



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

Jaqueline Sales Victor dos Santos

**MECANISMOS DE DESCOERÊNCIAS ENTRE
SUBNÍVEIS ZEEMAN EM VAPOR ATÔMICO DE CÉSIO**

Recife
2013



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

Jaqueline Sales Victor dos Santos

**MECANISMOS DE DESCOERÊNCIAS ENTRE
SUBNÍVEIS ZEEMAN EM VAPOR ATÔMICO DE CÉSIO**

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

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa (Orientador - DF-UFPE)

Prof. Dr. Marcelo Martinelli (IF-USP)

Prof^a. Dr^a. Sandra Sampaio Vianna (DF-UFPE)

Recife
2013

Catálogo na fonte
Bibliotecária Alice Maria dos Santos Costa CRB4-711

S237m Santos, Jaqueline Sales Victor dos.
Mecanismos de descoerência entre subníveis zeeman em vapor atômico de cério / Jaqueline Sales Victor dos Santos. – Recife: O Autor, 2013.
93 f.: il., fig..

Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2013.
Inclui referências e apêndices.

1. Óptica. 2. Transparência Eletromagneticamente Induzida. 3. Descoerência. I. Daniel Felinto Pires Barbosa (Orientador). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2014-48



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-7640/2126-8449
<http://www.ufpe.br/ppgfisica> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Jaqueline Sales Victor dos Santos

MECANISMOS DE DESCOERÊNCIA ENTRE SUBNÍVEIS ZEEMAN EM VAPOR ATÔMICO DE CÉSIO

A Banca Examinadora composta pelos Professores Daniel Felinto Pires Barbosa (Presidente e Orientador), Sandra Sampaio Vianna, ambos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Marcelo Martinelli, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, consideram a candidata:

(X) Aprovada () Reprovada () Em exigência

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 vinte e três de setembro de dois mil e treze.

Prof. Daniel Felinto Pires Barbosa
Presidente e Orientador

Profa. Sandra Sampaio Vianna

Prof. Marcelo Martinelli

Dedico esta dissertação
à pequena Iasmim,
por inúmeras razões.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente à pequena Iasmim, minha filha, por ter me acompanhado nesse longo caminho que eu decidi trilhar e por ser a minha principal motivação ao longo desses 8 anos de percurso na Física.

À minha família, por tolerar pacientemente as minhas constantes mudanças de humor. Aos meus pais, que mesmo não entendendo a minha vontade de seguir carreira acadêmica, nunca deixaram de fazer o possível para me ajudar a realizar esse sonho. À minha irmã, Carol, que desde sempre foi a melhor mãe que a minha filha já pôde ter, em todas as vezes que fui ausente. À minha mãe, pelas mesmas razões.

Ao melhor orientador do mundo, o professor Daniel Felinto, por tudo. Sou extremamente grata por ele ter me feito fracassar na minha tentativa de desistência da Física. Por ter acreditado na minha capacidade e me incentivado a continuar seguindo adiante até alcançar degraus cada vez mais elevados na minha formação. Por ter me feito acreditar que eu posso ser uma grande cientista. Pela compreensão e paciência inesgotáveis. Pelo seu bom humor e otimismo contagiantes. Pelo profissional espetacular e pela pessoa adorável que ele é. Agradeço, sinceramente, por toda ajuda que ele me ofereceu ao longo do período que trabalhamos juntos. Ele é, sem dúvida alguma, um dos personagens principais da minha história acadêmica. Um exemplo que pretendo seguir.

Aos meus amigos do laboratório, principalmente o Rafael e a Milrian, pelos esclarecimentos teóricos e experimentais, pela convivência diária e pelos momentos de distração e desabafo que me proporcionaram quando necessitei.

Ao professor Tabosa, pela co-orientação extra oficial. Por ter concedido espaço em seu laboratório para a realização da minha pesquisa de mestrado, disponibilizando todo o material necessário para a realização dos experimentos. Pelas discussões, que sempre foram muito produtivas, principalmente quando discordávamos em algum ponto.

Aos professores Frederico Brito, Fernando Parísio e Leonardo Cabral, que deram contribuições significativas à minha formação acadêmica. Tenho imensa gratidão pelos conhecimentos que compartilharam comigo.

Aos técnicos da oficina mecânica: João, Valdomiro e Severino, que apesar de todas as incompatibilidades, contribuíram bastante para a construção do meu aparato experimental. Ao técnico de eletrônica, o Marcos, um profissional demasiadamente competente e atencioso. Sem eles meu experimento não teria funcionado.

Aos amigos que fiz ao longo do meu curso de graduação e mestrado. Tanto aqueles com quem construí laços mais fortes e duradouros quanto os que tive contato rápido e efêmero. Todos tiveram seu papel de destaque na minha formação como pessoa e como cientista.

Agradeço, em especial, ao Pablo Saldanha, uma das melhores pessoas que já conheci. Apesar dos contratemplos, reconheço a sua importância na construção do meu caráter pessoal e acadêmico, no fortalecimento da minha auto confiança e no julgamento das minhas prioridades. Prometi a ele uma explicação sobre o meu projeto de mestrado e espero que essa dissertação seja capaz de dar essa explicação que fiquei devendo.

Por fim, agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo apoio financeiro disponibilizado para a realização deste trabalho.

(Jaque Sales)

A sabedoria nos chega
quando já não serve para nada.

(Gabriel Garcia Márques - *O Amor nos Tempos do Cólera*)

Resumo

Neste trabalho, estudamos os mecanismos de descoerência entre níveis fundamentais degenerados de um sistema atômico. Isso foi possível a partir da investigação de espectros de absorção de um feixe de prova, após atravessar um sistema atômico de três níveis na configuração “Lambda” (Λ), na presença de um feixe intenso de controle. O sistema atômico considerado era preparado numa superposição coerente de seus estados fundamentais, o “estado escuro”, através de processos de bombeamento óptico, possibilitando a observação de um efeito conhecido na literatura como Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT, *Electromagnetically Induced Transparency*). O efeito de EIT é verificado quando os dois campos estão na condição de ressonância de dois fótons, levando a uma diminuição na absorção dos feixes pelos átomos. Para os experimentos, utilizamos uma célula contendo vapor atômico de césio em temperatura ambiente e sondamos a transição hiperfina $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ pertencente a sua linha D_2 . O sistema físico real possui degenerescências, mas pode se comportar como um sistema simples de três níveis quando manipulamos adequadamente as polarizações dos feixes incidentes, que em nosso caso possuíam polarizações circulares opostas. Investigamos o comportamento do sinal de EIT com a intensidade do feixe de controle, com o diâmetro dos feixes e com o ângulo formado entre eles. O modelo teórico desenvolvido, considerando um dos feixes muito mais intenso do que o outro, de forma a nos possibilitar tratar o problema de forma perturbativa, nos levou a uma solução aproximada para a equação da coerência que apresentou um bom acordo, qualitativo e quantitativo, com os resultados experimentais.

Palavras-chave: Transparência Eletromagneticamente Induzida. Largura de linha. Descoerência.

Abstract

In this work we study the decoherence mechanisms between the levels in an atomic system. That was possible through the investigation of the absorption spectra of a probe beam, which passed through an atomic three level system in “Lambda” (Λ) configuration, in the presence of an intense control beam. The atomic system was prepared in a coherent superposition of its ground states, the “dark-state”, through optical pumping processes, which enabled the observation of an effect known on literature as Electromagnetically Induced Transparency (EIT). The EIT effect is verified when both fields are resonant by two photons, a Raman resonance, and leads to a cancellation of the beam’s absorption by the atoms. For the experiments, we used a cell which contained cesium atomic vapor at ambient temperature and sensed the hyperfine transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ from the D_2 line. The real physical system contains degeneracies, but can behave as a simple three level system when the incident beam polarizations are adequately manipulated, which are circularly opposed in our case. We investigated the EIT signal behavior with the control beam’s intensity, beam’s diameters and their relative angle. The developed theoretical model, which considers a beam much more intense than the other, allowed a perturbative treatment of the problem, and led to an approximate solution to the coherence equation. The approximation agreed well, qualitatively and quantitatively, with the experimental results.

Keyword: Electromagnetically Induced Transparency. Linewidth. Decoherence.

Lista de Figuras

2.1. Sistema de três níveis na configuração Λ , interagindo com dois campos elétricos monocromáticos.	21
2.2. Sinal de absorção do feixe de prova e índice de refração do meio em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT.	29
2.3. Comportamento da largura e da amplitude do sinal de EIT para diferentes valores da taxa de descoerência do sistema.	30
2.4. Sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT, para o caso em que $\delta_C \neq 0$	31
(a). Dessintonia positiva	31
(b). Dessintonia negativa	31
2.5. Interpretação do efeito de EIT em termos do deslocamento <i>Stark</i> dos estados vestidos.	32
(a). Interferência quântica destrutiva	32
(b). Dupleto de Autler-Townes	32
2.6. Comportamento da largura do sinal de EIT para diferentes valores da frequência de Rabi ($ \Omega_C ^2 \propto I_C$) do feixe de controle.	33
2.7. Sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT. Comparação entre um sistema com átomos parados e um com átomos em movimento, distribuídos em um perfil <i>Doppler</i>	38
2.8. Espectro do sinal de EIT em função da dessintonia Raman, para 15 diferentes grupos de velocidade, considerando os átomos com velocidades copropagantes e contrapropagantes aos feixes	39

Lista de Figuras

2.9. Espectros do sinal de EIT em função da dessintonia Raman, para 5 diferentes grupos de velocidade. Mantendo	40
2.10. Gráfico da largura do sinal de EIT em função do módulo quadrado da frequência de Rabi do feixe de controle, para átomos distribuídos em um perfil <i>Doppler</i> . Resultado obtido através de integração numérica.	41
2.11. Gráfico da largura do sinal de EIT em função do módulo quadrado da frequência de Rabi do feixe de controle, para átomos distribuídos em um perfil <i>Doppler</i> na região de $ \Omega_C ^2 \gg \gamma\Gamma$. Resultados obtidos através de integração numérica.	42
2.12. Gráfico da largura do sinal de EIT em função da taxa de descoerência γ , para átomos distribuídos em um perfil <i>Doppler</i> na região de $ \Omega_C ^2 \gg \gamma\Gamma$. Resultado obtido através de integração numérica.	43
3.1. Diagrama de níveis de energia da linha D_2 do átomo de césio.	47
3.2. Sequência de sistemas de três níveis na configuração Λ para a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do césio, utilizando feixes com polarizações circulares σ^+ e σ^-	48
3.3. Diagrama simplificado do aparato experimental utilizado para medidas do espectro de transmissão num sistema de EIT com feixes copropagantes. . .	49
3.4. Esquema simplificado da configuração dos feixes num experimento de espectroscopia de absorção saturada.	51
3.5. Diagrama simplificado do aparato experimental utilizado para o experimento de absorção saturada.	52
3.6. Espectro de absorção saturada da linha D_2 do césio, partindo dos estados fundamentais (a) $F=3$ e (b) $F=4$ para os estados excitados F'	53
3.7. Diagrama simplificado do sistema utilizado para o controle e o travamento da frequência do laser.	54
3.8. Esquema de funcionamento do modulador acusto-óptico para a obtenção de um deslocamento (a) positivo ou (b) negativo na frequência do feixe incidente.	55
(a). deslocamento positivo	55
(b). deslocamento negativo	55
3.9. Gráfico da frequência de RF em função da tensão aplicada no circuito de controle do modulador acusto óptico.	56

Lista de Figuras

3.10. Diagrama do sistema utilizado para detecção, filtragem e aquisição do sinal de EIT.	57
3.11. Painel de controle do programa de controle e aquisição de dados.	59
3.12. Painel de controle e exemplo de medida do programa responsável pelas médias das curvas de EIT adquiridas pelo software de aquisição.	60
3.13. Forma da linha obtida experimentalmente para o sinal de EIT, com feixes copropagantes.	61
3.14. Curva experimental que representa a largura do sinal de EIT em função da intensidade do feixe de controle.	63
3.15. Curva experimental que representa a largura do sinal de EIT em função do diâmetro dos feixes.	65
4.1. Frentes de ondas planas interferindo, quando há um ângulo θ entre os feixes.	68
4.2. Figura ilustrativa para o padrão de interferência entre duas ondas planas. .	69
4.3. Esquema do aparato experimental modificado para o novo acoplamento dos feixes.	70
4.4. Esquema experimental que permite a variação do ângulo entre os feixes. . .	71
4.5. Imagem capturada pela câmera CCD através do software comercial.	72
4.6. Esquema montado para as medidas de ângulos entre os feixes.	73
(a).	73
(b).	73
4.7. Sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT, na situação em que há um ângulo θ entre os feixes de prova e de controle.	75
4.8. Dependência angular da largura do sinal de EIT.	76
B.1. Diagrama de blocos do programa de controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial de dados. Bloco responsável pelo controle do equipamento.	88
B.2. Diagrama de blocos do programa de controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial de dados. Bloco responsável pela aquisição dos dados, monitoramento e incremento da tensão DC.	89

Lista de Figuras

B.3. Diagrama de blocos do programa de controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial de dados. Bloco responsável pelo tratamento inicial e gravação dos dados.	90
B.4. Diagrama de blocos do programa responsável pelas médias das curvas do espectro de EIT. Bloco responsável pela leitura e ajuste dos dados a partir de uma função Lorentziana.	91
B.5. Diagrama de blocos do programa responsável pelas médias das curvas do espectro de EIT. Bloco responsável pelas médias sobre todas as larguras do conjunto de curvas escolhido.	92

Sumário

1. Introdução	16
2. Espectroscopia de EIT: Teoria	20
2.1. Acoplamento de dois Campos com um Sistema Tipo “Lambda” (Λ)	21
2.1.1. O Hamiltoniano de Interação	21
2.1.2. Aprisionamento Coerente de População: Estado Escuro	24
2.1.3. Transparência Eletromagneticamente Induzida	25
2.2. Alargamento por Potência	32
2.3. Alargamento por Tempo de Trânsito	34
2.4. Efeito <i>Doppler</i>	36
3. Espectroscopia de EIT: Experimentos com Feixes Copropagantes	44
3.1. Estrutura Atômica do Césio	45
3.1.1. Estrutura Fina	45
3.1.2. Estrutura Hiperfina	46
3.2. Preparação do Sistema	46
3.2.1. Obtenção da Amostra na Configuração “Lambda” (Λ)	47
3.2.2. Aparato Experimental	48
3.2.3. Monitoramento, Travamento e Varredura da Frequência dos Feixes	50
3.2.4. Detecção do Sinal	56
3.2.5. Software de Controle, Aquisição e Tratamento de Dados	58
3.3. Resultados Experimentais	60
3.3.1. Dependência do sinal de EIT com a intensidade do feixe de controle	62
3.3.2. Dependência do sinal de EIT com o diâmetro dos feixes	64

4. Dependência Angular do Sinal de EIT	67
4.1. Abordagem Fenomenológica	68
4.2. Aparato Experimental	70
4.3. Medidas de Ângulo	72
4.4. Resultados Experimentais	74
5. Conclusões	78
Referências	83
A. Distribuição Doppler de Velocidades: Rotina de Integração	84
B. Programas de Aquisição em Labview: Diagrama de Blocos	87

1

Introdução

Grande parte dos conhecimentos sobre a estrutura atômica e molecular foi alcançado através de estudos de espectros de emissão e absorção adquiridos a partir da interação de um meio com ondas eletromagnéticas. Em condições normais, um campo eletromagnético ao se propagar num meio sofre uma forte absorção e dispersão à medida que sua frequência se aproxima da frequência de uma transição atômica. Por outro lado, um meio atômico, ao interagir com um campo, pode ter sua resposta óptica fortemente modificada por efeitos de coerência e interferência quântica.

Nessas condições, a evolução dos estados quânticos do sistema atômico nos leva a inúmeros fenômenos interessantes. Dentre eles podemos destacar o fenômeno conhecido na literatura por Aprisionamento Coerente de População [1] (CPT, *Coherent Population Trapping*), que foi observado experimentalmente pela primeira vez por Alzetta et al [2]. Esse fenômeno foi explicado a partir da consideração da existência de estados “claros” e “escuros”, decorrentes da superposição coerente dos níveis atômicos. Nesse processo, toda a população atômica é

bombeada para o estado “escuro”, onde a radiação incidente não é absorvida, acarretando a ausência de fluorescência.

