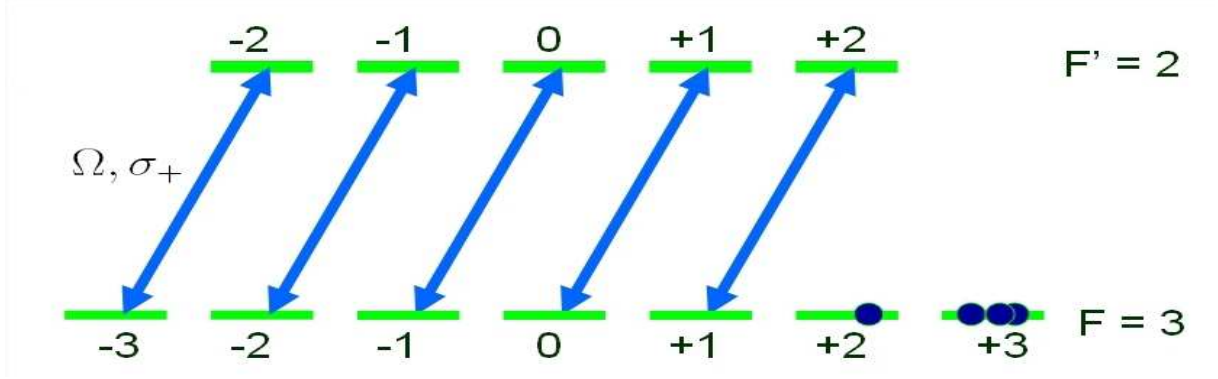


Figura 4.3: Sub-níveis magnéticos com o campo de acoplamento populando opticamente o fundamental mais positivo.

Ao ligarmos o feixe de acoplamento, este bombeia os átomos para os sub-níveis magnéticos fundamentais mais positivos, $m_f = 2$ e $m_f = 3$ (proporcionalmente aos coeficientes de Clebsch-Gordan das respectivas transições), via excitação seguida de decaimento espontâneo. Portanto ao ligarmos o feixe de prova temos a configuração Λ como mostra as figuras 4.4 e 4.5, com um resquício de população no sub-nível $m_f = 2$.

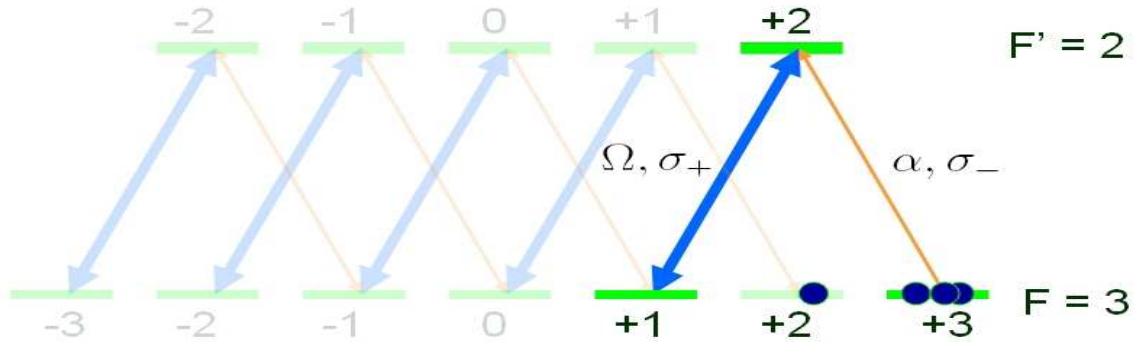


Figura 4.4: Configuração Λ formada em um sistema de dois níveis degenerados, a partir da aplicação conjunta do dois feixes polarizados circularmente contra-girantes. A configuração é dada correspondendo $|a\rangle = |f' = 2, m_f = 2\rangle$, $|b\rangle = |f = 3, m_f = 3\rangle$ e $|c\rangle = |f = 3, m_f = 1\rangle$

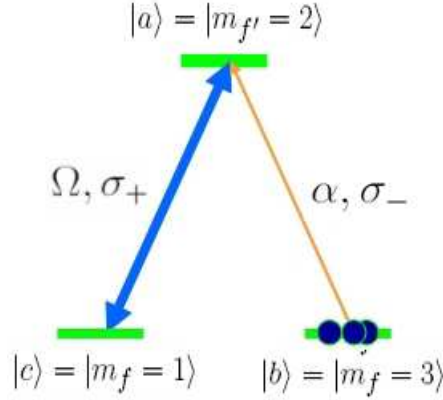


Figura 4.5: Sub-níveis magnéticos e campos circularmente polarizados efetuando transições respectivas às regras de dipolo.

4.2.2 O efeito Zeeman e a Ressonância de EIT

Como vimos nas seções anteriores o efeito Zeeman desloca os sub-níveis magnéticos quebrando sua degenerescência, portanto esse deslocamento altera a condição de ressonância⁵ Raman de dois fótons da EIT, deslocando sua posição em frequência, ou seja, as dessintonias para o sistema degenerado com o acoplamento ressonante, tal que $\omega_{ac} = \omega_{ab} = \omega_2$, com

$$\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega_1 = \delta$$

$$\Delta_{ac} = \omega_{ac} - \omega_2 = 0$$

$$\Delta_{cb} = \Delta_{ab} - \Delta_{ac} = \delta$$

devem ser modificadas.

Uma vez que cada nível hiperfino possui um valor de g_f diferenciado e cada sub-nível Zeeman um valor de m_f , quando aplicamos o campo magnético, temos um deslocamento característico, para cada um dos níveis Zeeman, que formam o sistema Λ , de acordo com a figura 4.4. A saber, temos o deslocamento $\mathcal{Z}_a = 2\mathcal{Z}_f$ para o nível $|a\rangle$, $\mathcal{Z}_c = \mathcal{Z}_3$ para o $|c\rangle$ e $3\mathcal{Z}_c$ para o $|b\rangle$, como mostra a figura 4.6, onde definimos $\mathcal{Z}_3 = -0.35B_z\text{MHz/G}$ correspondendo ao quanto se desloca em frequência os sub-níveis Zeeman do nível hiperfino

⁵ A condição de ressonância para o caso degenerado é simplesmente $\delta = \omega_2 - \omega_1 = 0$

4.2 O Efeito Zeeman e a Ressonância de EIT

$f = 3$ quando aplicamos um campo magnético de 1 Gauss e $\mathcal{Z}_2 = -0.93B_z \text{MHz/G}$ correspondendo ao quanto se desloca, em frequência, os sub-níveis Zeeman do nível hiperfino $f' = 2$.

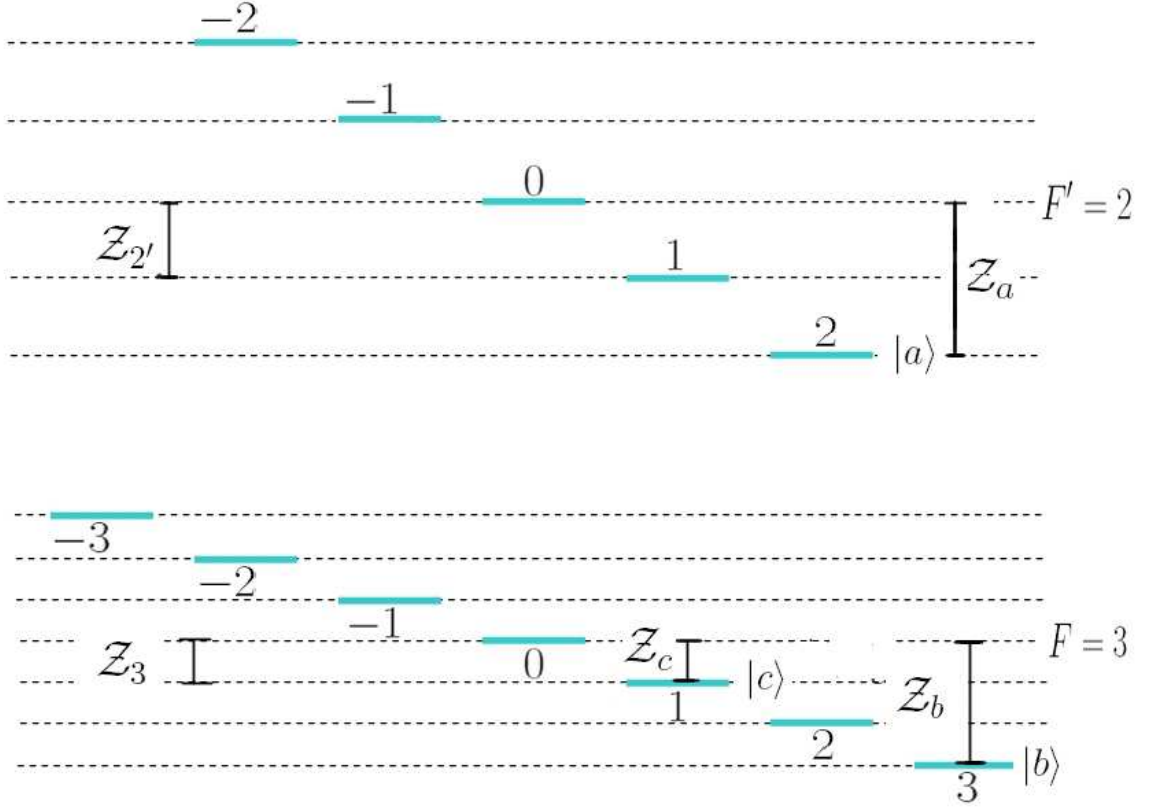


Figura 4.6: Efeito Zeeman na transição $F = 3 \rightarrow F' = 2$ com os respectivos deslocamentos.

De maneira que

$$\Delta_{ab} \rightarrow \Delta'_{ab} = \omega'_{ab} - \omega_1$$

$$\Delta_{ac} \rightarrow \Delta'_{ac} = \omega'_{ac} - \omega_2$$

$$\Delta_{cb} \rightarrow \Delta'_{cb} = \Delta'_{ab} - \Delta'_{ac}$$

cujas correções Zeeman para cada sub-nível, são: $\hbar\omega'_u = \hbar\omega_u + E_{njf}^{(1)}$ tal que $u = a, b, c$ e $E_{njf}^{(1)}$ definida em 4.7. E assim podemos deduzir as novas dessintonias para o caso em

que aplicamos um campo magnético na mesma direção dos feixes de acoplamento e prova com polarizações σ_+ e σ_- , respectivamente, isto é,

$$\omega'_{ab} = \omega_{ab} - \mathcal{Z}_a + 3\mathcal{Z}_c \quad (4.11)$$

$$\omega'_{ac} = \omega_{ac} - \mathcal{Z}_a + \mathcal{Z}_c \quad (4.12)$$

implicando:

$$\Delta'_{ab} = \omega_{ab} - \mathcal{Z}_a + 3\mathcal{Z}_c \underbrace{-\omega_1}_{=\delta-\omega_2} = -\mathcal{Z}_a + 3\mathcal{Z}_c + \delta \quad (4.13)$$

$$\Delta'_{ac} = \omega_{ac} - \mathcal{Z}_a + \mathcal{Z}_c - \omega_2 = -\mathcal{Z}_a + \mathcal{Z}_c \quad (4.14)$$

$$\Delta'_{cb} = \Delta'_{ab} - \Delta'_{ac} = \delta + 2\mathcal{Z}_c \quad (4.15)$$

e de acordo com as figuras (4.1, 4.6), é possível estimar que o deslocamento Zeeman para o nível “a”, $\mathcal{Z}_a$ é cerca de 5 vezes o deslocamento $\mathcal{Z}_c$ de modo que

$$\Delta'_{ab} = \delta - 2\mathcal{Z}_c \quad (4.16)$$

$$\Delta'_{ac} = -4\mathcal{Z}_c \quad (4.17)$$

$$\Delta'_{cb} = \delta + \underbrace{2\mathcal{Z}_c}_{\Delta\mathcal{Z}} \quad (4.18)$$

onde definimos nossa dessintonia Zeeman $\Delta\mathcal{Z}$ para a ressonância de EIT, nos átomos de césio utilizando a transição $6^2S_{1/2}$, $f = 3 \rightarrow 6^2P_{3/2}$, $f' = 2$. Portanto, ao inserirmos o efeito Zeeman temos, para o presente caso em que Ω , σ_+ e α , σ_- , uma espécie de processo Raman anti-Stokes [69] como mostra a figura 4.7.

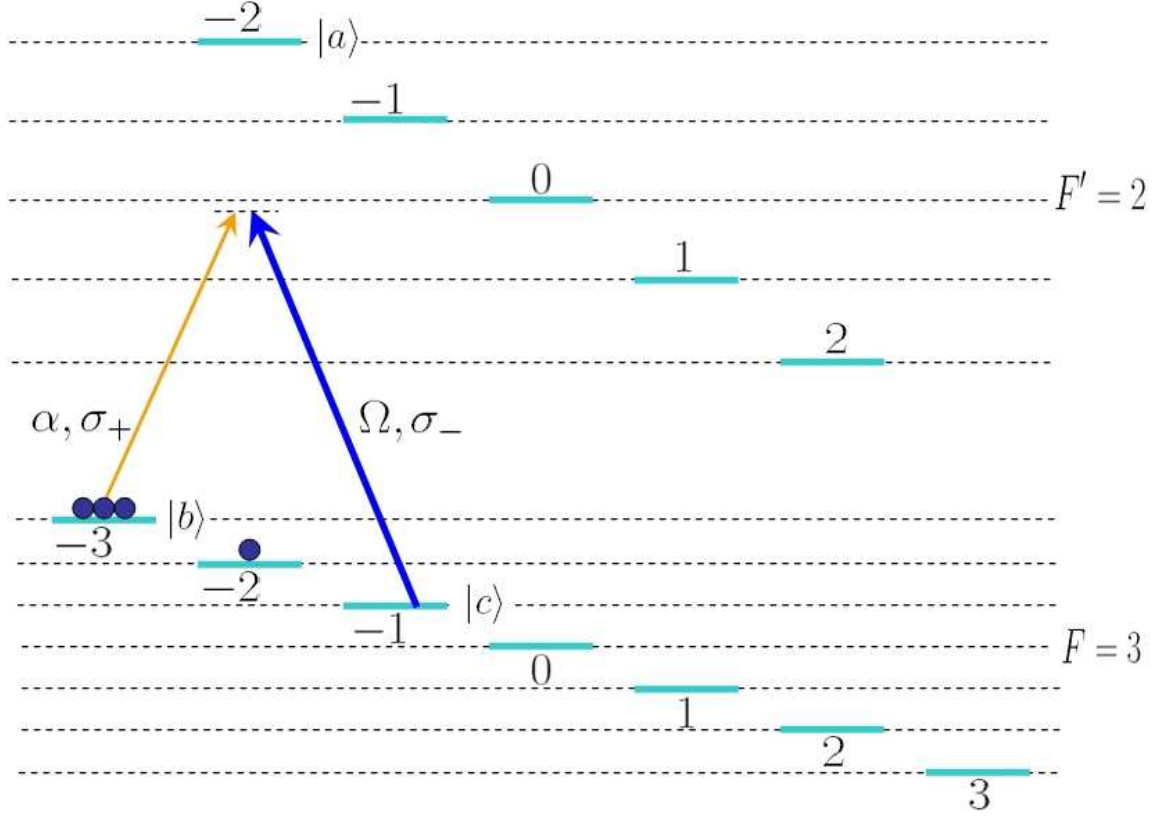


Figura 4.7: Acoplamento dos campos com o sistema Λ nos hiperfinos da linha $\mathcal{D}_2$ sob o efeito Zeeman na transição $F = 3 \rightarrow F' = 2$ com os respectivos deslocamentos formando uma configuração Λ -Stokes.

Assim, a suscetibilidade é alterada de acordo com as dessintonias 4.16, 4.17 e 4.18. Lembrando a equação 3.36

$$\chi(\delta, v) = \frac{i\eta\Gamma_{cb}}{\Gamma_{cb}\Gamma_{ab} + \Omega^2} \quad (4.19)$$

e ainda lembrando que $\Gamma_{jk} = \gamma_{jk} + i\Delta_{jk}$, segue

$$\chi^{(a)}(\delta, v) \equiv \frac{i\eta[\gamma_{bc} + i(\delta + \Delta\mathcal{Z})]}{[\gamma_{bc} + i(\delta + \Delta\mathcal{Z})][\gamma + i(\delta - \Delta\mathcal{Z} + kv)] + \Omega^2} \quad (4.20)$$

notando somente que o termo responsável pelo deslocamento em frequência da ressonância é a condição Raman de dois fótons dada pela dessintonia Δ_{cb} . Assim integrando numericamente em velocidades a expressão 4.20, temos para a absorção no processo anti-Stokes, o espectro mostrado na figura 4.8.

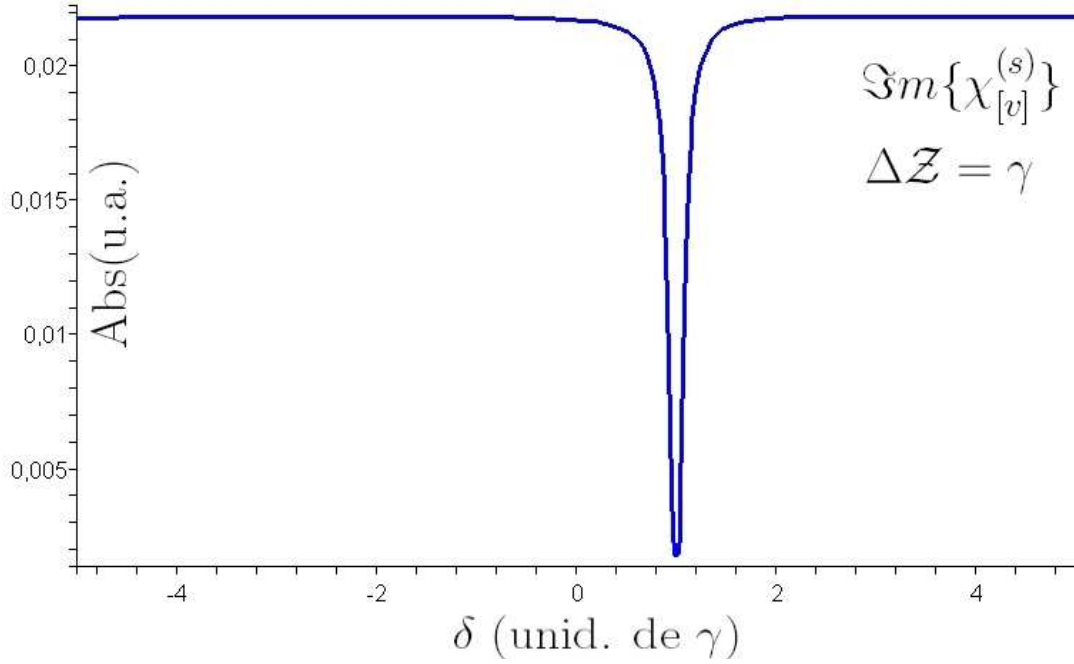


Figura 4.8: Deslocamento em frequência do zero para $\delta = \Delta Z$ para o “dip” na EIT-Doppler sob a ação do efeito Zeeman numa configuração Λ -Stokes.

4.3 A Dupla ressonância de EIT-Doppler

Neste ponto, mostraremos como gerar uma dupla ressonância de EIT-Doppler e por fim como aplicá-la à magnetometria óptica.

A partir do deslocamento Zeeman o “dip” da EIT se desloca ao aplicarmos feixes Ω , σ_+ e α , σ_- de acordo com a configuração Λ -Stokes. Se invertermos então as polarizações dos feixes, o que deveríamos esperar?

A resposta a esta pergunta é que devemos esperar uma reflexão em torno da ordenada para o deslocamento Zeeman, isto é, o sinal de EIT deve se deslocar de $-\Delta Z$, numa nova configuração, denominada de Λ -anti-Stokes, pois, ao invertermos as polarizações o feixe de acoplamento passa a bombear opticamente o sub-nível Zeeman mais negativo $|m_f = -3\rangle$ de maneira que temos uma espécie de processo Raman anti-Stokes como mostra a figura 4.9.

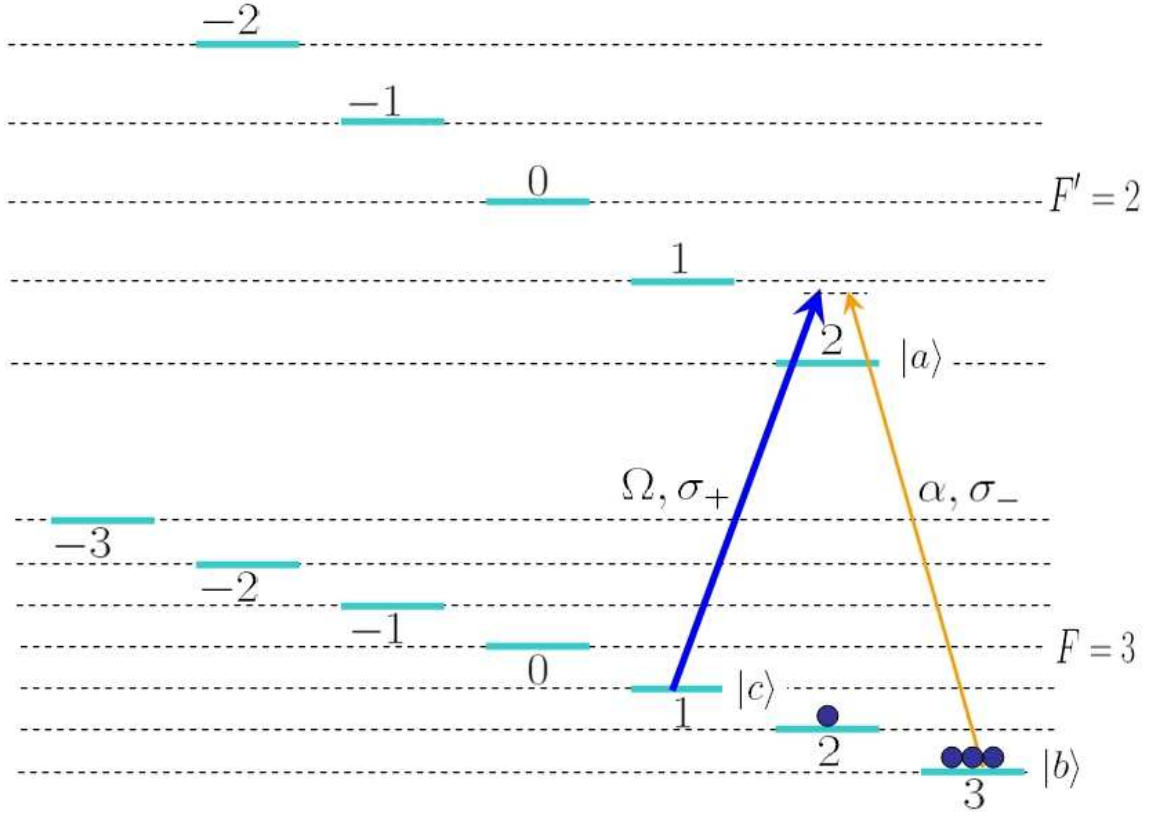


Figura 4.9: Configuração Λ -anti-Stokes devido à inversão das polarizações.

Ou seja,

$$\omega''_{ab} = \omega_{ab} + \mathcal{Z}_a - 3\mathcal{Z}_c \quad (4.21)$$

$$\omega''_{ac} = \omega_{ac} + \mathcal{Z}_a - \mathcal{Z}_c \quad (4.22)$$

implicando:

$$\Delta''_{ab} = \delta + \mathcal{Z}_a - 3\mathcal{Z}_c \quad (4.23)$$

$$\Delta''_{ac} = \mathcal{Z}_a - \mathcal{Z}_c \quad (4.24)$$

$$\Delta''_{cb} = \delta - 2\mathcal{Z}_c \quad (4.25)$$

4.3 A Dupla ressonância de EIT-Doppler

de maneira que

$$\chi^{(s)}(\delta, v) \equiv \frac{i\eta[\gamma_{bc} + i(\delta - \Delta\mathcal{Z})]}{[\gamma_{bc} + i(\delta - \Delta\mathcal{Z})][\gamma + i(\delta + \Delta\mathcal{Z} + kv)] + \Omega^2} \quad (4.26)$$

Ainda a figura 4.10, comprova a EIT-Doppler deslocada em sentido contrário ao da configuração Stokes.

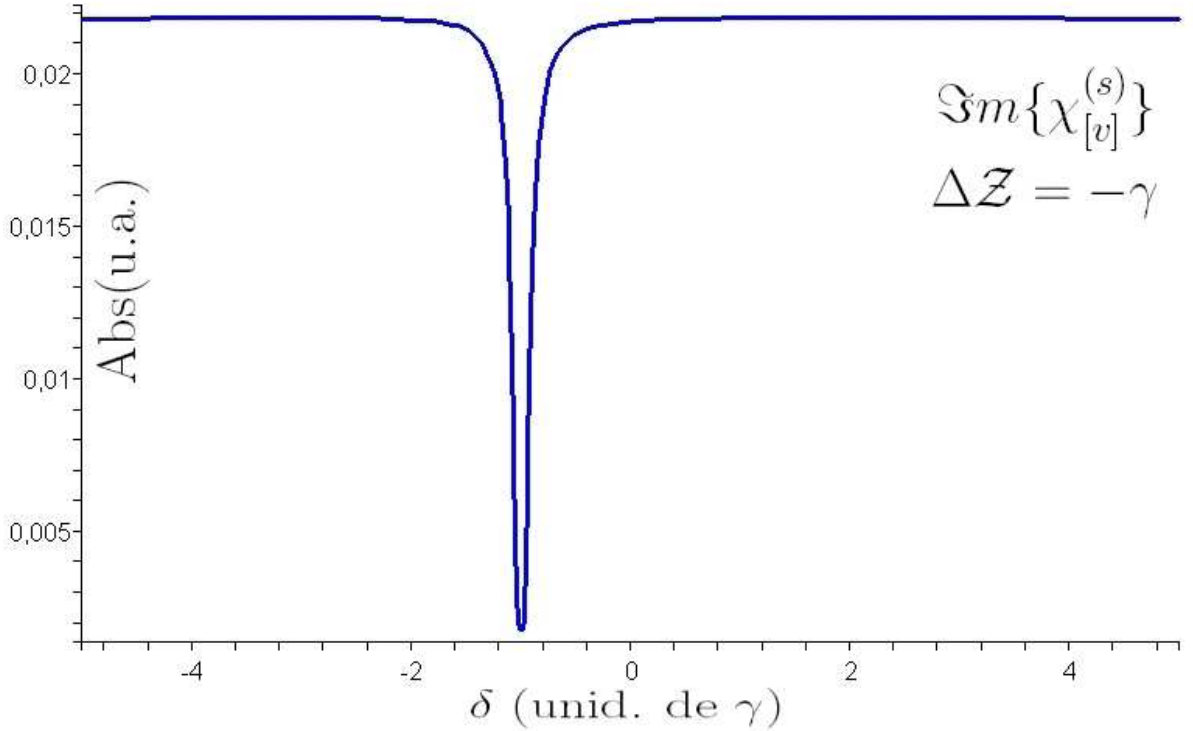


Figura 4.10: Deslocamento de $-\Delta\mathcal{Z}$ do “dip” da EIT-Doppler devido à inversão das polarizações, isto é, uma configuração Λ -anti-Stokes.

Portanto, para gerar a Dupla Ressonância de EIT-Doppler temos que retro-reflectir os feixes e inverter suas polarizações. Uma vez que podemos dizer que os quatro feixes, ida e volta, interagem com ensemble de átomos diferentes, isto é, se definirmos a ida interagente com o ensemble de átomos com velocidades v a volta interage com o ensemble $-v$. Uma aproximação útil que fizemos consistiu em desprezar a contribuição dos átomos que estavam parados, pois todos os feixes interagem com estes átomos. Nesta aproximação, superpomos as duas curvas anteriores, obtendo uma dupla ressonância de EIT como mostra a figura 4.11. Assim, para um deslocamento Zeeman da ordem da taxa de

4.3 A Dupla ressonância de EIT-Doppler

decaimento do nível excitado, isto é, $\Delta\mathcal{Z} \sim \gamma$, temos uma separação entre os dois “dips” de $2\Delta\mathcal{Z}$.

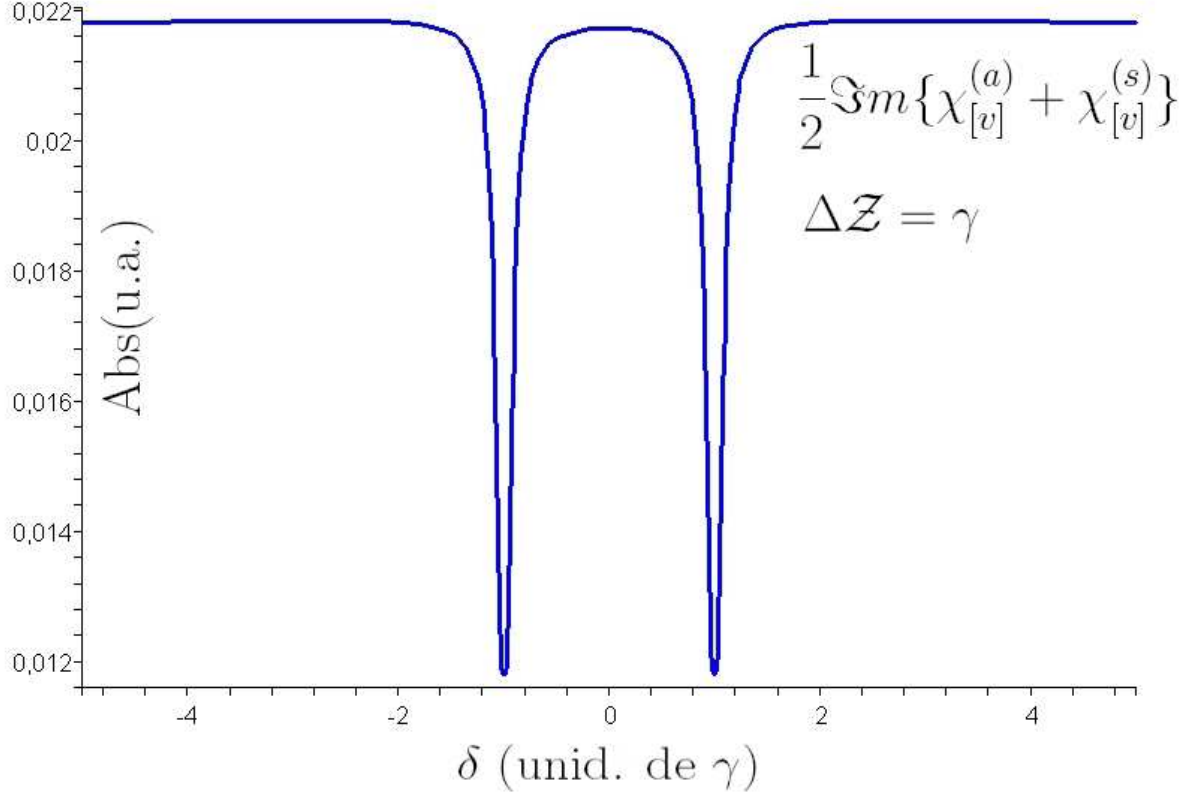


Figura 4.11: Dupla ressonância de EIT-Doppler, resultante da convolução das partes imaginárias das susceptibilidades nas duas configurações de processos Raman.