Um outro fenômeno envolvendo a manipulação coerente de átomos com luz é a Transparência Eletromagneticamente Induzida [3][4] (EIT, *Electromagnetically Induced Transparency*), que é uma consequência direta do cancelamento da absorção da luz pelos átomos, devido ao aprisionamento destes no estado “escuro”. O efeito de EIT foi proposto teoricamente por Imamoglu e Harris [5] e posteriormente observado por Boller et al [6] num experimento feito em vapor atômico de Estrôncio. Esse fenômeno consiste na drástica redução da absorção de um feixe de prova, decorrente da presença de um outro feixe intenso, chamado de feixe de controle, quando a condição de ressonância de dois fótons, conhecida como ressonância Raman, é satisfeita. Além dessa janela de transparência no espectro de absorção de um sistema em regime de EIT, é possível observar também uma alta dispersão do índice de refração do meio, o que implica numa redução da velocidade de grupo de um pulso de luz ao se propagar nesse meio, uma vez que essa velocidade varia inversamente com a dispersão. Essa redução drástica na velocidade de grupo da luz é conhecida como efeito de “luz lenta” [4]. Portanto, num meio em condição de EIT é possível reduzir bastante a velocidade de grupo da luz [7], podendo até mesmo atingir a velocidade nula [8].

Um sistema simples onde pode ser observado o efeito de EIT é o sistema de três níveis na configuração Lambda, onde há um estado excitado e dois estados fundamentais. Nessa configuração, o fenômeno de EIT pode ser interpretado a partir das interferências quânticas destrutivas entre os dois caminhos indistinguíveis que o átomo pode percorrer para ser excitado a partir dos níveis fundamentais [3] [4]. Exploraremos essa situação em nosso trabalho.

O tempo de coerência da excitação atômica é inversamente proporcional à sua largura espectral. Num sistema em regime de EIT é possível observar espectros de absorção com larguras subnaturais, indicando tempos de coerência significativos, o que pode ser bastante útil na área de informação e computação quântica. A largura da ressonância de EIT tem sido estudada em diversos trabalhos numa variedade de sistemas, desde vapores em temperatura ambiente, quentes [8] [9], frios [10] [11] [12] e ultra frios [7], até meios sólidos [13].

Nesta dissertação estudaremos alguns mecanismos de descoerência entre subníveis Zeeman do estado fundamental num vapor atômico de Césio, a fim de avançar no controle do tempo de coerência do sistema para fins de aplicação em informação quântica. Abordamos esse problema a partir da análise de espectros de transmissão de um feixe de prova após interação com um sistema atômico na condição de EIT. Diversas medidas dos espectros foram realizadas aproveitando os parâmetros que podíamos manipular no experimento: intensidade da luz, diâmetro dos feixes e ângulo entre eles.

No segundo capítulo dessa dissertação abordaremos os conceitos fundamentais envolvidos no processo de interação da radiação com a matéria, para o caso em que os feixes de controle e de prova estão copropagantes, apresentando estudos teóricos sobre o fenômeno de EIT em sistemas de três níveis, que será o nosso caso experimental. O fenômeno será discutido inicialmente para átomos parados na direção de propagação dos feixes, investigando o comportamento do efeito de transparência em função da intensidade dos feixes. Posteriormente iremos considerar o alargamento *Doppler*, que será o modelo aplicado mais diretamente ao nosso experimento.

No terceiro capítulo explicaremos o processo de preparação do sistema atômico no regime de EIT e todo o aparato experimental utilizado ao longo do experimento, incluindo o sistema de monitoramento, tratamento e varredura das frequências dos feixes, o controle das polarizações, o esquema de detecção e filtragem do sinal e os programas de controle, aquisição e tratamento de dados. Por fim, vamos expor os resultados obtidos para o caso de feixes copropagantes, assim como as discussões acerca desses resultados e comparações com as previsões teóricas.

No quarto capítulo apresentaremos uma teoria simplificada para o caso em que há um ângulo entre os feixes. Discutiremos as modificações realizadas no aparato para a adequação aos experimentos correspondentes, que envolvem a dependência da largura do sinal de EIT com o ângulo, e os resultados experimentais alcançados nessa configuração. Essa etapa do nosso trabalho é a continuação de uma linha de pesquisa desenvolvida pelo professor Tabosa no Laboratório de Óptica e Física Atômica e no Laboratório de Átomos Frios do Departamento de Física da UFPE. Em 2004 foi desenvolvido um trabalho sobre a dependência angular de uma ressonância de EIT em vapor atômico com alargamento *Doppler* [14]. Em 2006 a pesquisa foi realizada em átomos frios, com o objetivo de aplicação

à velocimetria dos átomos [11]. Esse primeiro trabalho foi desenvolvido com a utilização de dois feixes de *lasers* independentes, o que levava a observação de larguras espectrais mínimas da ordem de MHz. Nossos experimentos atuais foram realizados com a utilização de dois feixes obtidos de um mesmo *laser*, o que já reduz bastante a diferença de fase entre os feixes, nos levando a larguras espectrais da ordem de kHz.

Por fim, no quinto capítulo dessa dissertação discutiremos nossas conclusões.

2

Espectroscopia de EIT: Teoria

No decorrer deste trabalho iremos estudar o efeito de Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT), proveniente da interação de dois campos elétricos com um sistema atômico de três níveis na configuração “Lambda” (Λ). Neste capítulo iremos apresentar os conceitos básicos necessários para a descrição desse processo de interação. Mostraremos a existência de um estado quântico do átomo com o qual a radiação ressonante não está acoplada, conhecido como estado escuro. Estudaremos a fenomenologia e as equações que descrevem o nosso problema experimental, determinando uma solução aproximada a partir da consideração de que um dos campos elétricos é muito mais fraco do que o outro. Chegaremos, por fim, a expressões que descrevem os efeitos dos processos de descoerência sobre os estados atômicos, traduzidos no alargamento do sinal de EIT.

2.1. Acoplamento de dois Campos com um Sistema Tipo “Lambda” (Λ)

Como já mencionamos no capítulo 1, o sistema atômico de três níveis na configuração Λ é o sistema mais simples onde podemos observar o efeito de EIT. Vamos, portanto, nos debruçar sobre a teoria que descreve o acoplamento desse tipo de sistema com dois campos elétricos monocromáticos.

2.1.1. O Hamiltoniano de Interação

Vamos considerar dois campos elétricos monocromáticos interagindo com um sistema atômico na configuração Λ , conforme ilustrado na figura 2.1.

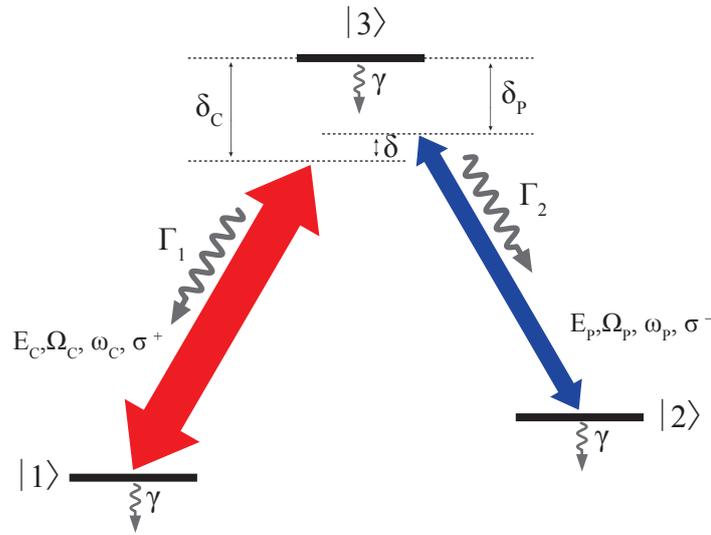


Figura 2.1.: Sistema de três níveis na configuração Λ , interagindo com dois campos elétricos monocromáticos. Sendo E_m a amplitude do campo, com frequência de oscilação ω_m e polarização circular σ^\pm . Ω_m é a frequência de Rabi associada ao feixe. O γ representa a taxa de perda de átomos da região de interação, δ_m é a dessintonia do feixe E_m com relação à frequência da transição atômica do nível ao qual ele está acoplado, δ é a dessintonia relativa entre os feixes e Γ_j é a taxa de decaimento da população do nível excitado $|3\rangle$ para o nível fundamental $|j\rangle$.

Os estados $|1\rangle$ e $|2\rangle$ pertencem ao nível fundamental, enquanto o estado $|3\rangle$ pertence ao nível excitado. Em frequências ópticas, o comprimento de onda do campo é bem maior do que as dimensões atômicas. Dessa forma, podemos desprezar as variações espaciais do

campo durante a interação e considerar a interação átomo-campo do tipo dipolo elétrico [15]. Portanto, o hamiltoniano total do sistema poderá ser escrito como

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

sendo \hat{H}_0 o hamiltoniano do átomo livre, representado por

$$\hat{H}_0 = E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2| + E_3|3\rangle\langle 3| \quad (2.2)$$

e \hat{H}_{int} o hamiltoniano de interação, que por sua vez pode ser expresso por

$$\hat{H}_{int} = -\hat{\vec{D}} \cdot \vec{E}, \quad (2.3)$$

onde $\hat{\vec{D}}$ é o operador momento de dipolo elétrico do átomo e \vec{E} é o campo que interage com o sistema atômico. O operador $\hat{\vec{D}}$ pode ser escrito como

$$\hat{\vec{D}} = \vec{D}_{31}|3\rangle\langle 1| + \vec{D}_{32}|3\rangle\langle 2| + \vec{D}_{13}|1\rangle\langle 3| + \vec{D}_{23}|2\rangle\langle 3|. \quad (2.4)$$

Nessa configuração, um feixe de controle com amplitude E_C , oscilando na frequência ω_C , é responsável por acoplar apenas os estados $|1\rangle$ e $|3\rangle$; e um feixe de prova, com amplitude E_P e oscilando na frequência ω_P , é responsável por conectar apenas os estados $|2\rangle$ e $|3\rangle$, ambos através de interação do tipo dipolo elétrico. A transição entre os estados $|1\rangle$ e $|2\rangle$ é proibida por paridade.

Esse esquema de níveis de energia pode ser obtido, na prática, por bombeio óptico, a partir de um sistema de dois níveis com degenerescência (como veremos em mais detalhes no próximo capítulo). Dessa forma, sendo os dois níveis fundamentais pertencentes a um mesmo nível de energia, podemos manipular as polarizações dos feixes de forma a acessar apenas as transições de interesse, através das regras de seleção de momento angular.

Em nosso caso, utilizamos polarizações circulares, σ^+ e σ^- , para os campos E_C e E_P , respectivamente, representados na forma:

$$\vec{E}_C(\vec{r}, t) = \frac{E_{0C}}{2} \left(e^{i(\vec{k}_C \cdot \vec{r} - \omega_C t)} + c.c. \right) \hat{\sigma}_+, \quad (2.5a)$$

$$\vec{E}_P(\vec{r}, t) = \frac{E_{0P}}{2} \left(e^{i(\vec{k}_P \cdot \vec{r} - \omega_P t)} + c.c. \right) \hat{\sigma}_-, \quad (2.5b)$$

onde E_{0C} e E_{0P} são as amplitudes dos campos, e \vec{k}_C e \vec{k}_P os vetores de onda.

Os operadores $|j\rangle\langle k|$ tem evolução livre da forma $e^{-i\omega_{jk}t}$, onde ω_{jk} é a frequência de ressonância da transição $|j\rangle \rightarrow |k\rangle$, dada por $\omega_{jk} = \frac{E_k - E_j}{\hbar}$, sendo E_j a energia do estado $|j\rangle$. Portanto, teremos termos que oscilam com $e^{\pm i(\omega_C \pm \omega_{13})}$ e $e^{\pm i(\omega_P \pm \omega_{23})}$ em nosso hamiltoniano de interação. Os termos em $(\omega_C + \omega_{13})$ e $(\omega_P + \omega_{23})$ oscilam muito rapidamente comparados com os períodos de observação, então podem ser desprezados para sinais integrados em intervalos de detecção grandes comparados com um período óptico. Com essa aproximação, conhecida como aproximação de onda girante (RWA, *Rotating Wave Approximation*), o hamiltoniano de interação adquire a seguinte forma:

$$\hat{H}_{int} = -\frac{\vec{E}_{0C} \cdot \vec{D}_{31} e^{i\vec{k}_C \cdot \vec{r}}}{2} |3\rangle\langle 1| e^{-i\omega_C t} - \frac{\vec{E}_{0P} \cdot \vec{D}_{32} e^{i\vec{k}_P \cdot \vec{r}}}{2} |3\rangle\langle 2| e^{-i\omega_P t} + h.c.. \quad (2.6)$$

Definindo as frequências de Rabi como

$$\Omega_C = \frac{\vec{E}_{0C} \cdot \vec{D}_{31} e^{i\vec{k}_C \cdot \vec{r}}}{2\hbar}, \quad (2.7a)$$

$$\Omega_P = \frac{\vec{E}_{0P} \cdot \vec{D}_{32} e^{i\vec{k}_P \cdot \vec{r}}}{2\hbar}, \quad (2.7b)$$

reescrevemos o hamiltoniano de interação da seguinte forma:

$$\hat{H}_{int} = -\hbar\Omega_C|3\rangle\langle 1|e^{-i\omega_C t} - \hbar\Omega_P|3\rangle\langle 1|e^{-i\omega_P t} + h.c.. \quad (2.8)$$

2.1.2. Aprisionamento Coerente de População: Estado Escuro

A partir do hamiltoniano de interação obtido na equação 2.8, é possível mostrar que existe um autoestado para o qual os campos \vec{E}_C e \vec{E}_P não são absorvidos, ou seja, um autoestado associado a um autovalor de energia nulo. Esse autoestado é denominado de “estado escuro” [4], e sua forma é

$$|\psi\rangle_{escuro} = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_C|^2 + |\Omega_P|^2}} [\Omega_P|1\rangle - \Omega_C|2\rangle]. \quad (2.9)$$

Uma vez no “estado escuro”, a amplitude de probabilidade que o átomo tem de efetuar transição para o estado excitado é nula. Podemos perceber que esse estado é uma superposição coerente dos estados fundamentais do sistema, na base não perturbada. A evolução do sistema para esse estado é chamada de aprisionamento coerente de população (CPT) [1] e quando o sistema é aprisionado nesse estado os átomos tornam-se transparentes aos feixes ópticos. Com base nesse resultado podemos explicar o fenômeno de CPT a partir da consideração de que os dois caminhos diferentes que o átomo pode percorrer para ser excitado a partir do estado fundamental ($|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ e $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$) interferem quanticamente de forma destrutiva, resultando nessa transparência observada [3] [4].

Até o momento discutimos apenas a existência do “estado escuro” e assumimos que os átomos, ao atingirem esse estado, são aprisionados, resultando no efeito de CPT. Mostraremos a seguir que é possível observar essa transparência com os átomos estando inicialmente num estado qualquer do sistema. Através de processos de emissão e absorção, provocados pela ação conjunta dos dois feixes incidindo no sistema atômico, podemos bombear o sistema para o “estado escuro” e mantê-lo aprisionado.