Para este caso em que consideramos o feixe forte (feixe de acoplamento) inicialmente ressonante com a transição $a-c$, a contribuição principal para os dois sinais de EIT-Doppler (associados ao pares de feixes contra-propagantes) advém do átomos com $v = 0$. Entretanto, para melhorar a aproximação em tratar os dois pares de feixes atuando independentemente, no experimento dessintonizamos o feixe forte por várias larguras de linha abaixo da ressonância, como mostra a figura 4.12. Nesta situação, a contribuição principal para cada uma das ressonâncias de EIT-Doppler advém de grupos de velocidades simétricos (v e $-v$) de modo que reduzimos o erro em fazer a aproximação. No entanto, esta dessintonia implica na forma de linha da ressonância de EIT-Doppler uma espécie de caráter dispersivo, como mostra a figura 4.13, nada que venha alterar o quadro físico.

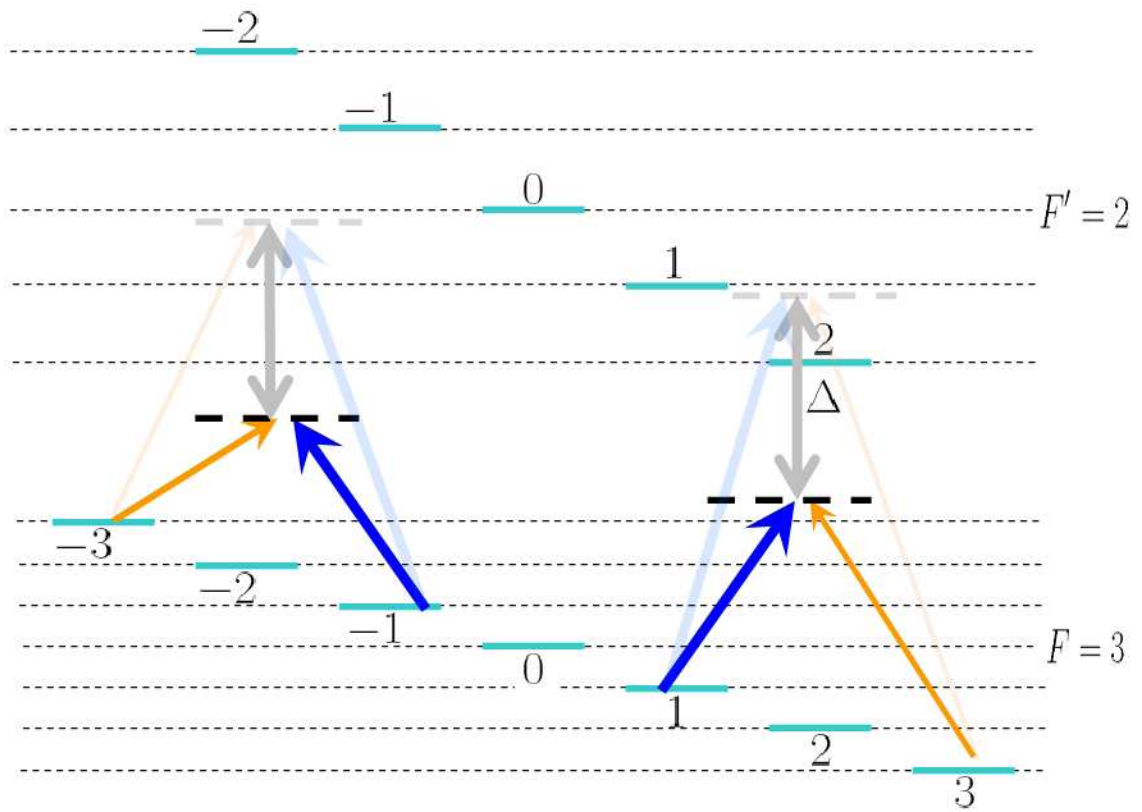


Figura 4.12: Dessintonia do feixe de acoplamento de $\Delta = -30\gamma$ abaixo de sua respectiva transição.

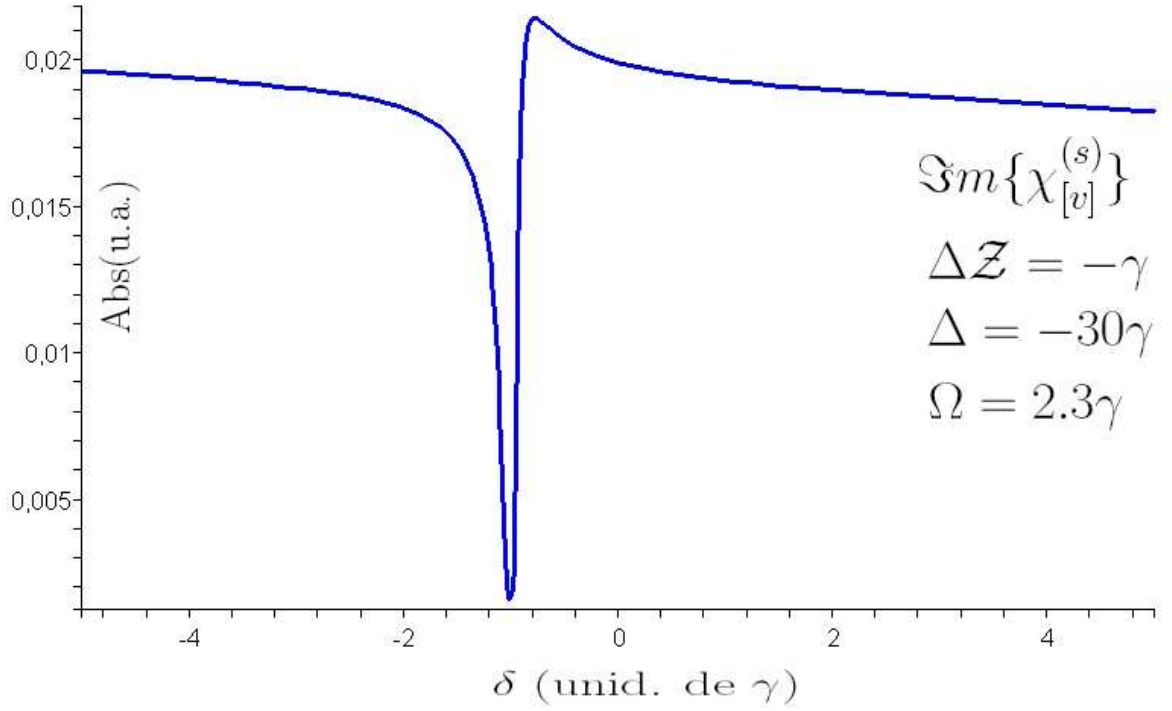


Figura 4.13: Espectro numa configuração Λ -Stokes com uma dessintonia no feixe de acoplamento de $\Delta = -30\gamma$ abaixo de sua respectiva transição.

Então, determinando a separação entre os “dips” podemos estabelecer com precisão o valor do campo magnético aplicado. Isto será feito no próximo capítulo onde descreveremos o aparato experimental e os resultados obtidos.

A distância entre os centros dos “dips” varia linearmente com a intensidade do campo magnético externo aplicado, que reflete a dependência linear ao efeito Zeeman para campos fracos, como veremos no capítulo 5 quando tratarmos do correspondente experimento.

Capítulo 5

O Experimento: Aparato, Técnicas, Resultados e Discussões

Neste capítulo descreveremos o aparato experimental utilizado para obtenção da ressonância de EIT-Doppler e da dupla ressonância de EIT-Doppler, como também descreveremos os princípios técnicos para sua realização. Também apresentamos o processo de medida, dados experimentais e os resultados numéricos obtidos para uma comparação direta com o experimento. Mostraremos os resultados obtidos com relação à dependência da largura de EIT-Doppler em função da potência do feixe de acoplamento Ω e a dependência da distância entre os “dips” da dupla EIT-Doppler em função da intensidade do campo magnético externo aplicado. Por fim, dissertaremos sobre os resultados.

Nesse capítulo mostraremos o aparato experimental, necessário para a realização da verificação da dependência linear da EIT-Doppler em função da potência do feixe de acoplamento. Na figura 5.1, esquematizamos o experimento, donde explicaremos cada um dos componentes relevantes.

Iniciemos pelo laser utilizado na experiência.

5.1 O Laser de Diodo

O LASER, cuja sigla em inglês significa Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, possibilitou enormes avanços em diversas áreas das ciências. Em particular,

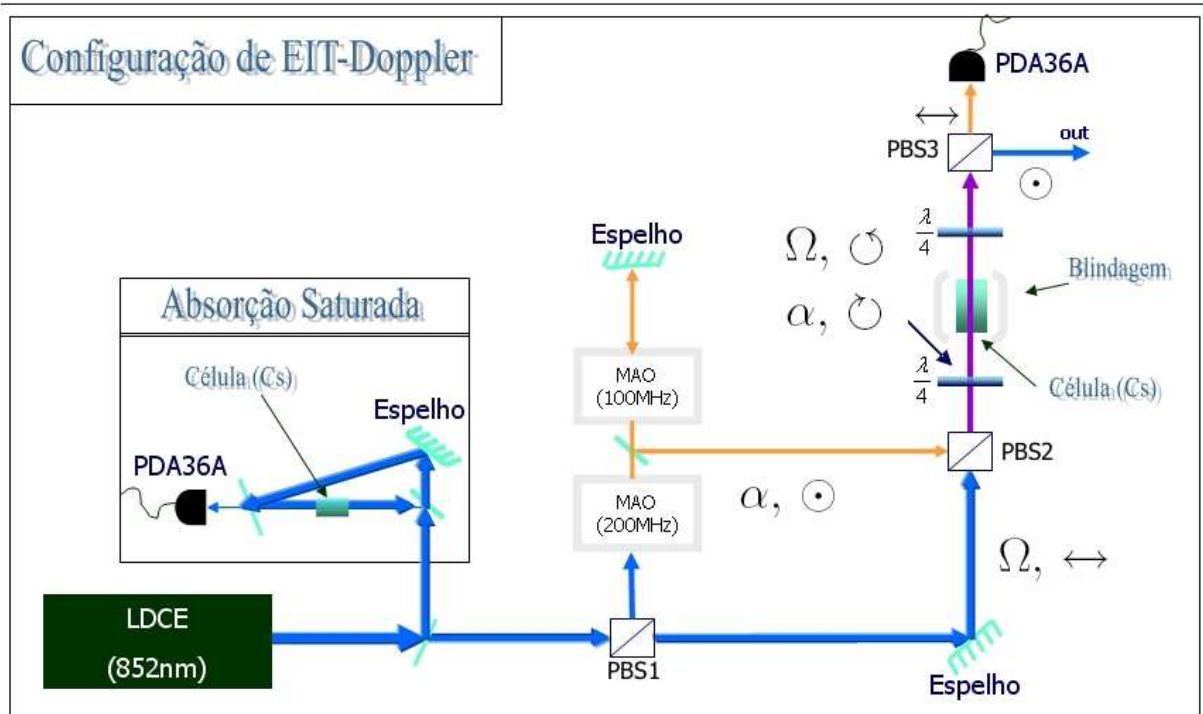


Figura 5.1: Maqueta experimental utilizada para obter o sinal de EIT-Doppler e sua dependência em potências do feixe de acoplamento. Onde $\odot$ e $\leftrightarrow$ representam polarizações lineares ortogonais, perpendicular e paralela ao plano do papel, respectivamente, com $\odot = \sigma_+$ e $\ominus = \sigma_-$. A montagem será descrita ao longo do capítulo.

possibilitou o aprimoramento da física atômica e o surgimento dos estudos em ótica quântica.

Os lasers de diodo podem ser obtidos em praticamente todo o espectro visível devido às técnicas precisas de dopagem dos semicondutores. Estes dispositivos têm um custo relativamente baixo, se comparados aos outros tipos de lasers. A versatilidade destes lasers de diodo foi um dos fatores que os difundiram nas pesquisas de física atômica e ótica quântica. Os lasers de semicondutores monomodo podem fornecer tipicamente algumas dezenas de mW (em alguns casos até centenas) com correntes de injeção de centenas de mA.

O princípio básico dos lasers de diodo pode ser resumido como segue: Quando uma corrente elétrica é enviada através de uma junção semicondutora P - N, os elétrons e “buracos” podem se recombinar na junção e emitir energia em forma de radiação eletromagnética (fótons). Se a corrente utilizada está abaixo de um valor de ganho de oscilação

do laser, então não existe uma inversão de população suficiente e somente ocorre emissão espontânea. Todavia, para correntes superiores a este limiar temos uma produção muito maior de radiação por emissão estimulada. Esta radiação é amplificada pelas múltiplas reflexões nas faces do cristal semicondutor e pode se tornar forte o suficiente para que a emissão estimulada predomine sobre outros processos de relaxação que diminuiriam muito a inversão de população. A cavidade ótica, no caso dos lasers de diodo, é formada pelas próprias paredes da região de junção, produzidas pela clivagem¹ do cristal semicondutor nos planos perpendiculares à direção de propagação da luz.

Um laser de diodo que opera somente com sua própria cavidade (os espelhos dessa cavidade são as interfaces semicondutor-ar), ou cavidade interna, é comumente chamado de laser de diodo livre (LDL). A reflectividade dos espelhos é da ordem de 30% que é devido à diferença entre o índice de refração do ar e do semicondutor. 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 30MHz. Com isso, estamos limitados em realizar medidas na faixa de frequências maiores ou iguais a 30MHz. Uma vez que estamos trabalhando com os níveis hiperfinos da linha $\mathcal{D}_2$ do césio, necessitamos fazer sua espectroscopia que tem ressonâncias de largura de linha da ordem de 5 MHz. Para que este tipo de estrutura seja resolvida é necessário que o laser possua uma largura de linha inferior à largura natural. Portanto, o chamado “laser livre” é largo demais para este tipo de medida espectroscópica. Isto torna necessário o uso de técnicas para reduzir a largura de linha do laser de diodo, tal que esse valor deve ser da ordem de 1 MHz para se resolver os níveis hiperfinos.

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 [70,71]. Com isso, o laser passará a operar com dois novos “espelhos”: um espelho cuja interface anterior é a semicondutor-ar do

¹ s. f.,

ação de clivar minerais;
propriedade que têm certos corpos minerais, de se fraturarem segundo planos certos e determinados.

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). O laser que estamos usando é o *SDL5410G* da SPECTRA DIODE LASER de guia por índice esse diodo possui uma potência nominal de 50 mW com uma corrente de $\sim 120\text{ mA}$ e limiar laser em torno de 20 mA , o comprimento de onda de emissão está em 852 nm . A grade de difração usada é de 1200 linhas/mm , o que nos permite obter uma alta finesse para essa cavidade laser-grade.

Na configuração Littrow (fig. 5.2), 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 possuir uma grande abertura numérica para que tenhamos uma grande seleção espacial do modo de oscilação. Nessa configuração a primeira ordem de difração λ é refletida sobre o feixe incidente e a ordem zero (reflexão especular) de difração que sai da cavidade será usada em nosso experimento. Assim, temos que a ordem -1 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 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 para o controle da frequência do LDCE [72].

A modulação da varredura da frequência do laser é feita modulando-se a variação da posição da grade de difração através de uma 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 $\mathcal{D}_2$ do Césio que queremos estudar.

Portanto por exigência do sistema Λ que construímos a partir dos sub-níveis hiperfinos da linha $\mathcal{D}_2$ do césio na transição $6^2S_{1/2}, f = 3 \rightarrow 6^2P_{3/2}, f' = 2$, temos que travar a frequência do laser nessa transição, por meio de uma experiência de espectroscopia de saturação descrita na próxima seção.

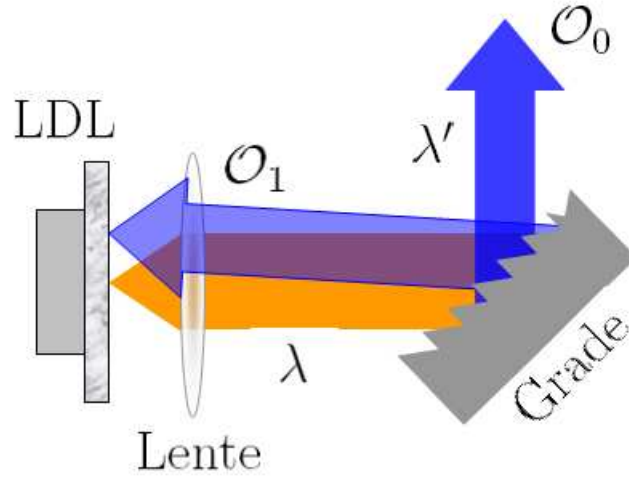


Figura 5.2: Configuração do laser de diodo com cavidade externa numa configuração tipo Littrow.

5.2 Absorção Saturada

A técnica de absorção saturada consiste em sondar com um feixe de baixa intensidade uma dada transição eletrônica, através de mudanças na população dos níveis atômicos provocadas por um feixe de alta intensidade, contra-propagante.

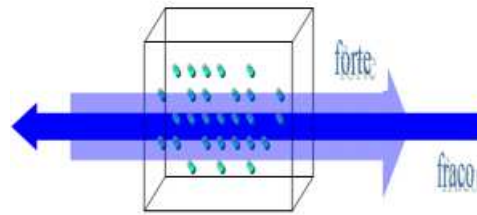


Figura 5.3: Experimento de absorção saturada com vapor de Césio. Um feixe de laser proveniente de um laser de diodo com cavidade externa é dividido em duas partes, as quais fazemos incidir contra-propagantes sobre uma célula contendo vapor de Césio à temperatura ambiente.

O espectro de absorção linear de um feixe em torno de 852 nm apresenta uma largura em torno de 370 MHz que é maior do que a separação entre os níveis hiperfinos do estado $6P_{3/2}$, de modo que não podemos resolver a estrutura hiperfina do átomo utilizando o sinal

de absorção linear. Portanto, para resolver a estrutura hiperfina utiliza-se a conhecida absorção saturada [4].

Os dois feixes são sintonizados na mesma frequência ω_0 . No entanto, devido à velocidade dos átomos, cada um dos feixes contra-propagantes tem sua frequência deslocada de forma diferente. Considerando que um átomo tem uma componente v de sua velocidade ao longo da direção dos feixes, a frequência do feixe forte “vista” pelo átomo é $\omega' = \omega_0 + kv$ enquanto que a frequência do feixe de prova é $\omega'' = \omega_0 - kv$. Dessa forma, a única situação onde os dois feixes estão ressonantes simultaneamente com o mesmo grupo de velocidade acontece para átomos parados. Nesta condição, o feixe forte satura a transição reduzindo a absorção do feixe de prova. Temos, portanto, um “dip” na curva de absorção do feixe de prova na frequência de ressonância. A largura desse “dip” corresponde à largura de linha homogênea da transição.

Nos casos onde existem mais de dois níveis como ocorre na estrutura hiperfina do Césio, podem existir outros “dips” correspondentes às ressonâncias de “cross-over”, veja figura 5.4. Neste caso, para uma determinada classe de velocidade diferente de zero, os dois feixes estão simultaneamente ressonantes, mas com transições diferentes. Este “dip” surge na frequência correspondente à média das frequências de ressonância das duas transições envolvidas.

O aparato experimental para a obtenção do espectro de absorção saturada está mostrado na Figura 5.3. O laser utilizado é um laser de diodo com cavidade externa, como descrito na seção anterior, o qual têm uma potência de saída de 15 mW e um diâmetro em torno de 5 mm. O feixe é separado utilizando um separador de feixes. Uma parte do feixe corresponde ao feixe de prova e incide sobre a célula com uma intensidade de 0.16 mW/cm^2 , enquanto a outra parte correspondente ao feixe de bombeio incide sobre a célula com uma intensidade de 2.5 mW/cm^2 . Os dois feixes atravessam a célula contendo vapor de Césio formando um ângulo próximo a 180° . O feixe de prova, após passar pela célula, é detectado por um foto-detector e o sinal é enviado para um osciloscópio.

O gráfico da Figura 5.4 mostra o espectro de absorção saturada referente às transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 2, 3, 4$. O espectro mostra os “dips” referentes às transições e, também, aqueles referentes aos cross-overs. Com esse espectro, a frequência referente à transição

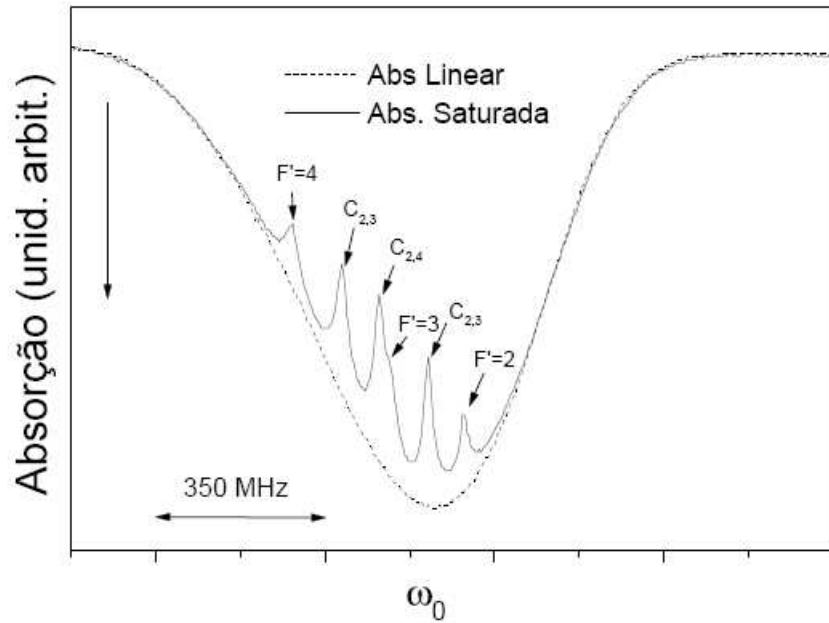


Figura 5.4: Espectro de absorção saturada referente às transições $F = 3 \leftrightarrow F' = 2, 3, 4$. As setas indicam os “dips” referentes às ressonâncias e aos “cross-overs” [4].

$F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ pode ser selecionada e o sinal é utilizado pelo sistema de travamento de frequência do controlador do laser de Diodo.

Portanto, é possível agora, travar a frequência do laser na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, simplesmente enviando um sinal para a cerâmica PZT que a faça parar de varrer em cima da transição, por observação direta no osciloscópio.

Uma vez que tenhamos encontrado a frequência da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, o próximo passo é separar novamente o feixe em dois, de modo a gerar um feixe forte e um fraco, determinar um mecanismo de varredura que permita variar a frequência de um dos feixes em relação ao outro e também controlar suas polarizações.

O mecanismo de varredura será descrito na próxima seção através de um sistema de moduladores acusto-ópticos.

5.3 O Sistema de Varredura: Os Moduladores Acusto-Ópticos

Um Modulador Acusto-Óptico (AOM - Acousto-Optic Modulator) é baseado no fato de que ondas acústicas estacionárias podem ser geradas num cristal através de um campo de rádio-freqüência (RF). Estes cristais possuem elevados coeficientes eletro-ópticos que possibilitam a modificação do índice de refração do material. Luz transmitida através desse cristal sofrerá efeitos de difração, pois a onda acústica modula o índice de refração do cristal funcionando efetivamente como uma rede de difração. O feixe difratado, além do desvio espacial devido a conservação do momento, tem sua freqüência deslocada pela freqüência de modulação devido a conservação da energia.

Como o ângulo de difração está ligado à freqüência de modulação, podemos redirecionar um feixe simplesmente variando a freqüência do sinal de RF. A intensidade do feixe difratado pode ser controlada através da potência do sinal de RF. Em nosso experimento o principal motivo da aplicação é o deslocamento da freqüência ótica e seu uso na varredura do campo eletromagnético injetado. Para um AOM ideal o feixe difratado tem as mesmas propriedades do feixe de entrada, a menos da freqüência e direção. Porém, para AOMs reais há evidências que ocorra um aumento do ruído de fase após a passagem pelo cristal [5]. Esse ruído adicionado estaria associado a parte do feixe incidente que difrataria nas bordas do cristal, mas sem modificar a freqüência, e parte dessa luz seria adicionada ao feixe de fato difratado, assim aumentando a incerteza em freqüência do feixe e, conseqüentemente, o ruído de fase. Em nossos experimentos, a existência ou não desse acréscimo de ruído ao feixe é irrelevante, devido ao grande ruído de fase já existente nos lasers de diodo. A utilização de AOMs em nossas medidas nos permitiu utilizar um único laser como fonte para produzir dois campos, o que garante uma relação de fase muito bem definida entre os campos. Podemos deslocar a freqüência de parte do feixe controladamente de algumas dezenas de MHz em relação à outra parte. O fato de usar lasers com a fase relativa travada possibilita a observação de estruturas muito mais estreitas nos sistemas de dois níveis com degenerescências, bem menores que a largura de linha natural ou a do laser.

5.3 O Sistema de Varredura: Os Moduladores Acusto-Ópticos

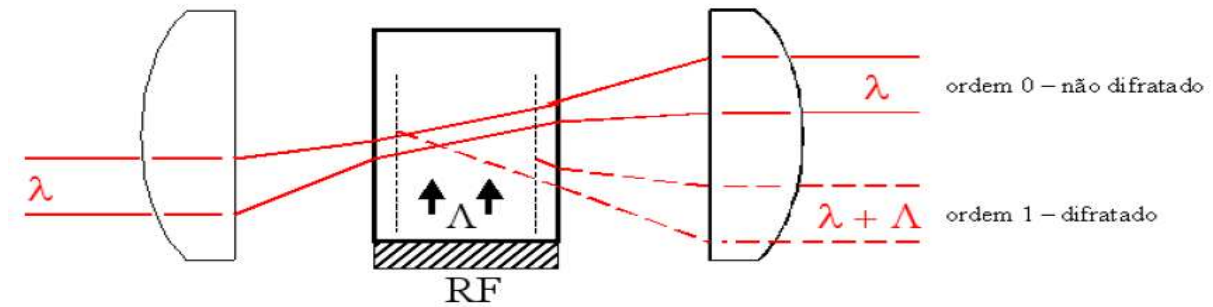


Figura 5.5: Esquema de um modulador acusto-ótico e a produção do feixe difratado [5].

Nós utilizamos um conjunto de moduladores (mod. 1250C-829A e 1206C) fabricados pela ISOMET, cujos cristais são de TeO_2 e de $PbMoO_4$, com frequências centrais em 220MHz e 110MHz, respectivamente, ambos com largura de banda de 45 MHz. A RF é fornecida por geradores da mesma empresa nos modelos D325 e D323B que podem ser controlada via um gerador de função.

A calibração dos moduladores é feita através de um Analisador de Espectros, como mostrada na figura 5.6, correspondendo à frequência da RF enviada em função da tensão da rampa produzida por um gerador de funções.

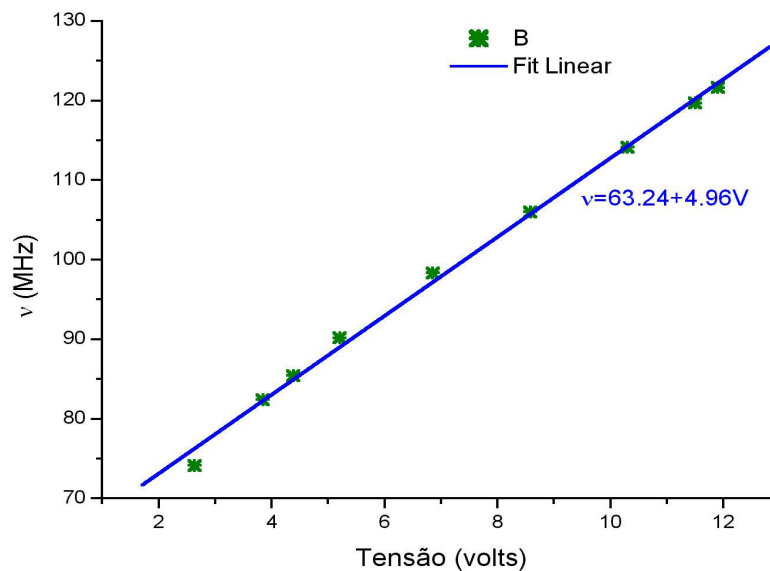


Figura 5.6: Frequência da RF em função da tensão da rampa.

5.4 A Célula de Vapor de Césio

O vapor de césio está confinado numa célula de vidro, num volume cilíndrico com 2.5 cm de diâmetro e 12 cm de comprimento, à temperatura do laboratório, cerca de 21 °C, sem gás buffer e sem parafina, que define uma pressão de 4.86×10^{-9} torr. Estas características determinam um fator de atenuação para a linha $\mathcal{D}_2$ para campos circularmente polarizados de 65%.