2.1.3. Transparência Eletromagneticamente Induzida

Considerando o sistema atômico mostrado na figura 2.1, sob a ação de dois campos elétricos, cujos hamiltonianos livre e de interação são mostrados nas equações 2.2 e 2.8, respectivamente, podemos escrever o hamiltoniano total do sistema na forma matricial, na base de estados não perturbados $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle\}$:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & -\hbar\Omega_C^* e^{i\omega_C t} \\ 0 & E_2 & -\hbar\Omega_P^* e^{i\omega_P t} \\ -\hbar\Omega_C e^{-i\omega_C t} & -\hbar\Omega_P e^{i\omega_P t} & E_3 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Definimos o operador densidade desse sistema atômico como

$$\hat{\rho}(t) = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

onde os termos diagonais (ρ_{jj}) representam as populações de cada nível atômico e os demais termos ($\rho_{jk}, j \neq k$) representam as coerências atômicas. A dinâmica das populações e coerências do sistema é descrita através da equação de Liouville:

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (2.12)$$

Substituindo o hamiltoniano e a matriz densidade na equação de Liouville, obtemos o seguinte sistema de equações:

$$\dot{\rho}_{11} = i\Omega_C^* e^{i\omega_C t} \rho_{31} - i\Omega_C e^{-i\omega_C t} \rho_{31}^* , \quad (2.13a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\Omega_P^* e^{i\omega_P t} \rho_{32} - i\Omega_P e^{-i\omega_P t} \rho_{32}^* , \quad (2.13b)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -i\omega_{21} \rho_{21} - i\Omega_C e^{-i\omega_C t} \rho_{32}^* - \Omega_P^* e^{i\omega_P t} \rho_{31} , \quad (2.13c)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -i\omega_{31} \rho_{31} + i\Omega_C e^{-i\omega_C t} (\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_P e^{-i\omega_P t} \rho_{21} , \quad (2.13d)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -i\omega_{32} \rho_{32} + i\Omega_C e^{-i\omega_C t} \rho_{21}^* + i\Omega_P e^{-i\omega_P t} (\rho_{22} - \rho_{33}) . \quad (2.13e)$$

Ainda é possível incluir a condição de normalização da matriz densidade. Isso nos permite eliminar uma das equações que surgem ao resolvermos a equação de Liouville (eq. 2.12) para cada elemento de matriz.

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1. \quad (2.14)$$

Uma descrição mais completa da dinâmica do sistema pode ser feita introduzindo os termos de relaxação à equação 2.12, referentes aos processos de decaimento de população e perda de coerência [16]. Com isso, a equação de Liouville toma a seguinte forma:

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}, \hat{\rho} \} + \hat{B}, \quad (2.15)$$

onde $\hat{\Lambda}$ descreve os decaimentos de população e perda de coerência do sistema que, em nosso modelo, tem a seguinte forma matricial:

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \gamma + \Gamma \end{pmatrix}; \quad (2.16)$$

e \hat{B} descreve o aumento da população de cada nível de energia, decorrentes do decaimento dos átomos a partir do nível excitado e da entrada de novos átomos na região de interação, sendo representado por:

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} \Gamma_1 \rho_{33} + \gamma \rho_{11}^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_2 \rho_{33} + \gamma \rho_{22}^{(0)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

sendo $\rho_{jj}^{(0)}$ as populações dos níveis fundamentais antes da interação com os campos elétricos. O γ representa a taxa de perda de átomos da região de interação, que está associada ao tempo de interação finito entre o átomo e o campo, Γ_j representa a taxa de decaimento da população do nível excitado $|3\rangle$ para o nível fundamental $|j\rangle$ e $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$. Construimos, a partir daí, um sistema de equações mais completo, denominado de equações de Bloch ópticas, capaz de descrever nosso sistema atômico:

$$\dot{\rho}_{11} = i\Omega_C^* e^{i\omega_C t} \rho_{31} - i\Omega_C e^{-i\omega_C t} \rho_{31}^* + \Gamma_1 \rho_{33} - \gamma(\rho_{11} - \rho_{11}^{(0)}), \quad (2.18a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\Omega_P^* e^{i\omega_P t} \rho_{32} - i\Omega_P e^{-i\omega_P t} \rho_{32}^* + \Gamma_2 \rho_{33} - \gamma(\rho_{22} - \rho_{22}^{(0)}), \quad (2.18b)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -i(\omega_{21} + \gamma)\rho_{21} - i\Omega_C e^{-i\omega_C t} \rho_{32}^* - \Omega_P^* e^{i\omega_P t} \rho_{31}, \quad (2.18c)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -i(\omega_{31} + \gamma + \Gamma/2)\rho_{31} + i\Omega_C e^{-i\omega_C t}(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_P e^{-i\omega_P t} \rho_{21}, \quad (2.18d)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -i(\omega_{32} + \gamma + \Gamma/2)\rho_{32} + i\Omega_C e^{-i\omega_C t} \rho_{21}^* + i\Omega_P e^{-i\omega_P t}(\rho_{22} - \rho_{33}). \quad (2.18e)$$

Ainda incluímos outra condição de normalização do sistema, considerando que antes da interação com os campos apenas os níveis fundamentais do átomo estão populados.

$$\rho_{11}^{(0)} + \rho_{22}^{(0)} = 1. \quad (2.19)$$

Utilizando as condições de normalização apresentadas nas equações 2.14 e 2.19 e definindo as variáveis lentas:

$$\sigma_{jj} = \rho_{jj} , \quad (2.20a)$$

$$\sigma_{21} = \rho_{21} e^{i(\omega_C - \omega_P)t} , \quad (2.20b)$$

$$\sigma_{31} = \rho_{31} e^{i\omega_C t} , \quad (2.20c)$$

$$\sigma_{32} = \rho_{32} e^{i\omega_P t} , \quad (2.20d)$$

reescrevemos o sistema de equações. É através da solução desse sistema de equações que descrevemos a interação do nosso sistema atômico com os campos elétricos.

$$\dot{\sigma}_{11} = i\Omega_C^* \sigma_{31} - i\Omega_C \sigma_{31}^* - (\Gamma_1 + \gamma)\sigma_{11} - \Gamma_1 \sigma_{22} + (\Gamma_1 + \gamma)\sigma_{11}^{(0)} + \Gamma_1 \sigma_{22}^{(0)} , \quad (2.21a)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = i\Omega_P^* \sigma_{32} - i\Omega_P \sigma_{32}^* - \Gamma_2 \sigma_{11} - (\Gamma_2 + \gamma)\sigma_{22} + \Gamma_2 \sigma_{11}^{(0)} + (\Gamma_2 + \gamma)\sigma_{22}^{(0)} , \quad (2.21b)$$

$$\dot{\sigma}_{21} = \Delta_{21} \sigma_{21} + i\Omega_P^* \sigma_{31} - i\Omega_C \sigma_{32}^* , \quad (2.21c)$$

$$\dot{\sigma}_{31} = i\Omega_P \sigma_{21} - \Delta_{31} \sigma_{31} + 2i\Omega_C \sigma_{11} + i\Omega_C \sigma_{22} - i\Omega_C , \quad (2.21d)$$

$$\dot{\sigma}_{32} = i\Omega_C \sigma_{21}^* - \Delta_{32} \sigma_{32} + i\Omega_P \sigma_{11} + 2i\Omega_P \sigma_{22} - i\Omega_P , \quad (2.21e)$$

onde δ_C e δ_P são as dessintonias dos feixes de controle e de prova, respectivamente, com relação à frequência da transição atômica dos níveis aos quais eles estão acoplados e $\delta = \delta_P - \delta_C$ é a dessintonia relativa entre os feixes, chamada de dessintonia Raman. Definimos $\Delta_{21} = i\delta - \gamma$, $\Delta_{31} = i\delta_C + \gamma + \Gamma/2$ e $\Delta_{32} = i\delta_P + \gamma + \Gamma/2$. Estamos tratando de um sistema atômico em que os níveis fundamentais possuem energias iguais ou muito próximas (degenerados). Podemos considerar que, antes de interagir com os campos, a população está distribuída uniformemente nos níveis fundamentais ($\sigma_{11}^{(0)} = \sigma_{22}^{(0)} = 1/2$) e, por simplicidade, consideramos que as taxas de decaimento para os níveis $|1\rangle$ e $|2\rangle$ são idênticas ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma/2$). Resolvendo o sistema de equações 2.21 para o estado

estacionário ($\dot{\sigma}_{jk} = 0$), na condição do feixe de controle muito mais intenso que o feixe de sonda ($\Omega_C \gg \Omega_P$), chegamos à seguinte expressão para a coerência σ_{32} , que fornece a polarização do meio na componente do feixe de prova:

$$\sigma_{32} = F \frac{\gamma(\gamma + i\delta) \left[\left(\gamma + \frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \delta_C^2 \right] + \left[\left(\gamma + \frac{\Gamma}{2}\right) (\gamma + 2i\delta) + i\gamma\delta_C \right] |\Omega_C|^2}{(\gamma + i\delta) \left[\gamma + \frac{\Gamma}{2} + i(\delta + \delta_C) \right] + |\Omega_C|^2}, \quad (2.22)$$

sendo F definido por:

$$F = \frac{i(\gamma + \Gamma)\Omega_P}{2\gamma(\gamma + \Gamma) \left[\left(\gamma + \frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \delta_C^2 \right] + 2(\gamma + \frac{\Gamma}{2})(4\gamma + \Gamma) |\Omega_C|^2}. \quad (2.23)$$

Na figura 2.2 mostramos a absorção do feixe de prova e o índice de refração do meio, obtidos a partir de $\Im m[\sigma_{32}]$ e $\Re e[\sigma_{32}]$, para o caso em que o feixe de controle está ressonante com a transição ($\delta_C = 0$).

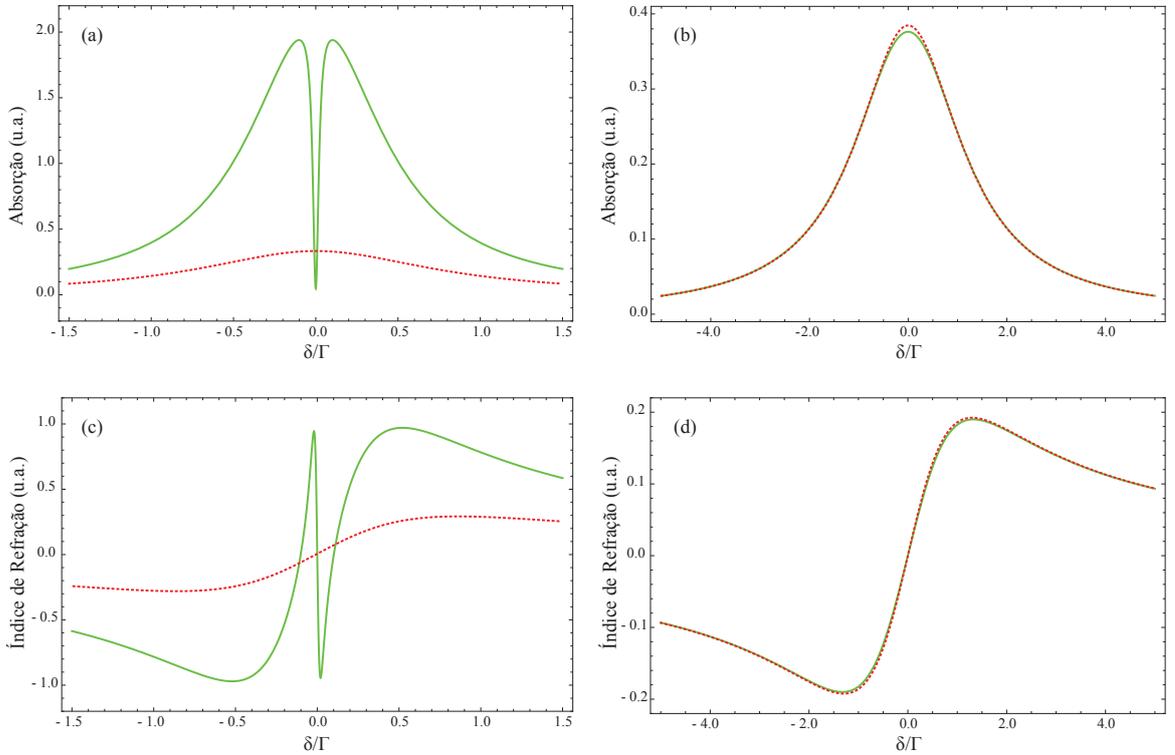


Figura 2.2.: Sinal de absorção do feixe de prova e índice de refração do meio em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT, mantendo $|\Omega_P|^2 = 0,001\Gamma^2$ e $\delta_C = 0$, para os casos em que $|\Omega_C|^2 = 0,01\Gamma^2$ (linha verde contínua) e $|\Omega_C|^2 = 0$ (linha vermelha tracejada). (a) e (c) $\gamma = 0,0001\Gamma$; (b) e (d) $\gamma = 0,8\Gamma$. Os resultados para $|\Omega_C|^2 = 0$ são obtidos a partir de uma redefinição do sistema de equações 2.21.

É possível verificar (fig. 2.2(a)) que à medida em que nos aproximamos da condição de ressonância de dois fótons ($\delta = 0$), a absorção do feixe de prova sofre uma drástica diminuição, devido à presença do feixe de controle, chegando a anular-se em $\delta = 0$. Essa queda da absorção é o que caracteriza o fenômeno de EIT. Para baixas intensidades do feixe de controle, a largura do sinal de EIT é estreita e determinada pela taxa de descoerência γ . Quando γ possui valores muito altos (fig. 2.2(b)), a janela de transparência desaparece e o comportamento é similar ao caso do sistema de dois níveis. Isso ocorre porque nesse caso o tempo de coerência é da ordem dos tempos de relaxação do estado excitado, e os efeitos coerentes devido à EIT só são percebidos quando o sistema apresenta duas escalas de tempo bastante diferentes [3] [4]. Na figura 2.2(c) vemos uma curva dispersiva, que representa o índice de refração do meio. Na presença do feixe de controle, essa curva sofre uma variação muito brusca nas proximidades da ressonância Raman, indicando que a velocidade de grupo de um feixe ao se propagar num meio em regime de EIT é bastante reduzida, pela presença do outro [4].

Como dito anteriormente, no regime de baixas intensidades do feixe de controle a taxa de descoerência do sistema determina a largura do sinal de EIT. Portanto, o estudo do espectro de absorção de um feixe incidindo num sistema na condição de EIT pode revelar informações importantes sobre a descoerência atômica. Na figura 2.3 é possível verificar a variação do sinal para valores diferentes de γ .

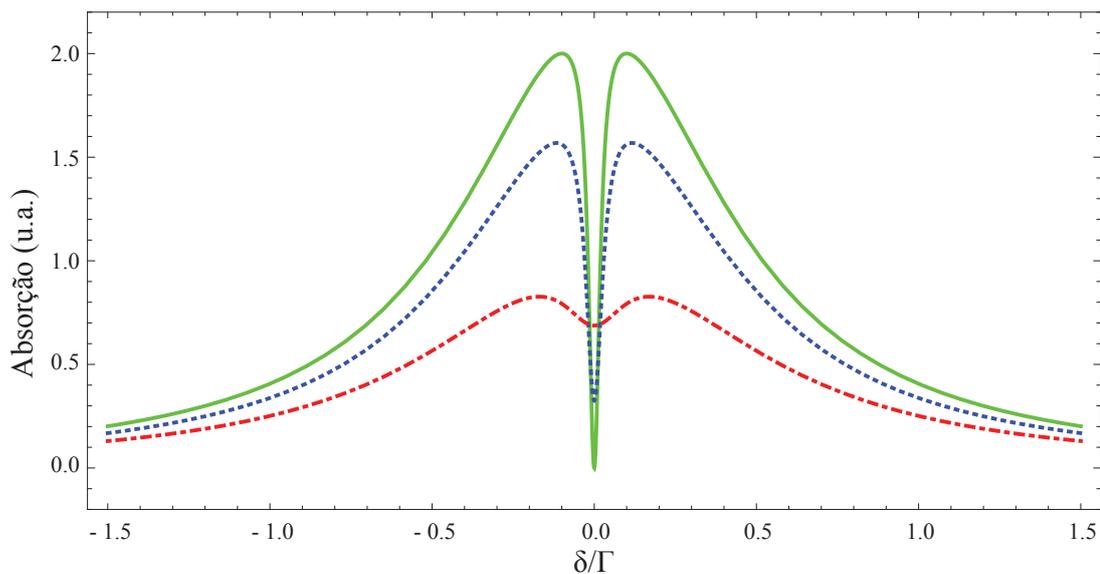


Figura 2.3.: Comportamento da largura e da amplitude do sinal de EIT para diferentes valores da taxa de descoerência do sistema: $\gamma = 0,0001\Gamma$ (linha verde contínua), $\gamma = 0,01\Gamma$ (linha azul pontilhada) e $\gamma = 0,1\Gamma$ (linha vermelha tracejada).

É importante frisar que a taxa de descoerência determina a escala de tempo de evolução do sistema. Em nosso modelo, a taxa de descoerência γ tem um valor muito inferior à taxa de decaimento Γ e isso implica numa escala de tempo de γ^{-1} muito superior ao tempo de relaxação dado por Γ^{-1} .

Na figura 2.4 é possível notar que, para um sistema de átomos em repouso, a dessintonia do feixe de controle δ_C pode quebrar a simetria do sinal. Em nosso sistema experimental, onde utilizamos uma amostra de vapor atômico em temperatura ambiente, mesmo mantendo o feixe de prova dessintonizado ($\delta_C \neq 0$) com relação aos átomos em repouso, o sinal visualizado não apresenta essa assimetria. Isso será melhor compreendido no final desse capítulo, na seção que trata da influência do efeito *Doppler* no sinal de EIT.

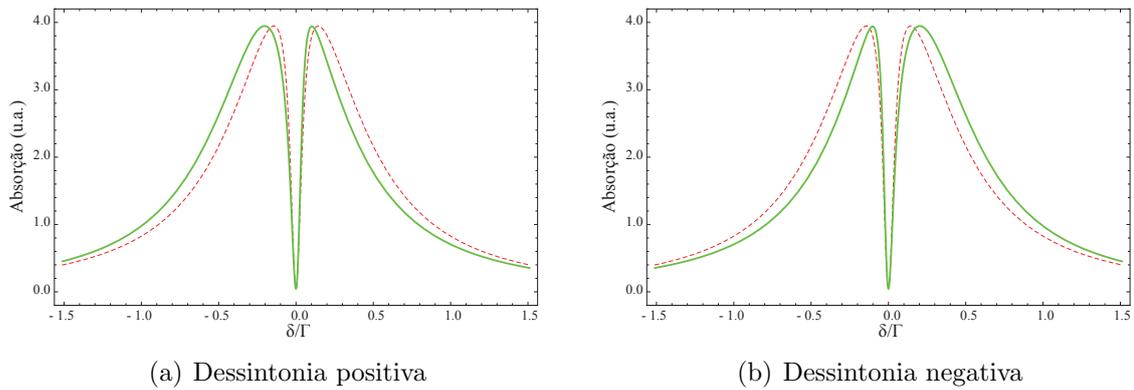


Figura 2.4.: Sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT, mantendo $\gamma = 0,0001\Gamma$, $\Omega_C = 0,02\Gamma$ e $\Omega_P = 0,002\Gamma$, para o caso em que $\delta_C \neq 0$ (linha verde contínua), comparado com o caso $\delta_C = 0$ (linha vermelha pontilhada). (a) $\delta_C = 0,1\Gamma$; (b) $\delta_C = -0,1\Gamma$.

Podemos explicar o surgimento do efeito de EIT através do deslocamento *Stark* dos estados vestidos. De forma simplificada, o efeito *Stark* consiste no desdobramento das linhas espectrais de um sistema atômico a partir da interação dos átomos com um campo elétrico externo. Esse deslocamento dos níveis de energia, em primeira ordem, é proporcional à amplitude do campo [17]. Consideramos que o feixe de controle, ressonante com a transição $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, provoca o deslocamento *Stark* do nível excitado $|3\rangle$ e do fundamental $|1\rangle$. Com isso, passam a existir dois caminhos pelo qual um átomo no estado fundamental $|2\rangle$ pode absorver o feixe de prova, tal como mostra a figura 2.5. No regime de baixas intensidades, os dois caminhos são indistinguíveis e por isso pode ocorrer uma interferência quântica destrutiva, resultando no cancelamento da absorção do feixe de prova. Para

intensidades altas, os dois caminhos tornam-se distinguíveis e, apesar de haver absorção nula na condição de ressonância Raman, o espectro não caracteriza EIT, mas dois picos de absorção muito bem definidos, denominados de duplete de Autler-Townes [18].

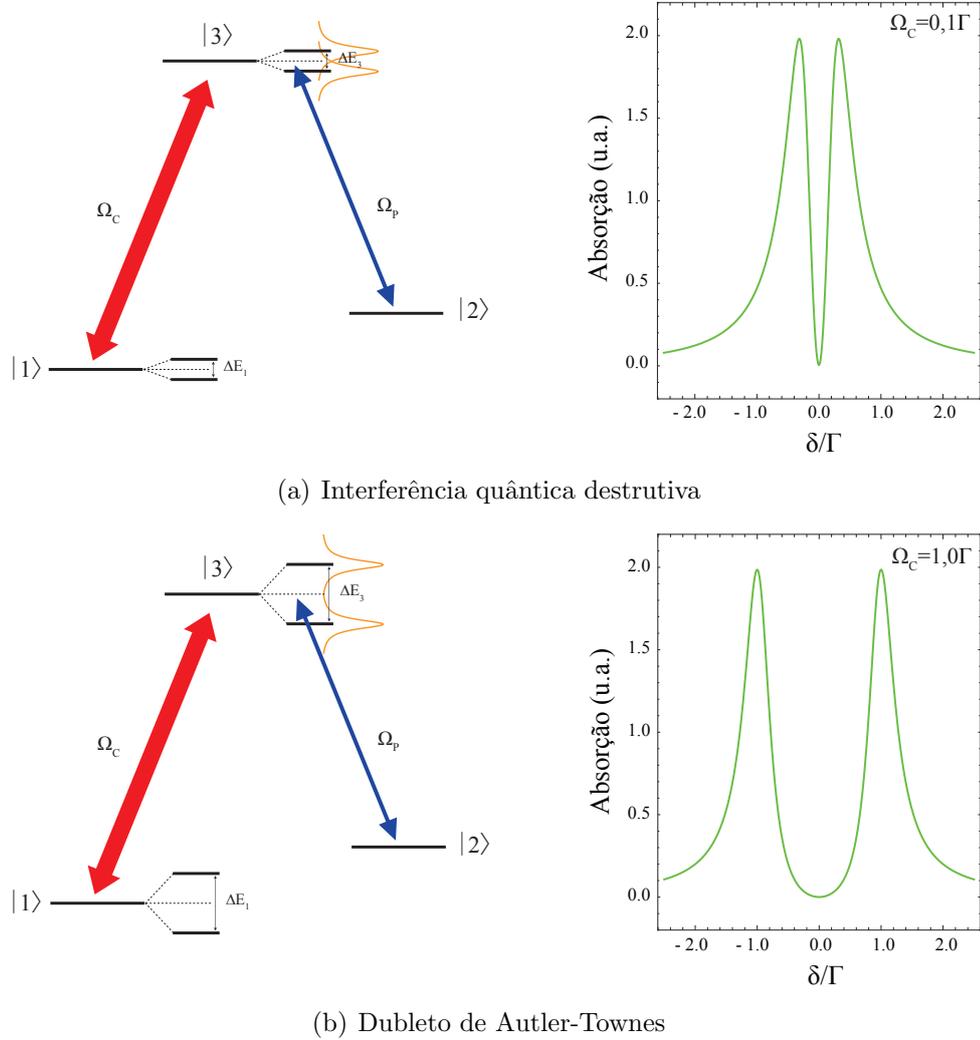


Figura 2.5.: Interpretação do efeito de EIT em termos do deslocamento *Stark* dos estados vestidos. (a) regime de baixas intensidades, com $\Omega_C = 0,1\Gamma$; (b) regime de altas intensidades, com $\Omega_C = 1,0\Gamma$.

2.2. Alargamento por Potência

Como mencionado na seção anterior, no regime de baixas intensidades do feixe de controle, a largura do sinal de EIT é determinada pela taxa de descoerência γ do sistema. No entanto, como mostra a figura 2.5, a potência do feixe de controle tem influência sobre

a largura do sinal, no regime de altas intensidades. Ou seja, a potência do feixe pode introduzir alargamentos, conforme mostra a figura 2.6.

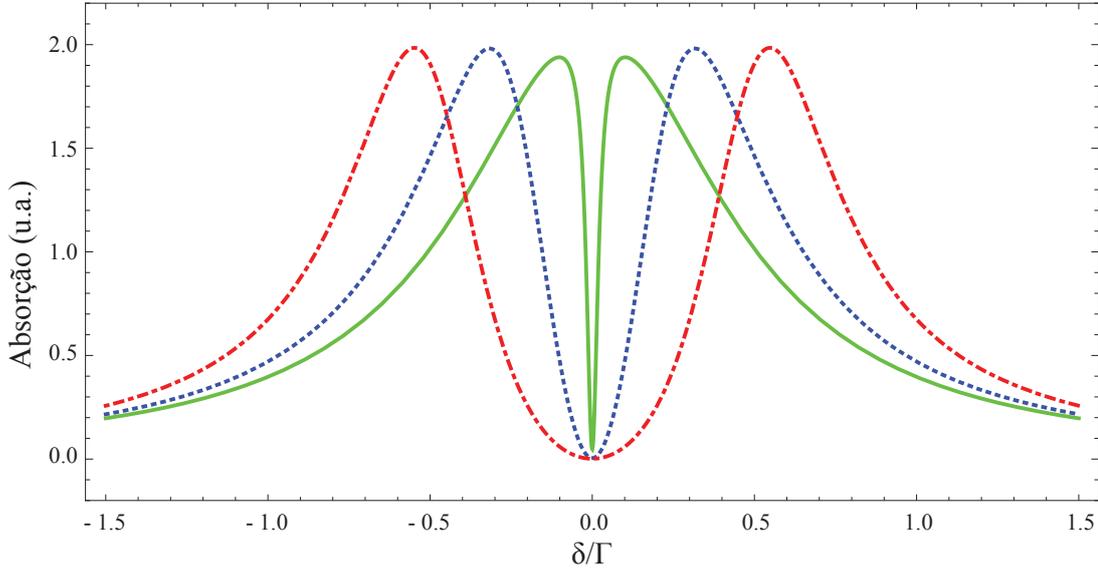


Figura 2.6.: Comportamento da largura do sinal de EIT para diferentes valores da frequência de Rabi ($|\Omega_C|^2 \propto I_C$) do feixe de controle: $|\Omega_C|^2 = 0.01\Gamma^2$ (linha verde contínua), $|\Omega_C|^2 = 0.1\Gamma^2$ (linha azul pontilhada) e $|\Omega_C|^2 = 0.3\Gamma^2$ (linha vermelha tracejada).

Para determinar a forma de linha que descreve apenas o pico central do sinal de EIT, no caso dos átomos em repouso, consideramos a taxa de descoerência do sistema muito menor do que a taxa de decaimento ($\gamma \ll \Gamma$) na equação 2.22. Para o caso em que mantemos o feixe de controle ressonante com a transição ($\delta_C = 0$) e a amplitude de varredura do feixe de sonda muito menor do que a taxa de decaimento ($\delta \ll \Gamma$), significando que estamos sondando apenas o pico central, temos:

$$\sigma_{32} = \frac{i\Omega_P}{\gamma\Gamma + 2|\Omega_C|^2} \left[\frac{\gamma \left(\gamma + \frac{2|\Omega_C|^2}{\Gamma} \right) + i\delta \left(\gamma + \frac{4|\Omega_C|^2}{\Gamma} \right)}{\left(\gamma + \frac{2|\Omega_C|^2}{\Gamma} \right) + i\delta} \right]. \quad (2.24)$$

Nessa situação, identificamos uma expressão para a forma de linha do pico de absorção do feixe de prova, dada por:

$$\Im m[\sigma_{32}] \propto \frac{\left(2\gamma + \frac{4|\Omega_C|^2}{\Gamma} \right)}{\delta^2 + \left(\gamma + \frac{2|\Omega_C|^2}{\Gamma} \right)^2}. \quad (2.25)$$

Com base nessa expressão, vemos que o sinal de EIT é descrito por uma Lorentziana. Portanto, a largura do sinal é dada pela largura total à meia altura (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) da curva Lorentziana.

$$\Delta_{EIT} = 2\gamma + \frac{4|\Omega_C|^2}{\Gamma}. \quad (2.26)$$

Ou seja, há uma dependência linear da largura do sinal de EIT com a intensidade do feixe de controle, semelhante ao sistema de dois níveis.

$$\Delta_{EIT} \propto |E_{0C}|^2 \propto I_C. \quad (2.27)$$

2.3. Alargamento por Tempo de Trânsito

Frequentemente, em experimentos de espectroscopia a laser, o tempo de interação dos átomos com o campo de radiação é muito pequeno em comparação com outros tempos de decaimento da excitação. Em experimentos realizados com vapores atômicos a temperatura ambiente, onde o movimento dos átomos é realizado de forma balística, mesmo no regime de baixas intensidades a principal contribuição para a taxa de descoerência γ vem da taxa de perda de átomos da região de interação, decorrente do tempo de transito dos átomos na frente dos feixes [19].

Para campos com perfil gaussiano, que é o nosso caso experimental, temos a seguinte representação [19]:

$$E(r,t) = E_0 e^{-\frac{r^2}{w^2}} \cos \omega_0 t. \quad (2.28)$$

O tempo de trânsito é definido por $T_t = 2w/v$, sendo v a velocidade dos átomos transversalmente à direção dos feixes e $2w$ o diâmetro do feixe gaussiano. Podemos encontrar a representação espectral efetiva para o campo visto pelos átomos através de uma transfor-

mada de Fourier, que considera o tempo máximo T_t para a variação temporal do campo elétrico

$$E(r,\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{T_t} E(r,t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.29)$$

Substituindo 2.28 em 2.29 e calculando o espectro de intensidade a partir da relação $I(\omega) \propto |E(r,\omega)|^2$, encontramos

$$I(\omega) = I_0 e^{-(\omega-\omega_0)^2 \frac{w^2}{2v^2}}. \quad (2.30)$$

Ou seja, o átomo enxerga o campo com uma modulação gaussiana de intensidade no tempo. Nesse caso, a largura total à meia altura do espectro de intensidade ($2\pi\gamma_{tt}$) é o que determina a limitação por tempo de trânsito:

$$\gamma_{tt} = \frac{v}{\pi w} \sqrt{2\ln(2)}. \quad (2.31)$$

Portanto, na equação 2.26, válida para o caso dos átomos com velocidade nula na direção de propagação dos feixes, a contribuição do tempo de trânsito para o alargamento da linha espectral pode ser inserida no termo γ , da seguinte forma

$$2\gamma = \gamma_n + \gamma_{tt}, \quad (2.32)$$

sendo γ_n a largura do sinal vinda de outras contribuições.

Substituindo a expressão 2.32 na equação 2.26, identificamos uma dependência linear da largura de EIT com o inverso do diâmetro do feixe.

$$\Delta_{EIT} = \gamma_n + \frac{v}{\pi w} \sqrt{2\ln(2)} + \frac{4|\Omega_C|^2}{\Gamma}. \quad (2.33)$$

A distribuição de velocidades de um gás de partículas não interagentes é descrita pela função distribuição de Maxwell-Boltzmann e se aplica ao nosso sistema. A função de distribuição de Maxwell-Boltzmann em uma dimensão é dada por

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_b T}} e^{-\frac{mv_i^2}{2k_b T}}, \quad (2.34)$$

onde i indica a direção de propagação dos átomos, k_b é a constante de Boltzmann, m é a massa atômica e T é a temperatura em que o sistema se encontra. A velocidade média dos átomos pode ser calculada a partir de

$$\langle v_i \rangle = \int_0^\infty v_i f(v_i) dv_i = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi m}}, \quad (2.35)$$

sendo essa a velocidade v utilizada na equação 2.33.