Uma vez que trabalhamos com a degenerescência dos níveis da estrutura hiperfina dos átomos é necessário o controle preciso do campo magnético ao qual estão submetidos. Como vimos, qualquer campo espúrio quebra a degenerescência dos sub-níveis atômicos, assim modificando os sinais que possam ser observados. Para evitar estes efeitos é necessário blindar os átomos de campos magnéticos externos indesejáveis, ou seja, criar uma região de campo magnético nulo.

Para isso, utilizamos aqui uma câmara de μ -metal com uma geometria cilíndrica de uma fotomultiplicadora sucateada. Esses materiais são ligas metálicas de níquel e ferro que podem apresentar permissividades de $\mu_m = 104$ a 106 Tm/A . Com a utilização dessa blindagem temos uma região aproximadamente livre de campos magnéticos espúrios.

Em geral, a principal fonte de campo magnético “espúrio” considerável é o próprio campo magnético terrestre, de aproximadamente 0.5 Gauss. Porém no ambiente do laboratório, devido à grande quantidade de equipamentos eletrônicos, é muito comum termos fontes adicionais de campos magnéticos “DC” alternados na frequência de 60 Hz (rede elétrica) e seus harmônicos.

Portanto, a célula de vidro é condicionada num suporte cilíndrico (plástico, PVC) no qual foi enrolado um solenóide que nos possibilita submeter a amostra atômica a um campo magnético de alguns Gauss, paralelo à direção de propagação do feixe laser.

5.5 Experimento 1: EIT-Doppler vs. Potência do Feixe Acoplamento

Descreveremos aqui, o esquema da figura 5.1 e mostraremos os resultados obtidos para a dependência da largura da EIT-Doppler em função da potência do feixe de acoplamento.

No capítulo 3, por uma aproximação teórica, obtivemos na equação 3.75, que a dependência da largura da EIT-Doppler Γ_{EIT}^D é linear com a intensidade ($I \propto \Omega^2$) do feixe de acoplamento. Vamos verificar aqui essa dependência.

O feixe laser é dividido em dois, por um divisor de feixes de 90% de transmissão. A reflexão (10%) é usada na experiência de absorção saturada. O feixe transmitido é direcionado para o experimento e que novamente é dividido em duas partes por uma placa de meia onda $\lambda/2$ e um cubo polarizador *PBS1*. Dessa forma as polarizações dos feixes que serão usados como feixe de acoplamento e como feixe de prova já estarão bem definidas.

O feixe de prova com polarização linear ortogonal ao feixe de acoplamento é enviado ao sistema de varredura determinado pelos AOM1 e AOM2. A primeira passagem do feixe de prova pelo AOM1 é feita focalizando-o sob o ângulo de Bragg, com uma lente de 20 cm de modo a garantir que todo o feixe passe pelo cristal, produzindo um deslocamento em frequência de 200 MHz em sua primeira ordem de difração (-1). A ordem zero é bloqueada. Executamos a mesma ótica para a passagem no próximo AOM2, com uma diferença: escolhemos o ângulo de Bragg² de forma a obter a primeira ordem positiva de difração, isto é, contrária ao primeiro AOM, de forma que o deslocamento em frequência é subtraído do primeiro em 100 MHz. Portanto retro-refletimos a ordem +1 no AOM2 sob o mesmo ângulo da nova entrada, de modo que também é gerada uma ordem positiva e assim anulando todo o deslocamento do primeiro AOM. Dessa forma com a utilização dos dois AOM podemos varrer a frequência do feixe de prova em torno da frequência do feixe de acoplamento, anexando ao controlador de RF do AOM2 um gerador de funções.

² Ângulo de incidência para se obter a máxima difração, previsto por uma equação simples, obtida por W. H. Bragg e seu filho W. L. Bragg em 1912 quando estes estudavam a estrutura cristalina do NaCl, primeira estrutura determinada por difração de raios-X.

5.5 Experimento 1: EIT-Doppler vs. Potência do Feixe Acoplamento

Os dois feixes, acoplamento e prova, se superpõem no $PBS2$ que os direciona até a célula, passando anteriormente por uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$) transformando as polarizações lineares em circulares σ_+ e σ_- , respectivamente para os feixes de acoplamento e prova. Portanto, ao incidir na célula os feixes possuem exatamente as condições para se gerar o sistema Λ e conseqüentemente o sinal de EIT-Doppler. Após à passagem pela célula os feixes encontram uma outra placa de um quarto de onda. O efeito total das duas é equivalente ao de uma placa de meia onda resultando na inversão das polarizações lineares entre os feixes que serão separados pelo cubo $PBS3$ para que possamos detectar o feixe de prova e assim obter o sinal de EIT-Doppler. Para detectar os feixes usamos fotodetectores amplificados da Thor Labs, modelo PDA36A.

Inserindo na montagem 5.1, um sistema de atenuação (atenuadores neutros) no caminho do feixe forte (acoplamento), podemos variar a sua intensidade de modo a verificar a dependência da largura do sinal de EIT-Doppler em função deste parâmetro. Os resultados obtidos estão mostrados na figura 5.7.

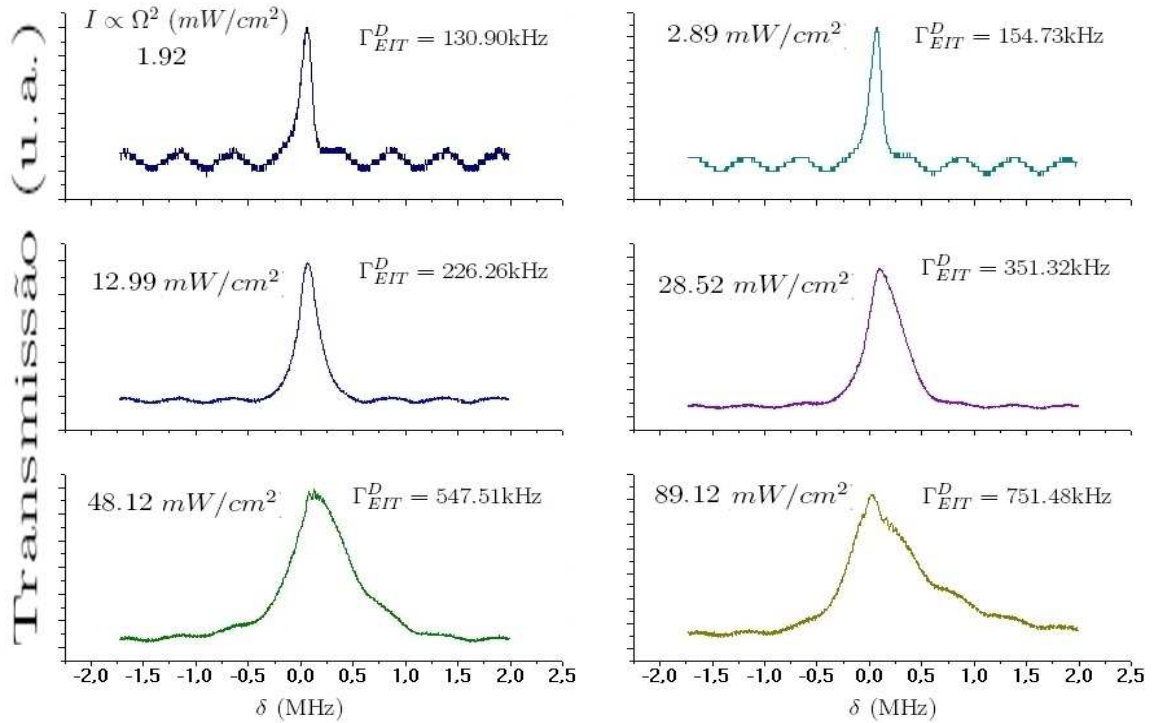


Figura 5.7: Visualização gráfica dos resultados experimentais obtidos com a maquete descrita na figura 5.1.

Agora, com a medida das respectivas larguras, podemos determinar a dependência da ressonância de EIT-Doppler em função da intensidade do feixe forte e ainda comparar o Experimento com a Teoria. A comparação é realizada a partir da inserção dos parâmetros γ_{bc} e β no modelo teórico (3.75). Estes parâmetros são extraídos diretamente do experimento, onde fizemos um ajuste linear nos pontos experimentais para obter γ_{bc} a partir do coeficiente linear desse ajuste. O ajuste linear nos permite obter um γ_{bc} experimental da ordem de 62 kHz . O parâmetro β é determinado a partir de um ajuste entre uma largura experimental e uma teórica, através da relação $\Omega = \gamma' \sqrt{\beta I}$, tal que $\gamma' = 2\pi 5.2 \text{ MHz}$ (decaimento espontâneo do nível excitado), a intensidade I sendo a variável obtida do experimento e Ω a frequência de Rabi do feixe forte que utilizamos na simulação numérica. Ainda, o parâmetro β é um parâmetro de ajuste que inclui diversos fatores experimentais que são impossíveis de se controlar. A partir deste ajuste, obtemos $\beta = 0.0082 \text{ (mW/cm}^2\text{)}^{-1}$, que determina então todas as frequências de Rabi Ω que serão utilizadas na simulação numérica para obtermos a curva teórica $\Gamma_{EIT}^D(\Omega)$.

As larguras das ressonâncias de EIT são mostradas na figura 5.8 para diferentes intensidades do feixe de acoplamento. Nesta mesma figura, mostramos a curva teórica calculada a partir da teoria desenvolvida no capítulo 3, utilizando os parâmetros γ_{bc} e Ω determinados de acordo com os ajustes discutidos acima. Como mostra a figura 5.8, podemos comprovar o acordo entre Teoria e Experimento, isto é, a dependência é linear em ambas.

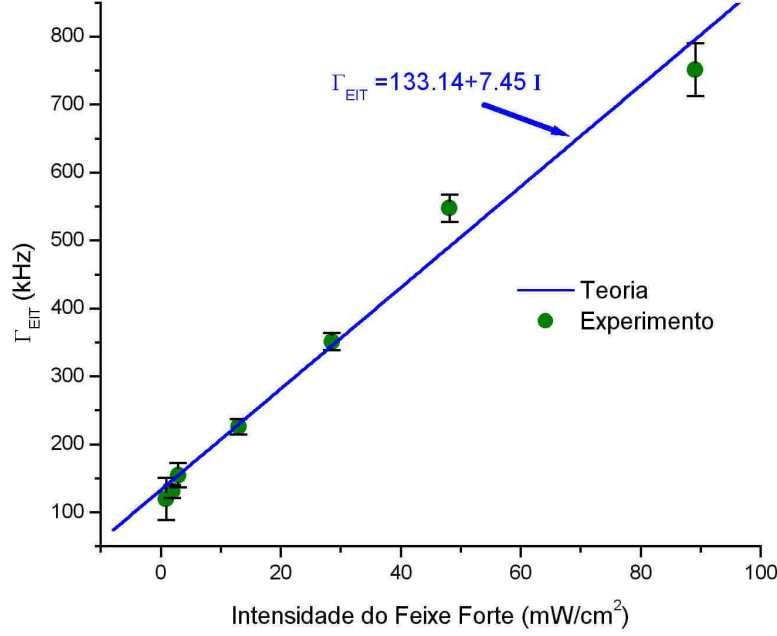


Figura 5.8: Dependência da Largura do pico de EIT-Doppler em função da potência do feixe forte. Resultados teóricos e experimentais para comparação.

Considerando um mecanismo de relaxação determinado pelo tempo de voo do átomo pela região de interação, temos que em diâmetros típicos $\sim 2 \text{ mm}$ e nas condições do vapor de césio ($u = 200 \text{ m/s}$), podemos estimar $\gamma_{bc} \approx 100 / \text{kHz}$ que é da mesma ordem do valor medido experimentalmente. Dessa forma concluímos que o mecanismo de defasagem é predominantemente determinado pelo tempo de voo, conforme previsto por por Figueroa *et al* [36].

5.6 Experimento 2: A Dupla EIT-Doppler vs B_{EXT}

A montagem 5.1 é levemente alterada por introduzir um solenóide responsável pelo campo magnético uniforme externo e dois espelhos para retro-refletir os feixes sobre a célula, assim gerando a dupla ressonância de EIT-Doppler. A nova montagem é mostrada na figura 5.9.

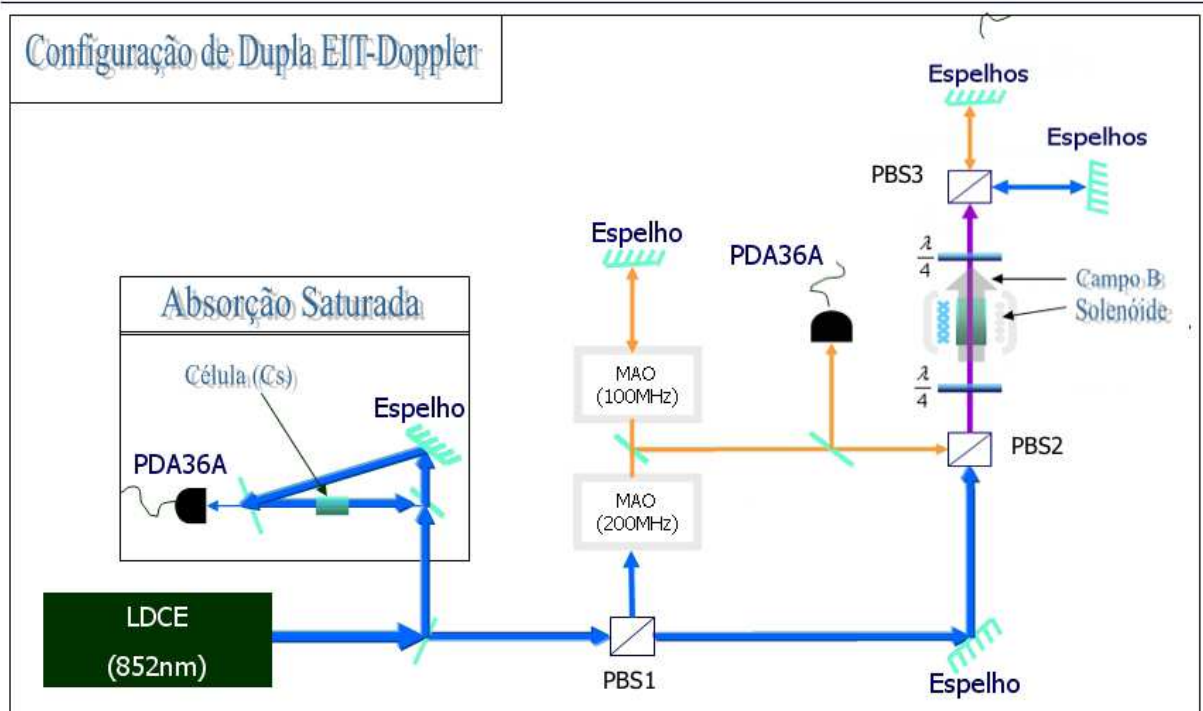


Figura 5.9: Montagem para o experimento de Dupla EIT-Doppler versus o campo magnético.