2.4. Efeito Doppler

Até agora consideramos a situação em que os átomos estão em repouso na direção de propagação dos feixes, ou seja, todos eles contribuem de forma idêntica para o sinal de EIT. No entanto, nosso experimento é realizado num vapor atômico a temperatura ambiente, por isso devemos levar em conta o movimento dos átomos em todas as direções. Neste caso, vamos considerar o efeito *Doppler* decorrente dos átomos que se movem com velocidade \vec{v} . As dessintonias nesse caso podem então ser escritas como:

$$\delta_C \rightarrow \delta_C + \vec{k}_C \cdot \vec{v}, \quad (2.36a)$$

$$\delta_P \rightarrow \delta_P + \vec{k}_P \cdot \vec{v}, \quad (2.36b)$$

$$\delta \rightarrow \delta + (\vec{k}_P - \vec{k}_C) \cdot \vec{v}. \quad (2.36c)$$

Para o caso em que os feixes de controle e de prova são copropagantes, o termo $(\vec{k}_P - \vec{k}_C) \cdot \vec{v}$, denominado de deslocamento *Doppler* residual, torna-se desprezível, já que temos a situação em que $k_P \approx k_C = k$. No entanto, este termo pode se tornar significativo quando introduzirmos um ângulo entre os feixes de controle e de prova (ver capítulo 4). Teremos, portanto, no caso sem ângulo entre os feixes:

$$\delta_C \rightarrow \delta_C + kv_z, \quad (2.37a)$$

$$\delta_P \rightarrow \delta_P + kv_z, \quad (2.37b)$$

$$\delta \rightarrow \delta, \quad (2.37c)$$

sendo z o eixo de propagação dos feixes. Aplicando as expressões 2.37a e 2.37c na equação 2.22, podemos escrever a coerência como função da velocidade dos átomos.

$$\sigma_{32} \rightarrow \sigma_{32}(\delta, v_z) \quad (2.38)$$

Utilizamos $\delta_C = 0$, pois estamos considerando o feixe de controle ressonante com a transição, com relação aos átomos parados, enquanto varremos a frequência do feixe de prova em torno da ressonância. Realizamos a integração de velocidades em uma dimensão, considerando apenas as componentes de \vec{v} na direção de propagação dos feixes.

$$\sigma_{32}^{[v_z]}(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} f(v_z) \sigma_{32}(\delta, v_z) dv_z, \quad (2.39)$$

sendo $f(v_z)$ a função distribuição de Maxwell-Boltzmann, definida na equação 2.34.

Devido à complexidade da expressão, obtivemos resultados numéricos. Construímos uma rotina de integração em “C” usando um algoritmo para o método dos trapézios (ver apêndice A). Na figura 2.7 mostramos algumas curvas integradas em velocidade. Para o valor de $\Omega_C = 0,1\Gamma$ vemos um sinal de EIT bem mais estreito do que no caso dos átomos em

repouso. Ao aumentar a frequência de Rabi para $\Omega_C = 1,0\Gamma$ observamos uma ressonância ainda muito estreita, diferentemente do caso dos átomos parados, onde temos o dubleto de Autler-Townes.

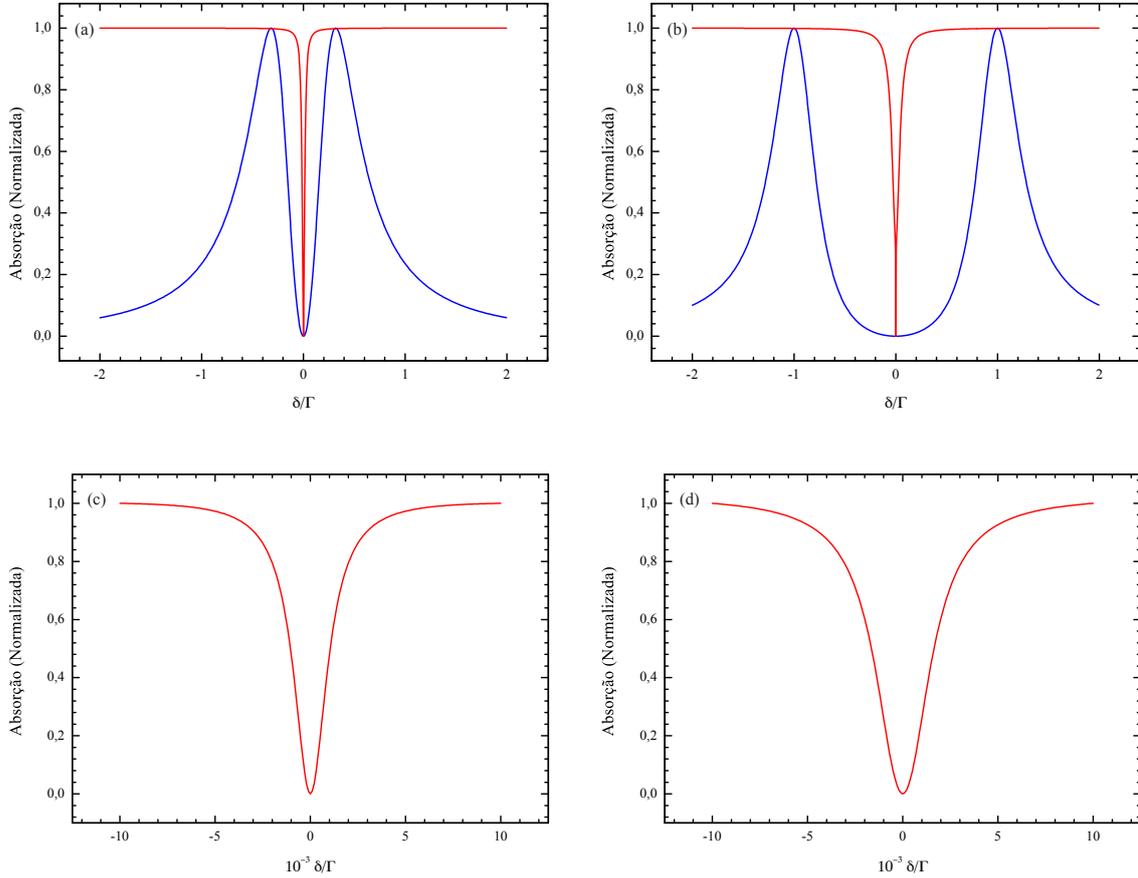


Figura 2.7.: Sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT, mantendo $\Omega_P = 0,0001\Gamma$, $\delta_C = 0$ e $\gamma = 0,001\Gamma$, para os casos em que (a) e (c) $\Omega_C = 0,1\Gamma$; (b) e (d) $\Omega_C = 1,0\Gamma$. Comparação entre um sistema com átomos parados (linha azul) e um com átomos em movimento, distribuídos em um perfil *Doppler* (linha vermelha). Os gráficos (c) e (d) representam um zoom das curvas integradas em velocidade, mostradas nos gráficos (a) e (b), respectivamente.

O espectro de absorção se alarga devido ao efeito *Doppler*, mas o sinal de EIT se estreita bastante. Para compreender esse estreitamento, vamos esboçar as ressonâncias para grupos distintos de velocidades, isto é, para valores distintos de $\vec{k} \cdot \vec{v}$. A dessintonia do feixe de controle δ_C vai nos especificar os grupos de velocidades que estamos sondando (ver eq. 2.37a). Portanto, por simplificação, vamos considerar que, no referencial dos átomos parados, o feixe está em ressonância com a transição ($\delta_C = 0$). A figura 2.8 mostra uma sequência de gráficos para 15 grupos distintos de velocidades.

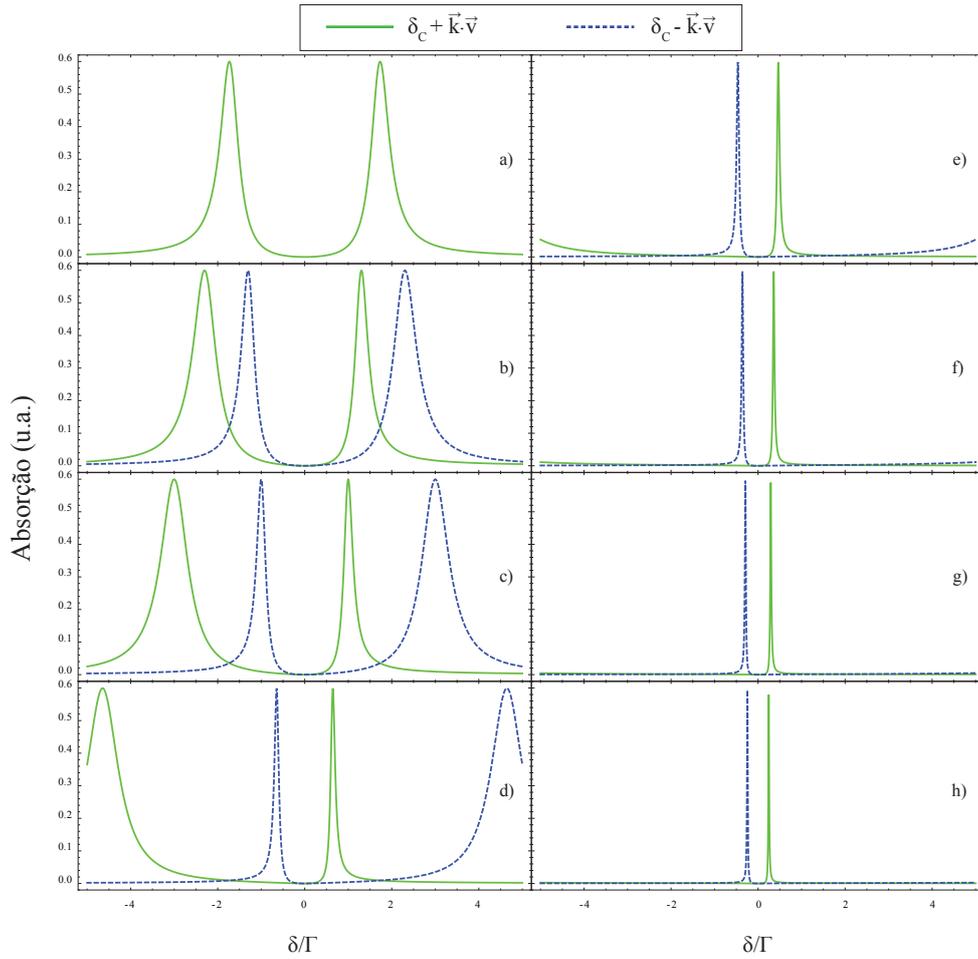


Figura 2.8.: Espectro do sinal de EIT em função da dessintonia Raman, para diferentes grupos de velocidade, considerando os átomos com velocidades copropagantes (linha verde contínua) e contrapropagantes (linha azul tracejada) aos feixes. Mantendo $\gamma = 0,0001\Gamma$, $\Omega_C = 3,0\Gamma$, $\Omega_P = 0,3\Gamma$ e $\delta_C = 0$. (a) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 0$; (b) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 1,0\Gamma$; (c) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 2,0\Gamma$; (d) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 4,0\Gamma$; (e) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 6,0\Gamma$; (f) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 8,0\Gamma$; (g) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 10,0\Gamma$ e (h) $\vec{k} \cdot \vec{v} = 12,0\Gamma$.

Nesses gráficos é possível identificar um pico estreito próximo da ressonância ($\delta = 0$) e outro pico mais largo um pouco mais distante da ressonância. O mesmo efeito é observado para $\vec{k} \cdot \vec{v}$ e $-\vec{k} \cdot \vec{v}$, de forma simétrica.

O espectro largo com o pico central estreito, observado para o caso dos átomos distribuídos num perfil *Doppler* (fig. 2.7), pode ser explicado como sendo fruto da convolução entre as curvas de absorção referentes a cada grupo distinto de velocidade, ou seja, uma espécie de integral de superposição [20]. A figura 2.9 mostra uma superposição dessas contribuições dos grupos de velocidades, para cinco grupos distintos.

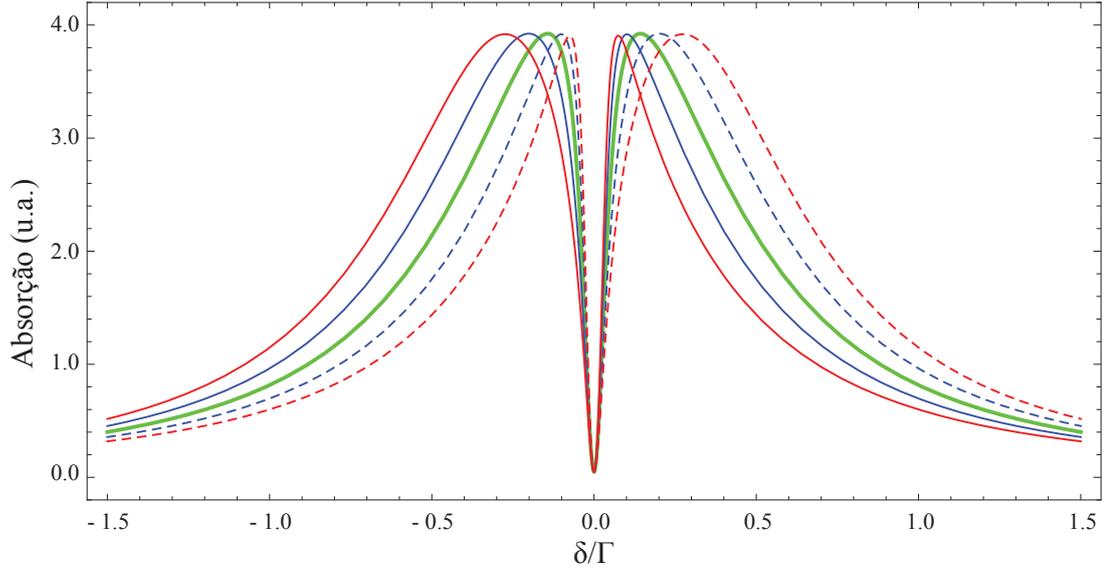


Figura 2.9.: Espectros do sinal de EIT em função da dessintonia Raman, para diferentes grupos de velocidade. Mantendo $\gamma = 0,001\Gamma$, $\Omega_C = 0,02\Gamma$, $\Omega_P = 0,002\Gamma$ e $\delta_C = 0$. $\vec{k} \cdot \vec{v} = 0$ (linha verde contínua); $\vec{k} \cdot \vec{v} = 1,0\Gamma$ (linha azul contínua); $\vec{k} \cdot \vec{v} = -1,0\Gamma$ (linha azul tracejada); $\vec{k} \cdot \vec{v} = 2,0\Gamma$ (linha vermelha contínua); $\vec{k} \cdot \vec{v} = -2,0\Gamma$ (linha vermelha tracejada).

A partir dos resultados obtidos com a integração numérica (eq. 2.39), podemos analisar a dependência da largura do sinal de EIT com a frequência de Rabi do feixe de controle (Ω_C). Os resultados numéricos são apresentados na figura 2.10. Podemos dividir o gráfico em duas regiões diferentes. Para $|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$ a curva tem um comportamento linear com a intensidade do feixe de controle ($I_C \propto |\Omega_C|^2$). Essa é a região que nos interessa para a modelagem do experimento. Para $|\Omega_C|^2 \ll \gamma\Gamma$ observamos um comportamento não linear da largura com a intensidade, cuja discussão analítica pode ser encontrada nas referências [21] e [22].

Considerando um feixe com perfil gaussiano, no regime de baixas intensidades apenas os átomos com velocidades próximas de zero na direção de propagação do feixe participam do processo de ressonância de EIT. Portanto, nessa região o efeito deveria se aproximar da descrição feita para os átomos parados. Isso justifica a mudança brusca na derivada da curva com relação à região de altas intensidades.

Se aproximarmos a região de $|\Omega_C|^2 \ll \gamma\Gamma$ no gráfico 2.10 por uma reta, encontramos uma taxa de variação da largura do sinal de EIT em torno de $(0,113 \pm 0,002)\Gamma^{-1}$. Esse valor ainda é muito inferior ao valor previsto pela equação 2.26, válida para o caso dos átomos

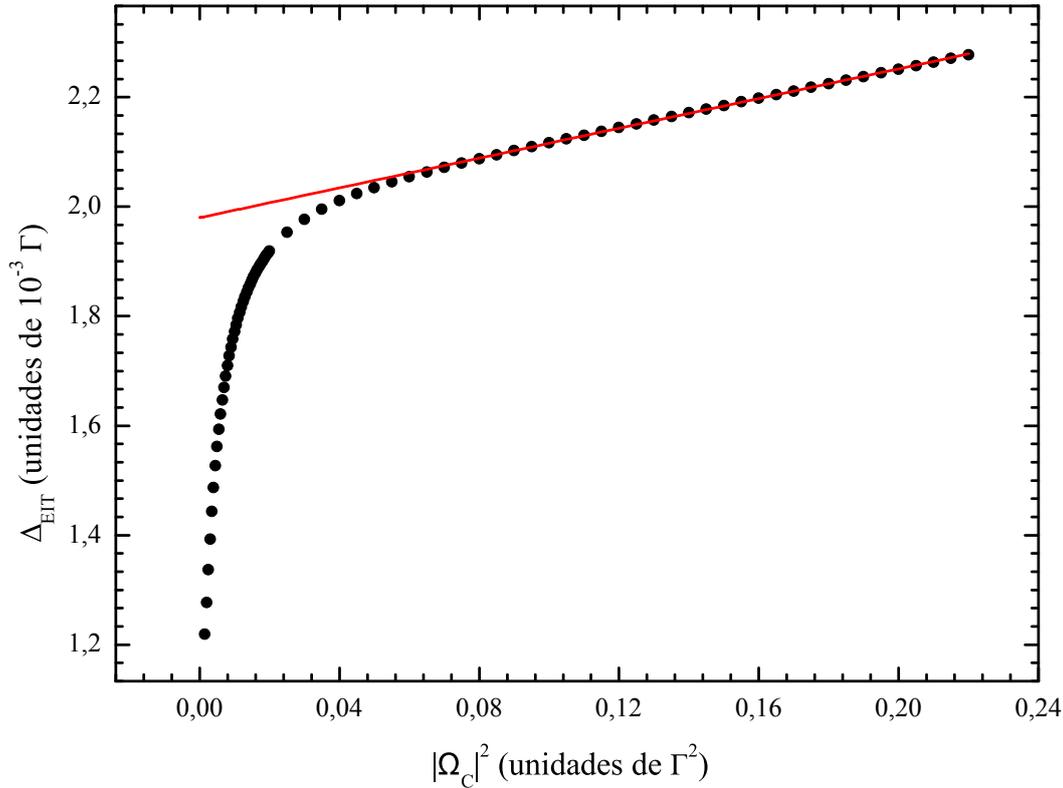


Figura 2.10.: Gráfico da largura do sinal de EIT em função do módulo quadrado da frequência de Rabi do feixe de controle, para átomos distribuídos em um perfil *Doppler*. Resultado obtido através de integração numérica, mantendo $\gamma = 0,001\Gamma$, $\Omega_P = 0,0001\Gamma$ e $\delta_C = 0$.

com velocidade nula na direção de propagação dos feixes, que é de $4\Gamma^{-1}$, mas já é muito superior ao valor encontrado para a região de $|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$, que é $(1,36 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}\Gamma^{-1}$.

Ao investigarmos a região de baixas intensidades, percebemos que a largura do sinal de EIT apresenta um comportamento não linear, com um estreitamento bastante acentuado quando comparado com a região de altas intensidades. Esse comportamento é descrito por Javan et al [21], num trabalho onde eles apresentam uma expressão analítica para a largura do sinal de EIT num sistema com alargamento *Doppler*. Nesse artigo, os autores mostram que, na região de $|\Omega_C|^2 \ll \gamma\Gamma$, a largura do sinal é proporcional à raiz quadrada da intensidade do feixe de controle. Para o gráfico 2.10 observamos que Δ_{EIT} se aproxima do valor de γ quando $|\Omega_C|^2 \rightarrow 0$. Esse resultado foi observado experimentalmente por Felinto [10], ao realizar medidas a partir do espectro de correlação entre os feixes de controle e de prova, comparando com os resultados obtidos a partir do espectro de transmissão. O espectro de correlação é insensível à potência dos feixes e fornece uma medida direta do

tempo de coerência entre os estados fundamentais. Numa análise qualitativa simplificada, podemos esperar que a limitação da largura do sinal de EIT, na ausência do alargamento por potência, seja dada pelo termo de descoerência γ , sendo essa a largura mínima obtida para o sinal.

Podemos analisar também o comportamento do sinal de EIT na região acessada experimentalmente ($|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$) com a variação dos valores atribuídos à taxa de descoerência γ . A figura 2.11 mostra três curvas para diferentes valores de γ . É possível observar que a inclinação da curva se mantém para os três valores de γ que utilizamos. Extrapolando as curvas para $|\Omega_C|^2 \rightarrow 0$ encontramos um valor da ordem de 2γ para a largura do sinal de EIT. Com base nos ajustes lineares das curvas mostradas no gráfico 2.11, encontramos uma taxa de variação média da largura do sinal de EIT com $|\Omega_C|^2$ torno de $(1,44 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}\Gamma^{-1}$, independente de γ .

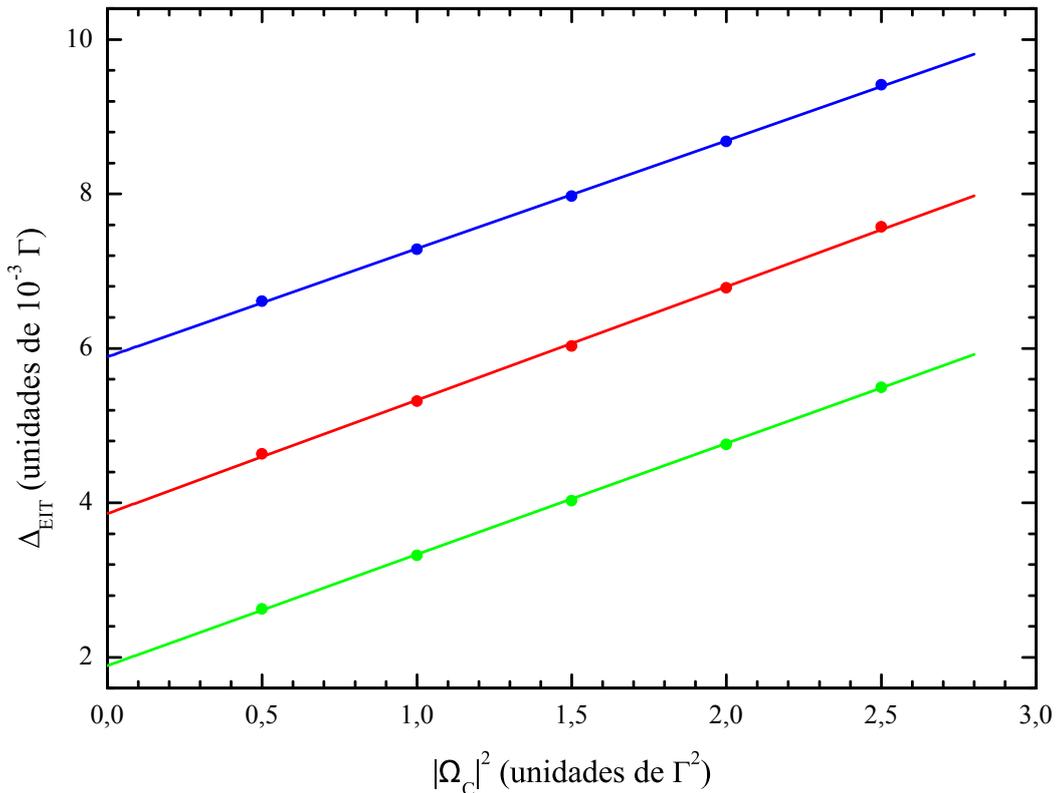


Figura 2.11.: Gráfico da largura do sinal de EIT em função do módulo quadrado da frequência de Rabi do feixe de controle, para átomos distribuídos em um perfil *Doppler* na região de $|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$. Resultados obtidos através de integração numérica, para $\gamma = 0,001\Gamma$ (pontos verdes), $\gamma = 0,002\Gamma$ (pontos vermelhos) e $\gamma = 0,003\Gamma$ (pontos azuis). Mantendo $\Omega_P = 0,01\Gamma$ e $\delta_C = 0$. As linhas contínuas representam ajustes lineares dos pontos obtidos.

A figura 2.11 é capaz de nos mostrar apenas uma análise qualitativa da dependência do sinal de EIT com a taxa de descoerência. Também é possível investigar a relação quantitativa entre Δ_{EIT} e γ . A figura 2.12 mostra um gráfico da largura do sinal de EIT em função da taxa de descoerência, construído com os dados das três curvas acima, para três diferentes valores de $|\Omega_C|^2$.

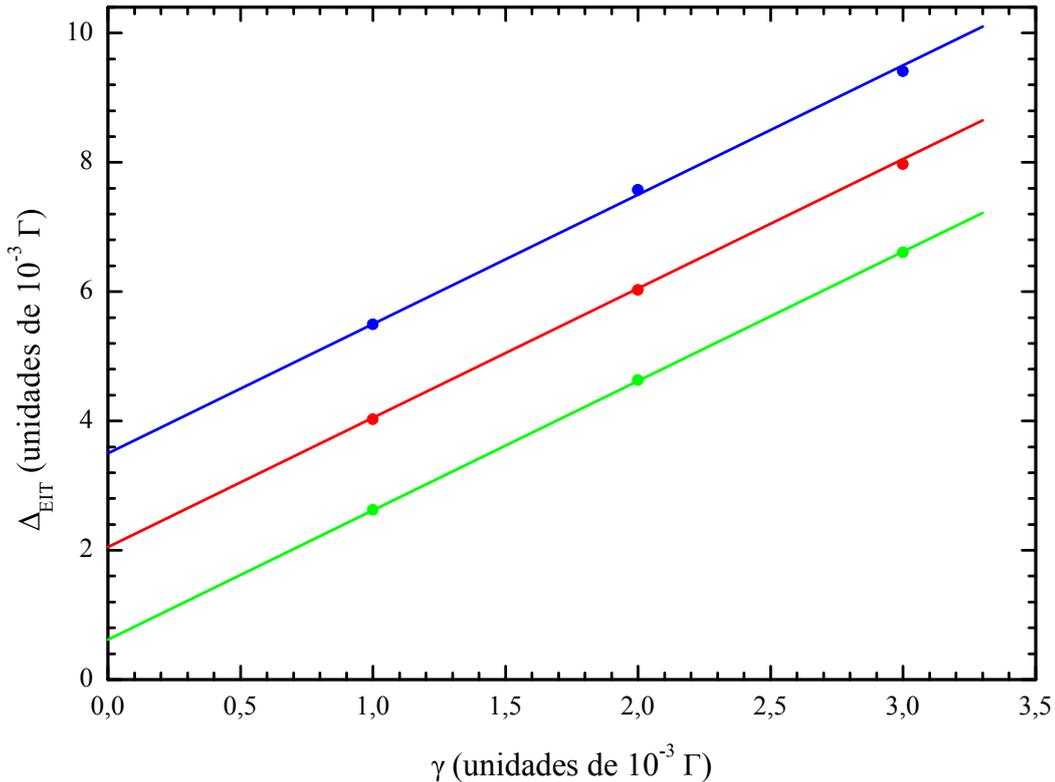


Figura 2.12.: Gráfico da largura do sinal de EIT em função da taxa de descoerência γ , para átomos distribuídos em um perfil *Doppler* na região de $|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$. Resultado obtido através de integração numérica. Para valores de $|\Omega_C|^2 = 0,5\Gamma^2$ (pontos verdes), $|\Omega_C|^2 = 1,5\Gamma^2$ (pontos vermelhos) e $|\Omega_C|^2 = 2,5\Gamma^2$ (pontos azuis). Mantendo $\Omega_P = 0,01\Gamma$ e $\delta_C = 0$. As linhas contínuas representam ajustes lineares dos pontos obtidos.

Uma média entre os parâmetros dos ajustes lineares das curvas nos leva a uma variação de $2,00 \pm 0,02$ na largura do sinal de EIT em função da taxa de descoerência, que é exatamente o deslocamento que observamos no gráfico 2.11 para cada valor de γ . Portanto, conforme previsto pela teoria formulada nas seções anteriores, há também uma dependência linear da largura do sinal de EIT com a taxa de descoerência do sistema.

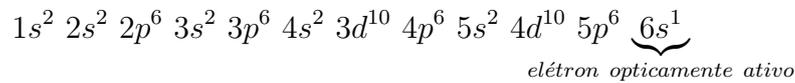
3

Espectroscopia de EIT: Experimentos com Feixes Copropagantes

Este capítulo se destina à apresentação dos métodos experimentais utilizados para a observação do sinal de EIT. Iniciaremos o capítulo apresentando a estrutura fina e hiperfina do átomo de césio. Posteriormente iremos explicar, de maneira simples, o processo de preparação do sistema na configuração Λ e os elementos essenciais do aparato experimental, com ênfase na descrição dos experimentos auxiliares e dos componentes responsáveis pelo controle da frequência dos feixes. Em seguida descreveremos o sistema de detecção, que envolve o controle das polarizações e a filtragem dos sinais adquiridos. Apresentaremos também os softwares construídos para o controle de equipamentos, aquisição e tratamento de dados. Por fim, iremos expor e discutir os resultados obtidos para o experimento realizado com feixes copropagantes.

3.1. Estrutura Atômica do Césio

O elemento químico utilizado em nossos experimentos foi o césio. Este é um elemento utilizado em larga escala nos experimentos de física atômica e molecular, sobretudo por se tratar de um átomo hidrogenóide, o que torna muito mais simples a criação de modelos que explicam os efeitos físicos observados. O ^{133}Cs é o único isótopo estável desse elemento, com 55 elétrons e apenas um em sua camada mais externa. De acordo com a regra de Pauli, o ^{133}Cs possui a seguinte distribuição eletrônica:



No capítulo 2 consideramos o hamiltoniano de interação do sistema átomo-campo de maneira simplificada, de forma a reduzir o problema a um sistema de três níveis do tipo Λ . No entanto, o nosso sistema experimental real é composto de vários níveis de energia. As interações envolvendo os graus de liberdade associados ao *spin* do elétron e do próton removem as degenerescências desses níveis. A seguir vamos apresentar a estrutura fina e hiperfina do ^{133}Cs , que surgem a partir dessas interações. Posteriormente discutiremos como preparar o sistema numa configuração que pode ser bem aproximada por um sistema tipo Λ .

3.1.1. Estrutura Fina

A estrutura fina do átomo está associada a um acoplamento conhecido como acoplamento *spin*-órbita. Isto é, a interação entre o momento magnético do elétron, proporcional ao seu *spin* (\vec{S}), e o campo magnético gerado pelo seu movimento orbital em torno do núcleo, proporcional ao momento angular do átomo (\vec{L}), produz um termo de interação da forma $\hat{H}_{LS} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$, que deve ser acrescentado no hamiltoniano total do sistema.

O momento angular total do elétron é dado por $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$. Escolhendo um conjunto completo de observáveis que comutam $\{\hat{J}^2, \hat{J}_z, \hat{L}^2, \hat{S}^2\}$, o hamiltoniano de interação pode ser escrito de forma diagonal na base comum a esses observáveis. Os autovalores de $\hat{J}, \hat{L}, \hat{S}$

e \hat{J}_z são dados respectivamente por $\hbar\sqrt{J(J+1)}$, $\hbar\sqrt{L(L+1)}$, $\hbar\sqrt{S(S+1)}$ e $\hbar m_J$. Pelas regras de adição de momento angular, os valores de J estão restritos a $|L - S| \leq J \leq L + S$. Dessa forma, para o estado fundamental do átomo de cério, $L = 0$ e $S = 1/2$, temos $J = 1/2$. Para o primeiro estado excitado, $L = 1$, temos $J = 1/2$ ou $J = 3/2$. A transição entre os níveis $L = 0 \rightarrow L = 1$ é conhecida como linha D e possui duas componentes, a linha D_1 ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$) e a linha D_2 ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$). A transição de interesse em nossos estudos é a linha D_2 , com comprimento de onda em torno de 852nm.

3.1.2. Estrutura Hiperfina

A estrutura hiperfina do átomo é resultado do acoplamento entre o momento angular total do elétron (\vec{J}) e o momento angular total do núcleo (\vec{I}). Essa interação adiciona um termo da forma $\hat{H}_{JI} \propto \hat{\vec{J}} \cdot \hat{\vec{I}}$ ao hamiltoniano total do sistema.