5.6.1 Solenóide e o Campo Externo

O solenóide foi confeccionado em pvc, com um diâmetro de 4.54 cm interno e 5.22 cm de diâmetro externo, tal que já está contabilizado o adicional devido à camada de fio condutor, com 1 mm de diâmetro, enrolado em 125 espiras, cujo solenóide possui 13.45 cm de comprimento total, como mostra a figura 5.10.

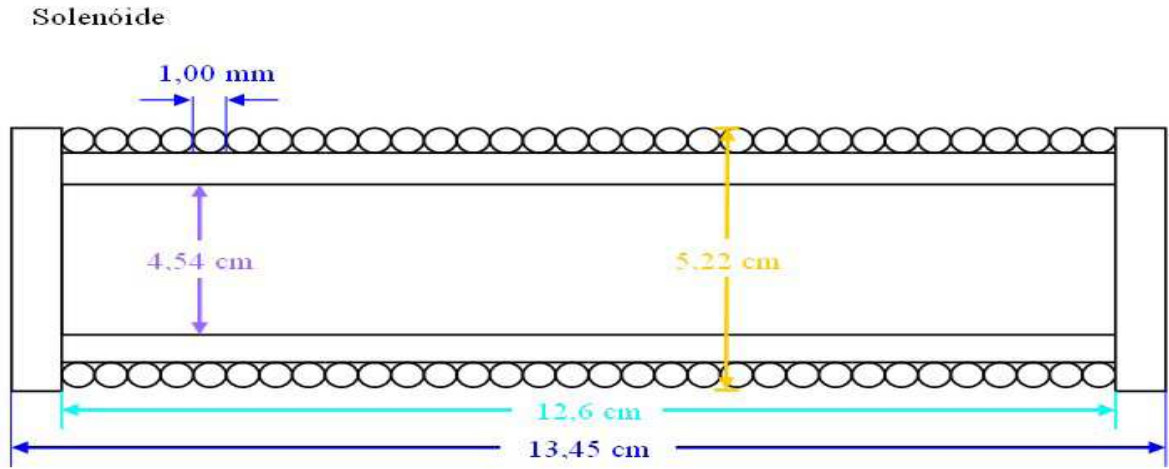


Figura 5.10: O solenóide usado na maqueta da dupla EIT-Doppler.

Este solenóide tem as dimensões exatas para se encaixar internamente na blindagem de μ -metal. A inomogeneidade longitudinal do campo é de $\approx 4\%$ dentro da célula, conforme medidas realizadas para o campo magnético utilizando uma ponta Hall em vários pontos ao longo do eixo do solenóide. A ponta Hall foi gentilmente cedida pelo professor Fernando Machado, professor do departamento de física da UFPE. Esta inomogeneidade é desprezada na região da célula, pois nesta, o solenóide é considerado longo o suficiente para se desprezar os efeitos das bordas.

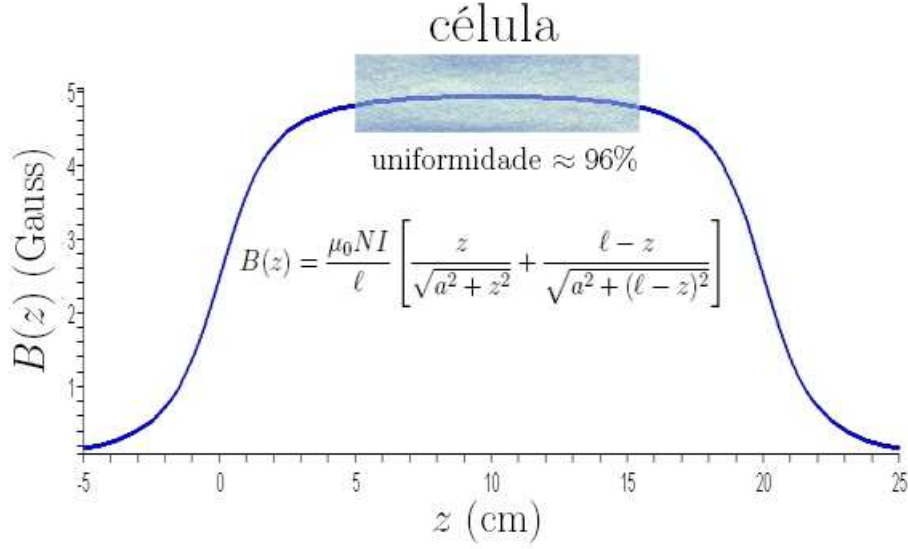


Figura 5.11: Modelo teórico do solenóide.

5.6.2 As medidas

As medidas foram realizadas com o laser travado a 150 MHz abaixo da frequência da transição $3 - 2'$, isto é, $\Delta_{ab} = \omega_{ab} - \omega_1 + \Delta$ e $\Delta_{ac} = \omega_{ab} - \omega_1 + \Delta$ com $\Delta = 150$ MHz, para evitarmos que os feixes induzam transições entre outros níveis, p. e. $3 - 3'$. Note ainda que a condição de ressonância Raman (Δ_{cb}) de dois fótons da EIT-Doppler não é alterada. Com esta desintonia a contribuição para o sinal de EIT-Doppler pelo grupo de átomos em repouso é muito reduzida. Desse modo aumentamos a confiabilidade de nossa aproximação teórica realizada ao desprezar a interação com o ensemble de átomos em repouso, pois todos os feixes (2 de ida e 2 de volta) interagem simultaneamente com este grupo. Essa dessintonia confere um pequeno caráter dispersivo às ressonâncias de EIT-Doppler, porém, nada que venha modificar de forma crítica a forma de linha dessas ressonâncias.

Seguindo a montagem 5.9, temos que os feixes que atravessam o $PBS3$ são retro-refletidos, de modo que, na volta, ao passarem novamente pela placa de $\lambda/4$ adquirem polarizações circulares contrárias aos feixes da vinda, reincidindo na célula. A célula está submetida a um campo magnético externo do solenóide, controlado por uma fonte de

corrente. Esta fonte está em série com um multímetro que foi usado para aumentarmos a precisão da medida da corrente. Os feixes da volta ao saírem da célula, passam novamente pela primeira placa de $\lambda/4$ que restaura suas polarizações iniciais. Inserindo uma placa separadora de feixes no caminho do feixe de prova, refletimos parte dele que é detectada pelo fotodetector PDA36A e o sinal é enviado a um osciloscópio.

Variando o campo magnético temos diferentes deslocamentos, que definimos como X_c , entre os picos, tal que esta distância é definida em relação ao centros de cada um, veja figura 5.12.

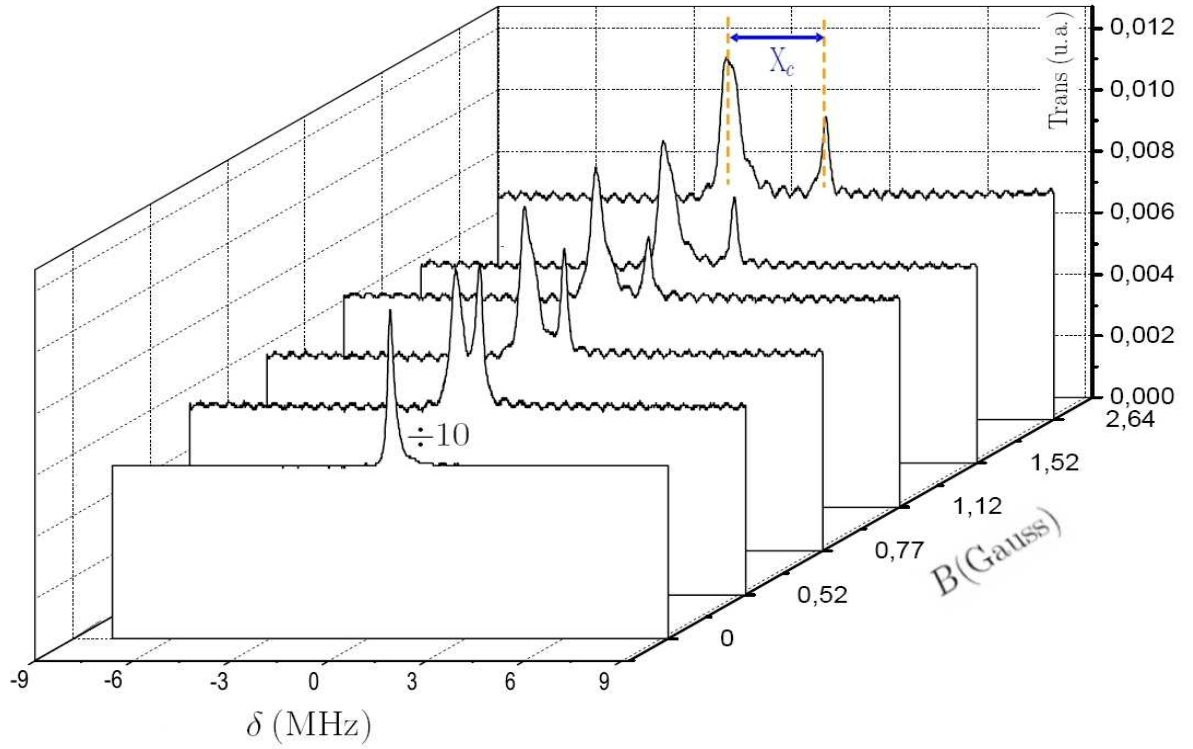


Figura 5.12: Variação da distância entre as janelas da Dupla EIT-Doppler por aplicação do campo magnético externo. A curva para $B=0$ está em uma escala 10 vezes menor.

A dependência é determinada calculando-se para cada campo as separações entre os picos. Como mostra a figura 5.13, obtivemos que a dependência é linear, concordando com resultados similares obtidos por Jin-Yue Gao *et. al* na referência [73] em uma outra configuração. O coeficiente angular é obtido por um “fit” realizado através da utilização de

um programa científico para tratamento dos dados. Este coeficiente, como foi calculado, fornece para o nível hiperfino $f = 3$ um deslocamento Zeeman, por unidade de campo magnético igual a 0.29MHz/G , o que está em bom acordo com os dados obtidos por D. Steck [3].

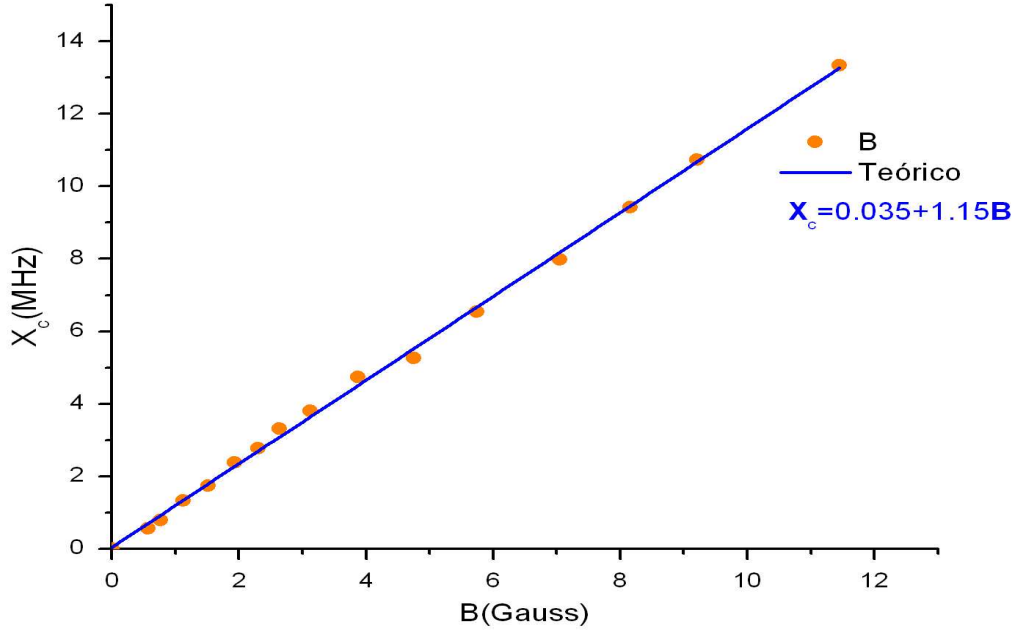


Figura 5.13: Dependência da ressonância de Dupla EIT-Doppler em função do campo aplicado.

Para que o leitor realmente se convença que se trata de uma dupla ressonância de EIT-Doppler como aquela teoricamente prevista no capítulo 4, vamos aqui caracterizá-la realizando alguns testes. Primeiramente esperamos que para todos os feixes ligados, isto é, os feixes prova e acoplamento da ida (α_1 e Ω_1) e os feixes prova e acoplamento da volta (α_2 e Ω_2) interagindo com o meio, e com o campo magnético externo desligado as contribuições dos sinais nas configurações Λ -Stokes e Λ -anti-Stokes, respectivamente a ida e volta, se superpõem no zero da coordenada. Ao ligarmos o campo magnético, ainda com todos os lasers ligados (α_1, Ω_1) o sinal da ida (α_1, Ω_1) e o da volta (α_2, Ω_2) sofrem deslocamentos diferentes para cada uma das configurações, como vimos anteriormente

5.6 Experimento 2: A Dupla EIT-Doppler vs B_{EXT}

no capítulo 4, isto é, esperamos encontrar as duas janelas de EIT-Doppler deslocadas em relação ao zero em sentidos contrários. Portanto, se mantivermos o mesmo campo magnético e desligarmos o acoplamento da volta, isto é $\Omega_2 = off$ a janela de EIT-Doppler referente à configuração Stokes deve desaparecer. E ainda se desligarmos o acoplamento da ida, isto é equivalente a desligar todos os acoplamentos, então vemos somente a absorção linear com alargamento Doppler. Os espectros 5.14 mostram os resultados obtidos para cada uma das situações descritas, ou seja, comprova cada um dos testes, de forma que podemos concluir que realmente se trata de uma dupla ressonância de EIT-Doppler.

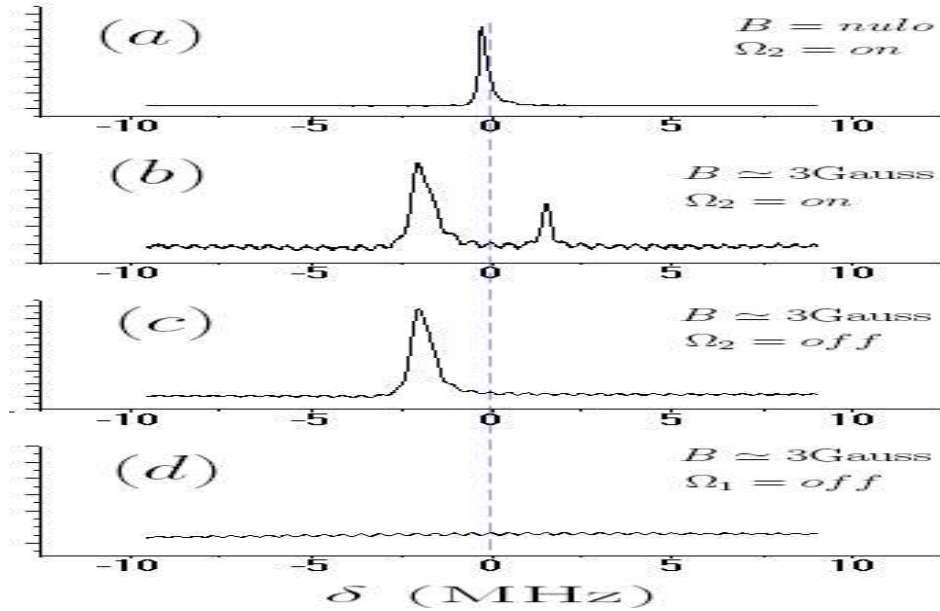


Figura 5.14: (a) Curva obtida em campo magnético nulo com todos os feixes ligados. (b) Curva com campo magnético da ordem de 3G aplicado e todos os feixes ligados. (c) Campo magnético da ordem de 3G aplicado e o feixe de acoplamento da volta desligado. (d) Campo magnético da ordem de 3G aplicado e os dois feixes de acoplamento desligado.