O momento angular total do átomo agora é dado por $\hat{\vec{F}} = \hat{\vec{J}} + \hat{\vec{I}}$. De forma similar ao que fizemos para a construção da estrutura fina do átomo, podemos escolher a base comum aos observáveis $\{\hat{F}^2, \hat{F}_z, \hat{J}^2, \hat{I}^2\}$ e escrever o hamiltoniano de forma diagonal nessa base. Os autovalores de \hat{F} , \hat{I} e \hat{F}_z são dados por $\hbar\sqrt{F(F+1)}$, $\hbar\sqrt{I(I+1)}$ e $\hbar m_F$, respectivamente. Pelas regras de adição de momento angular, encontramos os valores para F restritos a $|J - I| \leq F \leq J + I$. Para a linha D_2 do cério temos como estado fundamental os valores de $J = 1/2$ e $I = 7/2$, o que nos leva a $F = 3$ e $F = 4$. De forma similar, para o estado excitado da linha D_2 do cério, F pode assumir os valores 2, 3, 4 ou 5.

As energias associadas aos níveis da estrutura fina e hiperfina do cério podem ser encontradas resolvendo o hamiltoniano total do sistema. Na figura 3.1 estão representados os níveis de energia da linha D_2 do cério. Mais detalhes podem ser encontrados na referência [23].

3.2. Preparação do Sistema

Para o experimento apresentado nesta dissertação trabalhamos com uma amostra de átomos de cério em temperatura ambiente, sondando apenas átomos no estado hiperfino fundamental $F = 3$. Para isso utilizamos dois feixes de *laser* com a mesma frequência, mas

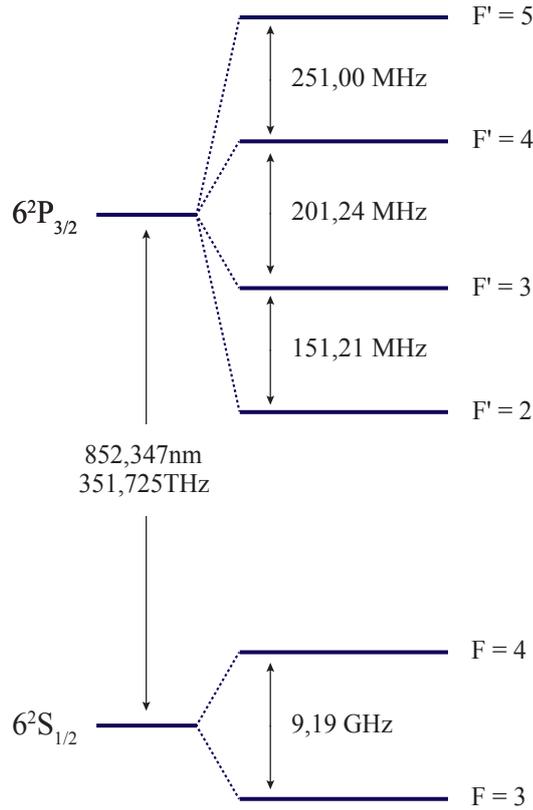


Figura 3.1.: Diagrama de níveis de energia da linha D_2 do átomo de césio.

com polarizações circulares opostas. A seguir vamos descrever o procedimento completo para a preparação do sistema experimental.

3.2.1. Obtenção da Amostra na Configuração “Lambda” (Λ)

Conforme foi explicado no capítulo 2, o sistema mais simples onde pode ser observado o efeito de EIT é a configuração do tipo Λ , onde há dois níveis fundamentais e um nível excitado. Para alcançar essa configuração utilizamos a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ pertencente à linha D_2 do Césio.

Cada subnível Zeeman tem degenerescência $2F + 1$, isso nos leva a ter um total de 7 níveis fundamentais e 5 níveis excitados. Se ajustarmos as polarizações dos feixes de forma adequada (com polarizações circulares opostas), podemos criar uma sequência de sistemas do tipo Λ , conforme ilustrado na figura 3.2. A escolha das polarizações é feita de tal forma a garantir um acoplamento do tipo Λ conforme explicado no capítulo 2. O feixe de controle (Ω_C) é sempre muito mais intenso do que o feixe de prova (Ω_P), por isso, o

bombeio causado pelo feixe intenso obriga os átomos a se concentrarem na extremidade direita do sistema representado na figura 3.2 e isso nos possibilita considerar, para efeito de análise, o problema como sendo um único sistema de três níveis [24] [25].

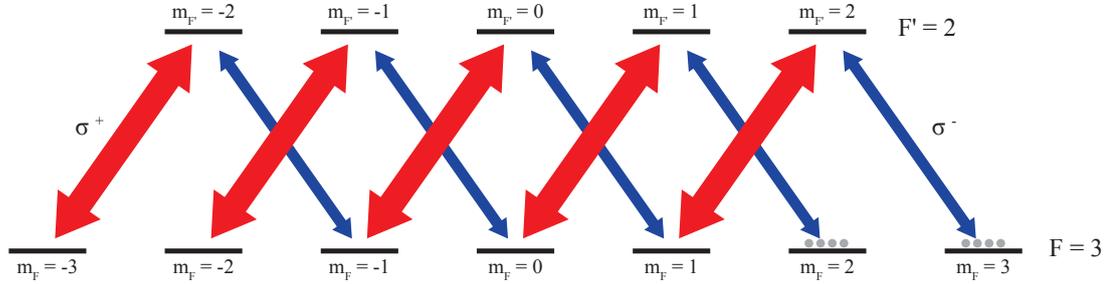


Figura 3.2.: Sequência de sistemas de três níveis na configuração Λ para a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do cério, utilizando feixes com polarizações circulares σ^+ e σ^- .

Com a escolha dessa transição, além de conseguirmos alcançar uma configuração que apresenta o efeito de EIT, também eliminamos a necessidade de um laser de rebombeio, pois se trata de uma transição cíclica e, uma vez que o átomo chega ao nível excitado $F' = 2$, ele só poderá decair para o nível $F = 3$. Isso se deve ao fato de que, por regra de seleção de dipolo elétrico, só é permitido haver transições que satisfaçam a condição $\Delta F = 0, \pm 1$.

3.2.2. Aparato Experimental

A figura 3.3 mostra o esquema experimental montado para a primeira etapa de medidas do espectro de transmissão do feixe de prova na configuração de EIT. Utilizamos um *laser* de diodo comercial da Toptica, com cavidade externa, modelo DL 100, operando na região de 852nm. Os controles de corrente, temperatura e cavidade externa são realizados através de circuitos modulares próprios da Toptica, modelos DCC 110, DTC 110 e SC 110, respectivamente. O travamento da frequência também é realizado através de um desses módulos, modelo LIR 110.

Utilizamos um único *laser* para gerar os feixes usados no experimento. Ao sair do *laser*, o feixe passa por um isolador óptico (ISO) e incide sobre um divisor de feixes polarizador (PBS1, *Polarizing Beam Splitter*). Ajustamos a polarização do feixe com uma placa de meia onda ($\lambda/2$) localizada antes do PBS1. A maior parcela da potência total do feixe é transmitida (polarização vertical) e segue para o experimento de EIT. Uma pequena

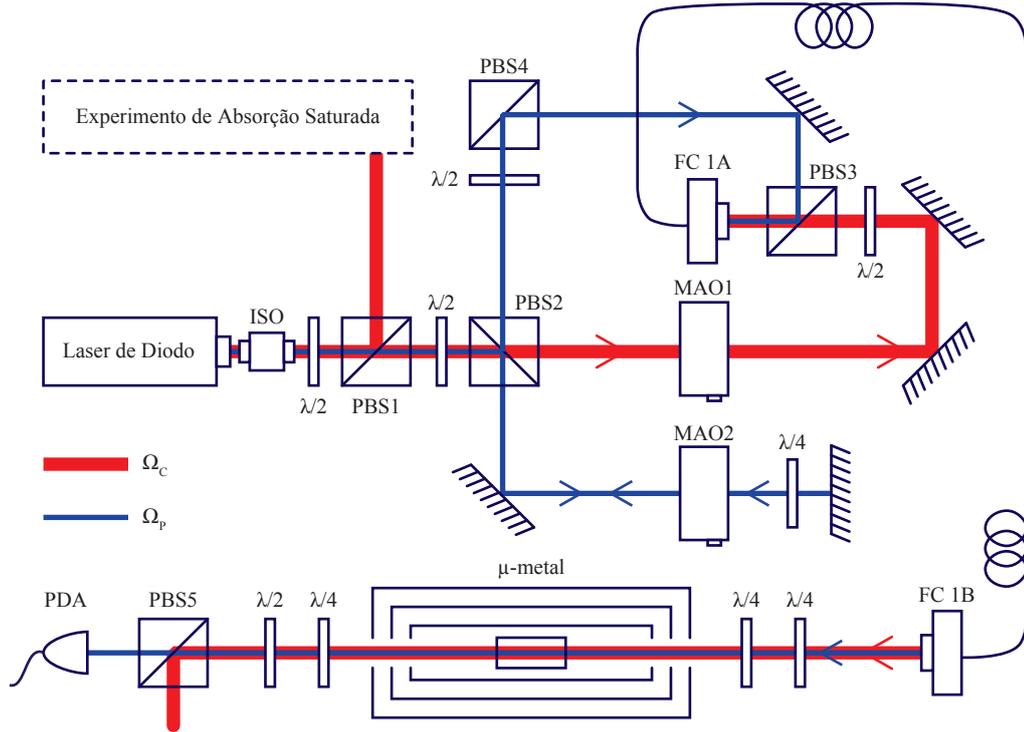


Figura 3.3.: Diagrama simplificado do aparato experimental utilizado para medidas do espectro de transmissão num sistema de EIT com feixes copropagantes.

fração é refletida (polarização horizontal) e guiada para um experimento secundário, tendo por objetivo realizar espectroscopia de absorção saturada (ver próxima seção), cujo sinal serve para o travamento do laser numa determinada frequência.

O feixe transmitido é dividido em outros dois ao passar pelo PBS2, suas intensidades relativas sendo controladas por uma $\lambda/2$ colocada antes do cubo, a fim de manter a intensidade do feixe de controle (Ω_C) muito maior do que a do feixe de prova (Ω_P). O feixe de controle passa por um modulador acusto-óptico (MAO1) e tem sua frequência deslocada em -200MHz. O feixe de prova passa por outro modulador acusto-óptico (MAO2), numa configuração de dupla passagem, e tem sua frequência deslocada de -100MHz a cada passagem, resultando num deslocamento total de 200MHz negativos. A placa de quarto de onda ($\lambda/4$) localizada após o MAO2 tem a função de girar de 90° a polarização do feixe de prova, para que ele seja transmitido no PBS2 após a dupla passagem. A $\lambda/2$ localizada antes do PBS3 têm a função de girar a polarização do feixe de controle, controlando assim a parcela do feixe que será transmitida e seguirá para o acoplador em fibra (FC 1A, *Fiber Coupler*). A $\lambda/2$ localizada antes do PBS4 tem a função de ajustar a polarização do feixe de prova, para que ele seja refletido no PBS4, controlando também a sua intensidade. Ao

passar pelo PBS3 os feixes têm polarizações lineares bem definidas e ortogonais entre si. Os dois feixes são acoplados numa mesma fibra óptica monomodo a fim de garantir um modo gaussiano puro, um alinhamento perfeito e o mesmo diâmetro para ambos os feixes. Na saída da fibra colocamos em sequência duas $\lambda/4$. A primeira serve para corrigir a distorção na polarização dos feixes, causada pela fibra monomodo, transformando-as novamente em lineares e ortogonais entre si, a segunda serve para tornar as polarizações circulares, $\hat{\sigma}^+$ e $\hat{\sigma}^-$. Os feixes atravessam a célula de césio e em seguida passam por outra $\lambda/4$, que tem a função de retornar às polarizações lineares. Por fim passam por uma $\lambda/2$, que serve para alinhar as polarizações com os eixos do PBS5, onde os feixes são novamente separados. Apenas o feixe de prova é detetado.

Como fazemos uso da degenerescência Zeeman em nosso sistema, é necessário que a célula de prova esteja blindada magneticamente, a fim de evitar o desdobramento das linhas de transição devido à atuação de campos magnéticos expúrios, para isso a célula é colocada dentro de uma câmara de três camadas feita de um material chamado de μ -metal.

Esse aparato experimental foi utilizado para as medidas com feixes copropagantes. Para as medidas que envolvem a dependência angular do sinal de EIT foram realizadas algumas modificações no aparato. Essa parte do experimento será discutida no capítulo 4.

3.2.3. Monitoramento, Travamento e Varredura da Frequência dos Feixes

Nosso experimento exige a sintonização do *laser* numa frequência bem definida e o controle individual da frequência dos feixes. Como dito nas seções anteriores, estamos interessados na transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ da linha D_2 do césio, e será necessário manter a frequência dos feixes em torno dessa ressonância. Montamos um experimento de absorção saturada e obtivemos espectros da linha D_2 do césio, a fim de utilizar o sinal obtido através dessa técnica para identificar as transições hiperfinas e travar o *laser* numa determinada frequência. Para o controle individual da frequência dos feixes, utilizamos os moduladores acusto-ópticos.

Experimento de Absorção Saturada

O experimento de espectroscopia de absorção saturada baseia-se numa técnica simples de obtenção de espectros atômicos com larguras menores do que o alargamento *Doppler* do sistema [26] [27]. A técnica consiste em incidir um par de feixes contrapropagantes e de mesma frequência sobre uma amostra de vapor atômico. Um dos feixes (feixe de bombeio - Ω_B) deve ser bem mais intenso que o outro (feixe de sonda - Ω_S), conforme ilustra a figura 3.4.

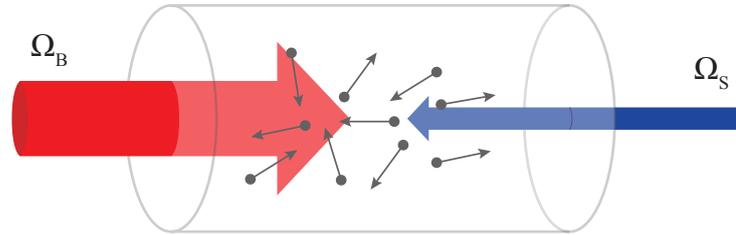


Figura 3.4.: Esquema simplificado da configuração dos feixes num experimento de espectroscopia de absorção saturada.

Como os átomos dentro da célula encontram-se em forma de vapor e obedecem à distribuição de velocidades de Maxwell Boltzmann, cada grupo de velocidades enxerga os feixes com um acréscimo ou decréscimo em sua frequência, provocado pelo deslocamento *Doppler*. Portanto, a frequência do *laser* no referencial do átomo com velocidade $v_z = u$ será

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{u}{c} \right), \quad (3.1)$$

sendo z o eixo de propagação dos feixes, ν_0 a frequência do *laser* no referencial do laboratório e c a velocidade da luz. Nesse caso, a soma refere-se aos átomos que se propagam no sentido oposto à propagação do feixe e a subtração aos átomos que se deslocam no mesmo sentido do feixe.

Se sintonizarmos o *laser* numa frequência ressonante com uma transição atômica, os átomos vão interagir simultaneamente com os dois feixes apenas quando $v_z = 0$. Nesse caso, o feixe de bombeio satura a transição, ou seja, excita a maioria dos átomos de forma que o feixe de sonda é pouco absorvido e isso se traduz num pico no sinal de transmissão detetado na saída da célula. O espectro obtido corresponde a um perfil de absorção largo (perfil *Doppler*) com alguns picos associados às transições atômicas. No entanto, quando

analisamos os espectros obtidos a partir dessa técnica observamos outros picos que não correspondem a nenhuma linha de transição. Esses picos são conhecidos como ressonâncias de *Cross Over* e são gerados pelos átomos com velocidades para as quais o feixe de bombeio está ressonante com uma transição e o feixe de sonda com outra. Essa configuração é atingida com o *laser* sintonizado exatamente no meio do caminho entre duas transições atômicas.

O esquema experimental específico utilizado nessa etapa pode ser observado na figura 3.5. Como os dois feixes são produzidos num mesmo *laser*, garantimos que as frequências são idênticas. O feixe de entrada é dividido em outros dois ao incidir numa placa divisora de feixe (BS1), sendo o feixe de bombeio (Ω_B) transmitido e o feixe de sonda (Ω_S) refletido, com valores de cerca de 90% e 10% da potência total incidente, respectivamente. O BS2 é um divisor de feixes 50/50. O feixe fraco é capturado por um fotodetector (PD) após atravessar o BS2.