Portanto, nossa técnica permite determinar, em campos magnéticos da ordem de alguns Gauss, deslocamentos Zeeman com boa precisão. A incerteza em se determinar o centro da janela de EIT-Doppler é escrita de acordo com a literatura [74], como:

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{S/R} \quad (5.1)$$

onde $\Delta\nu$ é a largura a meia altura da janela de EIT-Doppler mais largo na dupla ressonância, S é a amplitude do sinal associado ao contraste da janela de EIT-Doppler e R a amplitude do ruído. Determinamos as amplitudes do sinal (S) e do ruído (R). Como mostra a figura 5.15, desenhando duas linhas tangentes aos picos de ruído, podemos determinar a amplitude R do ruído pela distância vertical entre essas duas linhas. A amplitude S do sinal é determinada a partir da distância do ponto médio entre as linhas tangentes dos picos de ruído e uma linha tangente ao pico que determina o sinal [75].

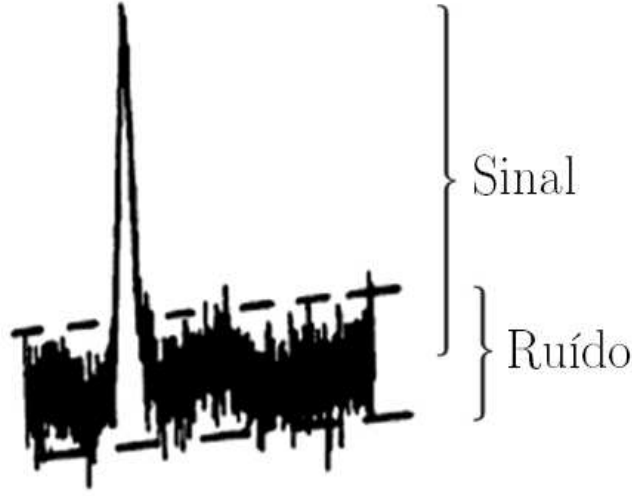


Figura 5.15: Determinação da razão sinal-ruído.

Então usando o fato que o deslocamento Zeeman, entre a dupla janela de EIT-Doppler, é dado por $X_c = 2\Delta\mathcal{Z} = \frac{4\mu_e g_f m_f B}{\hbar}$ temos que

$$\frac{\delta\nu}{X_c} = \frac{\delta B}{B} = \frac{\Delta\nu}{X_c S/R} \quad (5.2)$$

Para um deslocamento Zeeman X_c da Ordem de 10 MHz ($B \sim 10$ Gauss), nossas larguras típicas de ressonâncias de EIT-Doppler da ordem de 100 KHz, e determinando uma relação $S/R \simeq 100$, temos que a incerteza na medida do campo magnético é dada por

$$\frac{\delta B}{B_0} = 10^{-4}$$

Algumas limitações para o método são: a largura das ressonâncias coerentes utilizadas, o limite da variação linear do efeito Zeeman devido ao modelo teórico, a relação sinal-ruído e as intensidades dos feixes, tal que menores intensidades levam a uma melhor precisão, mas reduzem o sinal. No limite de baixas intensidades, as larguras das janelas de EIT-Doppler, como vimos no capítulo 3, dependem exclusivamente da taxa de relaxação da coerência γ_{bc} dos níveis inferiores do sistema Λ . Estas taxas podem ser reduzidas utilizando “gas buffer” (gás tampão)³, que aumenta o tempo de interação dos átomos com o feixe e recobrando as paredes da célula com parafina de modo a evitar a troca do spin atômico devido aos choques com a parede, vide Budker *et al* [76]. Com superfícies tratadas, Budker obteve ressonâncias com largura da ordem de 1.3 Hz.

Uma vez que reduzimos a taxa γ_{bc} , reduzimos também a relação sinal-ruído, pois, como vimos na secção 3.2.2, o contraste da EIT aumenta quando γ_{bc} diminui. Wynands obteve relações de sinal-ruído da ordem de 30000, veja [74].

Com os valores da literatura acima citada, poderíamos estimar o campo magnético com uma incerteza relativa de

$$\frac{\delta B}{B_0} = 10^{-11} \quad (5.3)$$

.

5.6.3 Variações Experimentais

Uma dupla ressonância de EIT-Doppler pode ser obtida na configuração do experimento 1 (fig. 5.1) por adicionar o solenóide e retirar as placas de um quarto de onda, isto é, aplicando-se o campo magnético co-propagante com os feixes, cujas polarizações, agora, são lineares e ortogonais.

Nesta configuração de polarizações lineares, ambos os feixes se acoplam com ambas as transições $a-b$ e $a-c$, como mostra a figura 5.16, pois, as polarizações dos feixes são ortogonais ao campo magnético, cada feixe possui componentes de polarização σ_+ e σ_- e induzem portanto transições com $\Delta m_f = \pm 1$, conforme mostrado na figura 5.16.

³ São gases inertes, geralmente nobres, que reduz o momento de outros gases mais leves por colisão elástica, adicionando assim um comportamento difusivo aos vapores de interesse.

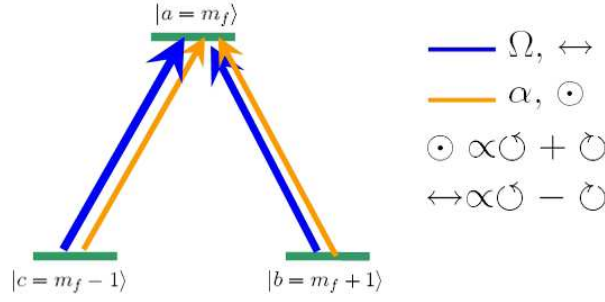


Figura 5.16: Feixes com polarizações lineares ortogonais interagindo com um sistema de dois níveis com degenerescência Zeeman.

Então ao ligarmos o campo magnético os sub-níveis Zeeman são deslocados, como vimos no capítulo 4, e por consequência direta das duplas transições realizadas pelos feixes com polarizações lineares ortogonais, temos três ressonâncias distintas, duas associadas à formação de configurações Λ -Stokes e Λ -anti-Stokes, e uma terceira ressonância ($\delta = 0$) relacionada a uma ressonância de população em sistemas de dois níveis abertos [77], formada quando os feixes estão na mesma transição, figura 5.17.

Nesta configuração, o feixe é detectado pelo PDA36A em transmissão simples, logo após o PBS3, e o espectro está mostrado na figura 5.18.

Dessa forma podemos concluir que a técnica por nós desenvolvida e descrita no capítulo 4, é vantajosa no sentido de eliminar a ressonância central que limita a determinação do campo magnético à sua largura de linha.

Uma outra forma de se determinar o campo magnético seria utilizando a configuração mostrada na figura 5.1 com campo magnético paralelo aos feixes configurados em polarizações circulares, obtendo assim uma única ressonância de EIT-Doppler (Stokes ou anti-Stokes). Entretanto, esta técnica estaria limitada pela incerteza na determinação do valor correspondente a $\delta = 0$. Embora este valor possa ser determinado através da medida dos batimentos entre os feixe forte e sonda, a precisão desta medida estaria limitada pela largura dos lasers que são da ordem de ~ 1 MHz.

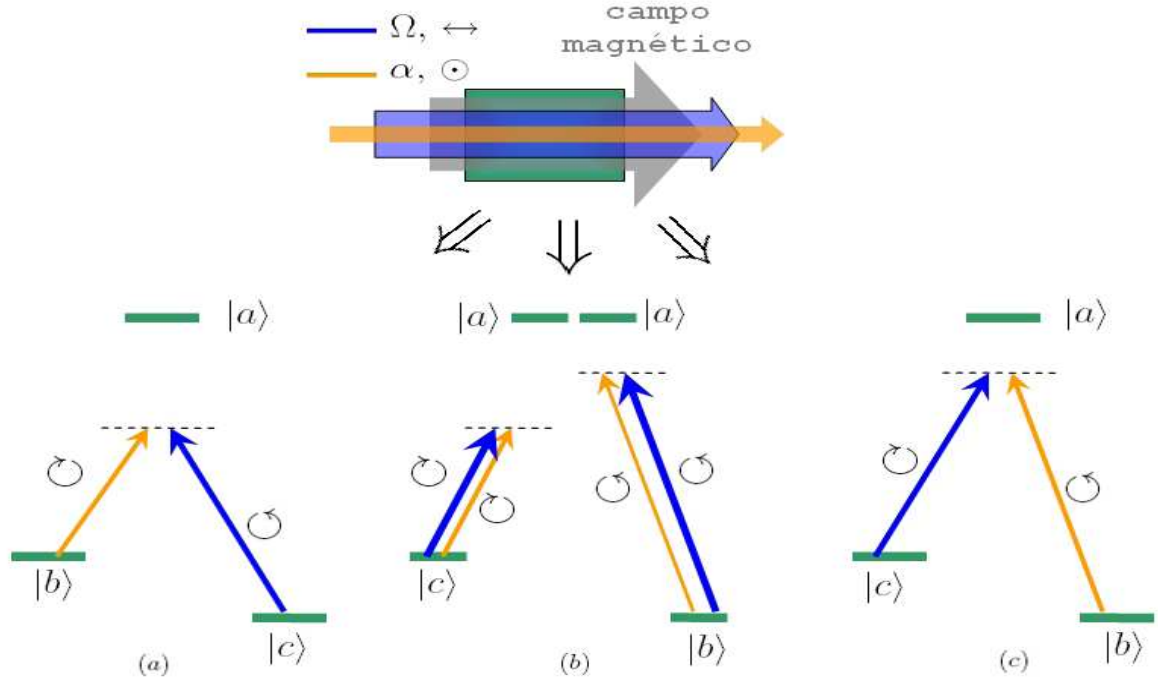


Figura 5.17: Após a aplicação do campo magnético o sinal de EIT-Doppler se desdobra em três ressonâncias distintas entre si. (a) Ressonância de EIT-Doppler em uma configuração Λ -Stokes. (b) Ressonância de dois campos num sistema de dois níveis para respectivas coincidências das polarizações dos campos. (c) Ressonância de EIT-Doppler numa configuração Λ -anti-Stokes.

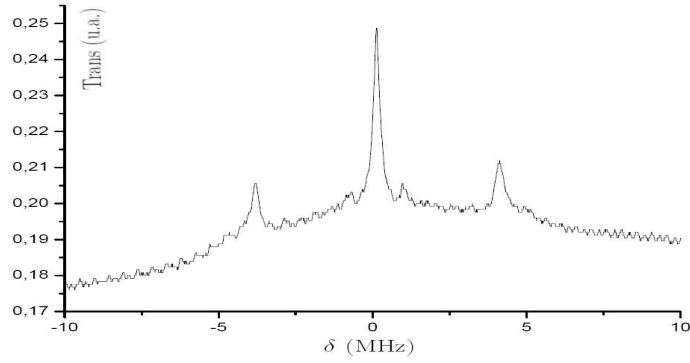


Figura 5.18: Espectro mostrando as três ressonâncias correspondendo, respectivamente, às configurações em (a), (b) e (c) da figura 5.16.

5.6.4 Observação de um Sinal Coerente Não Relacionado à EIT-Doppler

Um fato importante que observamos na configuração (fig. 5.9), na condição de ressonância ($\Delta = 0$), foi o surgimento de um feixe conjugado enquanto era realizado a preparação do sistema quando desligávamos a volta do feixe de prova ($\alpha_2 = off$) para retro-refletir o feixe de acoplamento. Esta configuração de alinhamento é justamente a configuração típica para observação do processo de mistura de quatro ondas, ou seja, víamos um sinal coerente (feixe conjugado) mesmo desligando a volta do feixe de prova, que implicaria em não detectarmos nenhum sinal no osciloscópio. Esta mistura de quatro ondas abre um novo horizonte para a bancada experimental de forma que podemos estudar sua correlação com o sinal de EIT-Doppler.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação apresentamos um estudo teórico e experimental das ressonâncias de EIT-Doppler e da sua relação com o efeito Zeeman em sistemas de dois níveis degenerados. Desenvolvemos uma técnica de produção de duas janelas de EIT-Doppler através da aplicação direta de um campo magnético externo.

Em nosso trabalho apresentamos um modelo teórico para a interação entre os feixes de prova e de acoplamento com um sistema de três níveis numa configuração do tipo Λ , onde 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 nos permitiu calcular o espectro de absorção do feixe de prova para átomos inicialmente em repouso, isto é, o meio homogeneamente alargado. Em seguida consideramos o meio alargado inhomogeneamente pelo efeito doppler e integramos numericamente em todas as classes de velocidades obtendo o espectro de absorção do feixe de prova num vapor atômico, tal que, foi possível verificar que a janela de EIT se estreita, em relação à janela de EIT para átomos parados, ao levarmos em conta o efeito Doppler. Determinamos, ainda que o principal mecanismo de descoerência da janela que determina a largura da EIT-Doppler, é determinado pelo tempo de trânsito dos átomo através dos feixes.

Descrevemos, em linhas gerais, o átomo de césio, sua estrutura fina, hiperfina e sua interação com campos magnéticos externos. Também descrevemos a linha atômica utilizada em nosso experimento, a linha $\mathcal{D}_2$ do césio. Apresentamos uma técnica bastante conhecida para fazermos a espectroscopia dos estados hiperfinos da linha $\mathcal{D}$, 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. Ainda, apresentamos os AOMs que constituíram o sistema de varredura.

A vantagem prática da nossa montagem com AOMs é que o estudo desses sistemas e a espectroscopia dos níveis podem ser realizadas com um único laser. Podemos obter os dois campos de um mesmo campo original e, portanto, temos campos com uma relação de fase muito bem definida, que permite observar estruturas muito mais estreitas do que seria possível se utilizássemos dois lasers completamente independentes. Isto nos permite usar um aparato experimental bem mais simples.

Observamos ressonâncias de EIT-Doppler no vapor de césio e medimos o seu alargamento em função da intensidade do feixe forte. Nitidamente a dependência da largura da ressonância de EIT-Doppler com a intensidade do feixe de acoplamento foi linear tal como previsto pelo modelo teórico e pela simulação numérica. Ainda, a partir da extrapolação da reta das larguras experimentais ao zero da intensidade, fomos capazes de determinar um γ_{bc} experimental da ordem de 62 kHz, comprovando que o principal mecanismo de defasamento é o tempo de voo do átomo pela região de interação como previsto por Figueroa *et al* [36].

Ao estudarmos a relação da ressonância de EIT com o efeito Zeeman fomos capazes de produzir uma configuração experimental para se observar uma dupla ressonância de EIT-Doppler através da aplicação direta de um campo magnético. Isto nos permitiu estabelecer um aparato para se medir deslocamentos Zeeman e conseqüentemente campos magnéticos com alta precisão.

Utilizando a configuração de dupla ressonância de EIT-Doppler foi permitido medir o deslocamento Zeeman com precisão limitada pela largura de ressonância. Nesta configuração medimos campos magnéticos da ordem de 10 G com incerteza relativa de 10^{-4} . Com

os melhores valores da literatura que foram atingidos experimentalmente para ressonâncias de EIT, estimamos que esta técnica pode levar a uma incerteza relativa de 10^{-11} para campos magnéticos da ordem de 10 Gauss, que em comparação com magnetômetros baseados em SERF como descritos na introdução deste trabalho, são considerados grandes campos, pois estes SERF-Magnetômetros são limitados a campos da ordem de mG. A vantagem de se utilizar a configuração dupla e não uma simples configuração é a de eliminar ressonâncias estreitas não relacionadas ao deslocamento Zeeman.

Ainda, nessa configuração observamos um sinal de mistura de quatro ondas que possibilita novos campos de estudo, por exemplo, podemos estudar suas correlações com as ressonâncias de EIT-Doppler.

Apêndice A

Rotina de Integração

Rotina em “C++” usada para calcular a integral do sinal de EIT-Doppler no capítulo 3, particularmente na equação 3.63:

```
/*-----*/
/*Pacotes*/
/*-----*/

#include <stdlib.h>
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <string.h>

/*-----*/
/*Definição de Constantes*/
/*-----*/

#define pi 3.14159265358979323848

/*Número de Pontos*/

#define numpointsMAXv 5000
#define numpointsMAXDelta 5000

/*Tamanho do incremento das velocidades*/

#define v0 -800.0 /*velocidade inicial*/
#define vf 800.0 /*velocidade final*/

/*Tamanho do incremento do delta*/
```

```

#define Delta0 -2.0
#define Deltaf 2.0

/*Normalização e Velocidade mais Provável*/

#define v_med 40000.0
#define Norm_fact 1e-2

/*-----*/
/*Funções e Variáveis Globais*/
/*-----*/

/*Variáveis de Arquivo*/

FILE *file;
FILE *arq;
FILE *W;

/*Variáveis de Entrada*/

double a,b=1,c,Omega;

/*Funções Globais*/

/*Nome do Arquivo*/
int getname(char name[99])
{
    printf("\nEntre com o nome: ");
    scanf("%s",name);
    printf("\n");
    return(1);
}

/*Leitura dos Parametros*/
double parametros()
{
    printf("Entre com os Parametros (em unidades de gamma):\n");
    printf("\nGamma[bc]: ");
    scanf("%lg",&a);
    printf("\nDetunning: ");
    scanf("%lg",&c);
    printf("\nOmega: ");
    scanf("%lg",&Omega);
    return 0;
}

```

```

}
/*Quadrado*/
double sqr(const double x)
{
    return x*x;
}
/*Im{X}*/
double X(const double Delta, const double v)
{
    double delta = Delta;
    return (a*(b*a-c*delta-sqr(delta)-.4*v*delta+sqr(Omega))
/(sqr(b*a-c*delta-sqr(delta)-.4*v*delta+sqr(Omega))+
sqr(b*delta+c*a+delta*a+.4*v*a))+
delta*(b*delta+c*a+delta*a+.4*v*a)
/(sqr(b*a-c*delta-sqr(delta)-.4*v*delta+sqr(Omega))
+sqr(b*delta+c*a+delta*a+.4*v*a)));
/*junte todo esse comando do return acima em apenas uma LINHA!*/
}

/*Distribuição de Velocidades*/

double Boltzmann(const double v)
{
    return Norm_fact*exp(-sqr(v)/v_med);
}
/*Fim de Funções Globais*/

/*-----*/
/*Rotina*/
/*-----*/

int main(argc, argv)
char *argc, **argv;
{
    char name[99];
    char info[100]="Info";
    long i, j,k, numpoints=numpointsMAXv;
    double dv=(vf-v0)/numpoints;
    double y[100000], x[100000], ymax, ymin, fwhm, hm, x1, x2;
    double dDelta=(Deltaf-Delta0)/numpointsMAXDelta;
    double Ab=0.0;
    double delta, v;

/*Chamada dos Parâmetros de Entrada*/

```

```

parametros();

/*Teste da Abertura de Arquivos*/
fprintf(stderr, "\n");

if ( (int) argc<2 )
{
    fprintf(stderr, "\nPara o arquivo de saida,");
    getname(name);
    if (NULL==(file=fopen(name,"wt")))
    {
        fprintf(stderr,"%s: nao consegui criar o arquivo: %s\n", argv[0],
            name);
        return 1;
    }
}
else
{
    strcpy(name,argv[1]);
    if (NULL==(file=fopen(name,"wt")))
    {
        fprintf(stderr,"%s: nao consegui criar o arquivo: %s\n", argv[0],
            name);
        return 1;
    }
}

/*Integral em Velocidades*/

delta=Delta0;
for (i=0; i< numpoints; i++)
{
    Ab=0.0;
    for (j=0, v=v0; j<numpointsMAXv; v+=dv, j++)
    {
        Ab+=dv*X(delta,v)*Boltzmann(v);
    }
    fprintf(file, "%lg %lg\n", delta, Ab);
    delta+=dDelta;
}

/*Observação: insira aqui o algoritmo de integração que preferir*/

fclose(file);

```

```

/*Calculo da Largura*/

file=fopen(name,"r");
i=0;
while(!feof(file))
{
    fscanf(file,"%lg",&x[i]);
    fscanf(file,"%lg",&y[i]);
    i++;
    k=i;
}
fclose(file);
for(i=0;i<=k-2;i++)
{
    if(i==0)
    {
        ymax=y[i];
        ymin=y[i];
    }
    else
    {
        if(y[i]>ymax)
        {ymax=y[i];}
        if(y[i]<ymin)
        {ymin=y[i];}
    }
}
hm=(ymax+ymin)/2;
for(i=1;i<=k-2;i++)
{
    if(fabs(y[i])<=fabs(hm)&&fabs(y[i-1])>=fabs(hm))
    {x1=x[i];}
    if(fabs(y[i+1])>=fabs(hm)&&fabs(y[i])<=fabs(hm))
    {x2=x[i];}

}
fwhm=x2-x1;
if((W=fopen("WxP.txt","r"))==NULL)
{
    W=fopen("WxP.txt","w");
    fprintf(W,"%lg",fabs(fwhm));
}
else
{

```

```
        W=fopen("WxP.txt","r+");
        fseek(W,0,SEEK_END);
        fprintf(W,"\n%lg",fabs(fwhm));
    }
    fclose(W);
/*Escrita dos Parametros no Info*/
strcat(info,name);
arq=fopen(info,"w");
fprintf(arq,"gamma[bc]=%lg\ngamma=%lg \nDetunning=%lg
\nOmega=%lg\nymin=%lg\nymax=%lg\nx1=%lg
\nx2=%lg\nhm=%lg\nlargura=%lg", a, b, c,
Omega,ymin,ymax,x1,x2,hm,fabs(fwhm));
/*junte todo esse comando do fprintf acima em apenas uma LINHA! */

fclose(arq);
}
```

Referências Bibliográficas

- [1] J. D.-R. e. G. G. Claude Cohen-Tannoudji, *Atom-Photon Interactions - Basic Processes and Applications*, John Wiley & Sons, 1992.
- [2] C. Y. Ye and A. S. Zibrov, Phys. Rev. A **65**, 023806 (2002).
- [3] D. A. Steck., Cesium d line data, <http://george.ph.utexas.edu/dsteck/alkalidata>, 2003.
- [4] F. Braz Matos dos Santos, Dependência angular de uma ressonância de transparência induzida eletromagneticamente: Aplicação à velocimetria de Átomos frios, Master's thesis, 2005.
- [5] L. S. da Cruz, *Flutuações de Campos Eletromagnéticos Interagindo com Meios Atômicos Coerentemente Preparados*, PhD thesis, IF-USP, 2005.
- [6] A. Imamoglu and S. E. Harris, Opt. Lett. **14**, 1344 (1989).
- [7] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 2593 (1991).
- [8] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, Nature **414**, 413 (2001).
- [9] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
- [10] T. Chanelière et al., Nature **438**, 833 (2005).
- [11] M. D. Eisaman et al., Nature **438**, 837 (2005).
- [12] H. Schmidt and A. Imamoglu, Opt. Lett. **21**, 1936 (1996).

- [13] M. O. Scully, S.-Y. Zhu, and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2813 (1989).
- [14] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1033 (1989).
- [15] M. O. Scully and M. Fleischhauer, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1360 (1992).
- [16] L. M. e. G. O. G. Alzetta, A. Gozzini, *Il Nuovo Cimento*, **36B:5** (1976).
- [17] O. A. Kocharovskaya and Y. I. Khanin, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **48**, 630 (1988).
- [18] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Reviews of Modern Physics* **77**, 633 (2005).
- [19] Y.-q. Li and M. Xiao, *Phys. Rev. A* **51**, 2703 (1995).
- [20] J. Gea-Banacloche, Y.-q. Li, S.-z. Jin, and M. Xio, *Phys. Rev. A* **51**, 576 (1995).
- [21] B. Ham, P. Hemmer, and M. Shahriar, *Opt. Commun.* **144**, 227 (1997).
- [22] E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, P. Hemmer, and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* **66**, 063802 (2002).
- [23] J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3062 (1991).
- [24] F. S. Cataliotti, C. Fort, T. W. Hänsch, M. Inguscio, and M. Prevedelli, *Phys. Rev. A* **56**, 2221 (1997).
- [25] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Nature* **397**, 594 (1999).
- [26] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).
- [27] M. Stahler, S. Knappe, C. Affolderbach, W. Kemp, and R. Wynands, *Europhys. Lett.* **54**, 323 (2001).
- [28] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP Letters* **72**, 119 (2000).
- [29] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee, and M. O. Scully, *Phys. Rev. A* **66**, 013805 (2002).

- [30] A. M. Akulshin, A. A. Celikov, and V. L. Velichansky, *Opt. Commun.* **84**, 139 (1991).
- [31] M. D. Lukin et al., *Phys Rev. Lett.* **79**, 2959 (1997).
- [32] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, and L. Hollberg, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1545 (2001).
- [33] M. Erhard and H. Helm, *Phys Rev. A* **63**, 043813 (2001).
- [34] C. Y. Ye and A. S. Zibrov, *Phys. Rev. A* **65**, 023806 (2002).
- [35] P. R. S. Carvalho, L. E. E. de Araujo, and J. W. R. Tabosa, *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **70**, 063818 (2004).
- [36] E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel, and A. I. Lvovsky, *Optics Letters* **31**, 2625 (2006).
- [37] M. Hämäläinen, R. Hari, R. J. Ilmoniemi, J. Knuutila, and O. V. Lounasmaa, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 413 (1993).
- [38] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **76**, 325 (2003).
- [39] G. Bison, R. Wynands, and A. Weis, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 77 (2005).
- [40] R. J. M. M. J. S. Johnston and B. Y. Sasai, *Seismological Soc. Am.* **84**, 792 (1994).
- [41] C. J. Berglund et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1879 (1995).
- [42] P. D. D. Schwindt et al., *Applied Physics Letters* **85**, 6409 (2004).
- [43] V. Acosta et al., *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **73**, 053404 (2006).
- [44] D. Budker and M. Romalis, *Nature Physics* **3**, 227 (2007).
- [45] U. Fano, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 74 (1957).
- [46] W. H. Zurek, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 715 (2003).

- [47] L. Alcácer, *Introdução à Química Quântica Computacional*, IST Press, 2007.
- [48] P. R. Silva de Carvalho, Dependência angular de uma ressonância de transparência induzida eletromagneticamente em vapor atômico, Master's thesis, 2004.
- [49] J. H. E. e. L. Allen, *Optical Resonance and two-level atoms*, Dover Publications, Inc, 1983.
- [50] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley, 3rd edition, 1989.
- [51] M. S. M. O. Scully and Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [52] A. F. R. d. Toledo Piza, *Mecânica Quântica*, EDUSP, 2003.
- [53] J. I. Steinfeld, *Coherence Spectroscopy*, Plenum Press, New York, 1978.
- [54] E. Arimondo, Progress in Optics **XXXV:257**, 333 (1996).
- [55] E. Arimondo and G. Orriols, Nuovo Cimento Lettere **17**, 333 (1976).
- [56] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, revised. edition edition, 1994.
- [57] Z. D. L. V. Hau, S. E. Harris and C. H. Behroozi, Nature , 594 (1999).
- [58] S. H. Autler and C. H. Townes, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
- [59] W. R. Bennett, Phys. Rev. **126**, 580 (1962).
- [60] R. A. McFarlane, Phys. Rev. **135**, A543 (1964).
- [61] M. S. Feld and A. Javan, Phys. Rev. **177**, 540 (1969).
- [62] F. B. Dos Santos and J. W. Tabosa, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **73**, 023422 (2006).
- [63] A. L. Garcia, *Numerical Methods for Physics*, Prentice Hall., second edition edition.

- [64] H. Lee, Y. Rostovtsev, C. J. Bednar, and A. Javan, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **76**, 33 (2003).
- [65] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc, 3rd ed. edition, 1998.
- [66] O. Schmidt, K.-M. Knaak, R. Wynands, and D. Meschede, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **59**, 167 (1994).
- [67] C. Schwartz, *Phys. Rev.* **97**, 380 (1955).
- [68] R. Wynands, A. Nagel, S. Brandt, D. Meschede, and A. Weis, *pra* **58**, 196 (1998).
- [69] G. S. Agarwal, T. N. Dey, and D. J. Gauthier, *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **74**, 043805 (2006).
- [70] A. Takamizawa, G. Yonezawa, H. Kosaka, and K. Edamatsu, *Review of Scientific Instruments* **77**, 046102 (2006).
- [71] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier, *Review of Scientific Instruments* **69**, 1236 (1998).
- [72] C. Augusto Benevides, *Lasers de diodo estabilizados - algumas aplicações*, Master's thesis, 1997.
- [73] X.-G. Wei et al., *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **72**, 023806 (2005).
- [74] S. Groeger, G. Bison, J.-L. Schenker, R. Wynands, and A. Weis, *European Physical Journal D* **38**, 239 (2006).
- [75] J. W. Dolan, The role of the signal-to-noise ratio in precision and accuracy, Disponivel on-line em: <http://www.lgcceurope.com/lgcceurope>, 2006.
- [76] D. Budker, V. Yashchuk, and M. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5788 (1998).
- [77] G. Khitrova, P. R. Berman, and I. Murray Sargent, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 160 (1988).