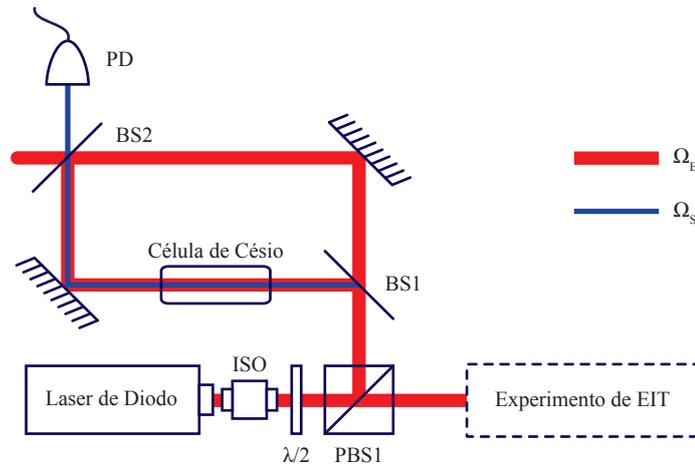


Figura 3.5.: Diagrama simplificado do aparato experimental utilizado para o experimento de absorção saturada.

Varrendo a frequência do *laser* é possível construir um espectro de absorção do feixe de sonda, conforme mostrado na figura 3.6, onde identificamos as várias transições hiperfinas da linha D_2 do césio. Esse sinal alimenta um circuito usado para travar a frequência do *laser*.

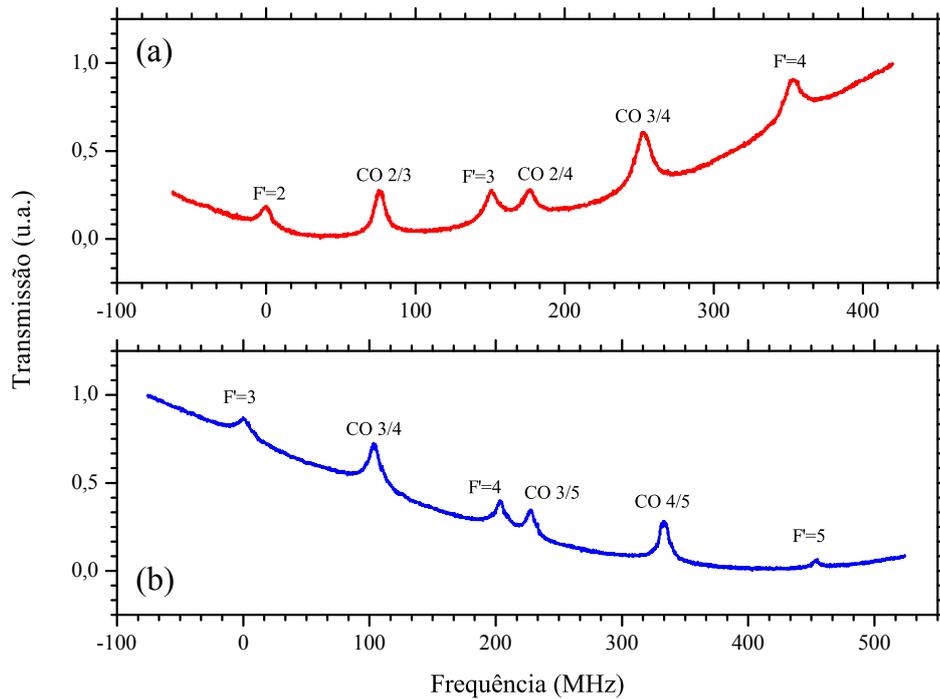


Figura 3.6.: Espectro de absorção saturada da linha D_2 do césio, partindo dos estados fundamentais (a) $F=3$ e (b) $F=4$ para os estados excitados F' . Os picos identificados por CO j/k referem-se às ressonâncias de *Cross Over* localizadas entre os níveis excitados $F'=j$ e $F'=k$.

Travamento da Frequência do Laser

A figura 3.7 mostra um diagrama representando o sistema de travamento da frequência do *laser*. Utilizamos um módulo comercial de *lock-in* da Toptica, modelo LIR 110, para travar o *laser* na frequência referente ao *Cross Over* 2/4, cerca de 180MHz acima da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Mantendo a chave do circuito de *lock-in* na posição OFF, ajustamos a temperatura, a corrente e a varredura da grade externa do laser, até encontrarmos o sinal de absorção saturada, conforme mostrado na tela do osciloscópio da figura 3.7 (sinal verde). O circuito de *lock-in* é alimentado por esse sinal e, através de uma pequena modulação, gera um sinal de erro (sinal vermelho), equivalente à derivada do sinal de absorção saturada. Ajustamos a frequência do *laser* para varrer apenas em cima do pico de absorção que nos interessa, desligamos a varredura e deslocamos a chave do circuito de *lock-in* para a posição ON. Esse sinal de erro gerado é usado como *feedback* para os controles do *laser*, forçando-o a permanecer na frequência do pico selecionado.

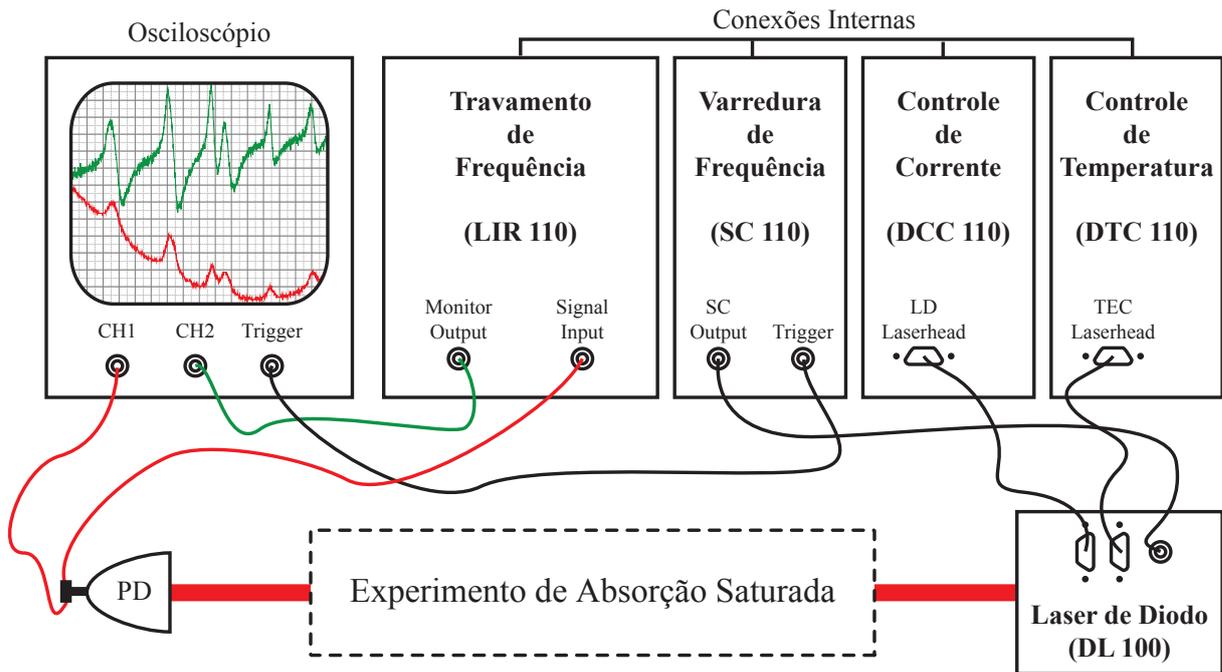


Figura 3.7.: Diagrama simplificado do sistema utilizado para o controle e o travamento da frequência do laser.

Embora estejamos travando a frequência do *laser* no *Cross Over 2/4*, estamos interessados em trabalhar com os feixes sintonizados próximo da frequência de transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Para alcançar essa frequência utilizamos dois moduladores acusto-ópticos. Os moduladores deslocam as frequências dos feixes em 200MHz negativos, que ainda é cerca de 20MHz abaixo da frequência da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. No entanto, como tratamos com átomos em temperatura ambiente, haverá um grupo de átomos com velocidade tal que enxergará os feixes ressonantes com essa transição.

Moduladores Acusto-Ópticos

Os moduladores acusto-ópticos são utilizados em nosso experimento para controlar a frequência e a amplitude dos feixes. Um feixe, ao atravessar o cristal de um modulador acusto-óptico, sofre difração de Bragg. Essa difração é causada pela passagem de uma onda acústica no cristal, em uma direção quase perpendicular à propagação do feixe, conforme ilustrado na figura 3.8. Os máximos dessa onda acústica servem como pontos de uma rede de difração. Dessa forma, é possível deslocar a frequência do feixe variando a frequência da onda acústica que se propaga no cristal. A intensidade do feixe difratado depende da amplitude do sinal de RF que alimenta o cristal, e do alinhamento do feixe no mesmo. O

crystal do modulador é ligado num circuito que gera o sinal de RF e que possui entrada para modulação de amplitude (AM) e de frequência (FM).

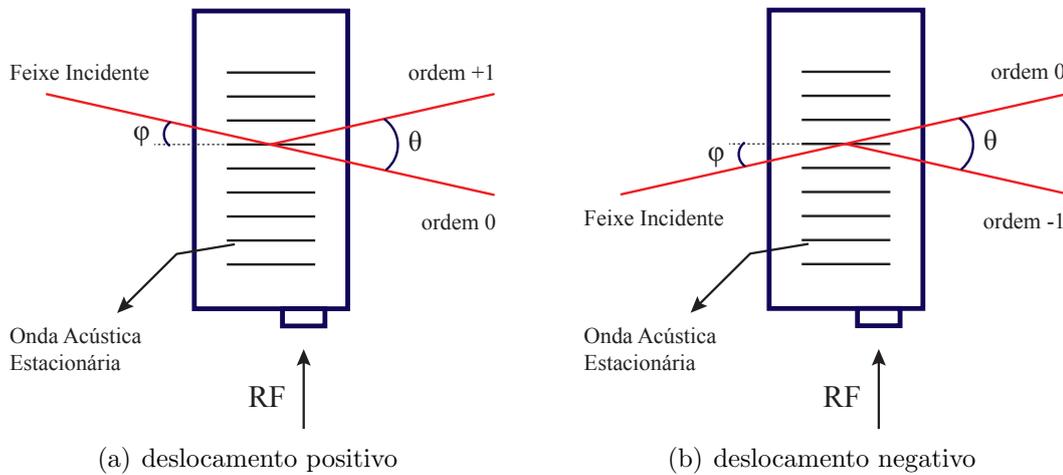


Figura 3.8.: Esquema de funcionamento do modulador acusto-óptico para a obtenção de um deslocamento (a) positivo ou (b) negativo na frequência do feixe incidente.

O circuito que alimenta o MAO1 da figura 3.3 é modulado apenas em amplitude. Essa modulação é realizada por um gerador de funções bastante estável da Agilent, modelo 33521A, através de um sinal TTL com frequência na ordem de kHz, a fim de chavear o sinal do feixe de controle. Esse chaveamento é necessário para a referência de um circuito de *lock-in* que realiza a filtragem do sinal detetado. Além do chaveamento, esse modulador é responsável também por deslocar a frequência do feixe de controle, mantendo-a em torno de 20MHz abaixo da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, como explicado anteriormente.

O circuito que alimenta o MAO2 da figura 3.3 é modulado apenas em frequência. Essa modulação é realizada por um gerador de funções interno a um osciloscópio da Agilent, modelo DSO-X 2002A, através de uma varredura lenta comandada por um software de controle acoplado ao nosso sistema de aquisição. Esse modulador é responsável por deslocar a frequência do feixe de prova até cerca de 20MHz abaixo da frequência da transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$ e realizar a varredura em torno dessa frequência. Na figura 3.9 mostramos a frequência da RF gerada em função da tensão aplicada no circuito de controle do MAO2.

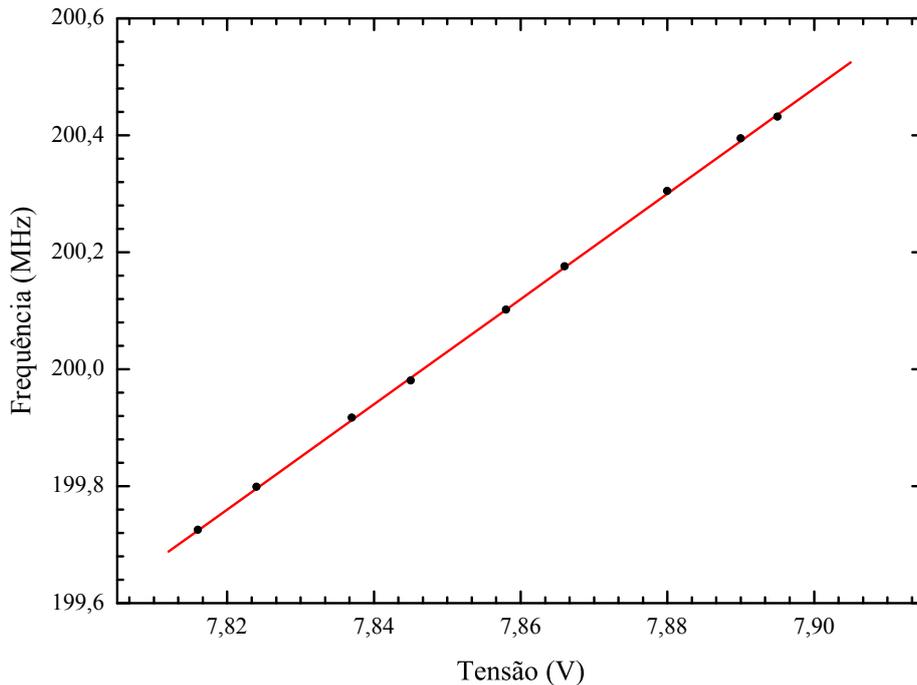


Figura 3.9.: Gráfico da frequência de RF em função da tensão aplicada no circuito de controle do modulador acusto óptico. O coeficiente do ajuste linear nos dá uma relação de $(9,00 \pm 0,04)$ MHz/V.

3.2.4. Detecção do Sinal

No decorrer das medidas experimentais nos deparamos com sinais de intensidades muito baixas e sensíveis a ruídos, o que nos levou a implementar um sistema de filtragem do sinal. Alguns ruídos indesejáveis identificados no sinal detetado comprometiam a análise dos dados adquiridos. O alinhamento perfeito conseguido através do acoplamento de ambos os feixes numa mesma fibra foi um dos fatores que introduzia ruído, uma vez que era necessário um controle muito fino da polarização dos feixes para conseguir separá-los completamente antes do fotodetector. O próprio sistema atômico modificava a polarização dos feixes e esse efeito era melhor verificado à medida que aumentávamos a potência do feixe de controle. Como consequência desses fatores, havia um vazamento considerável do feixe de controle no fotodetector, onde queríamos capturar apenas o feixe de prova. Com a frequência do feixe de prova variando, o sinal visto no osciloscópio era acrescentado de um batimento, devido ao vazamento do outro feixe. As $\lambda/4$ e $\lambda/2$ localizadas após a célula de cério, na figura 3.3, eram responsáveis pelo ajuste das polarizações. No entanto, mesmo com montagens sensíveis a ajustes finos, não conseguíamos zerar o batimento identificado.

Além do batimento, também identificamos ruídos eletrônicos introduzidos pelos equipamentos utilizados para a detecção do sinal e um *offset* causado pela presença de partes dos feixes de controle e de prova que não interagem simultaneamente com o sistema atômico. Uma solução para eliminar esses ruídos e o *offset* foi a filtragem do sinal por um circuito de *lock-in*. A figura 3.10 mostra o diagrama do sistema de detecção montado para a aquisição do sinal. Ao passar pela célula de césio, os feixes atravessam a $\lambda/4$ e a $\lambda/2$, onde têm suas polarizações ajustadas de modo a atenuar a transmissão do feixe de controle no PBS5. O sinal é capturado pelo fotodetetor e enviado para o circuito *lock-in*.

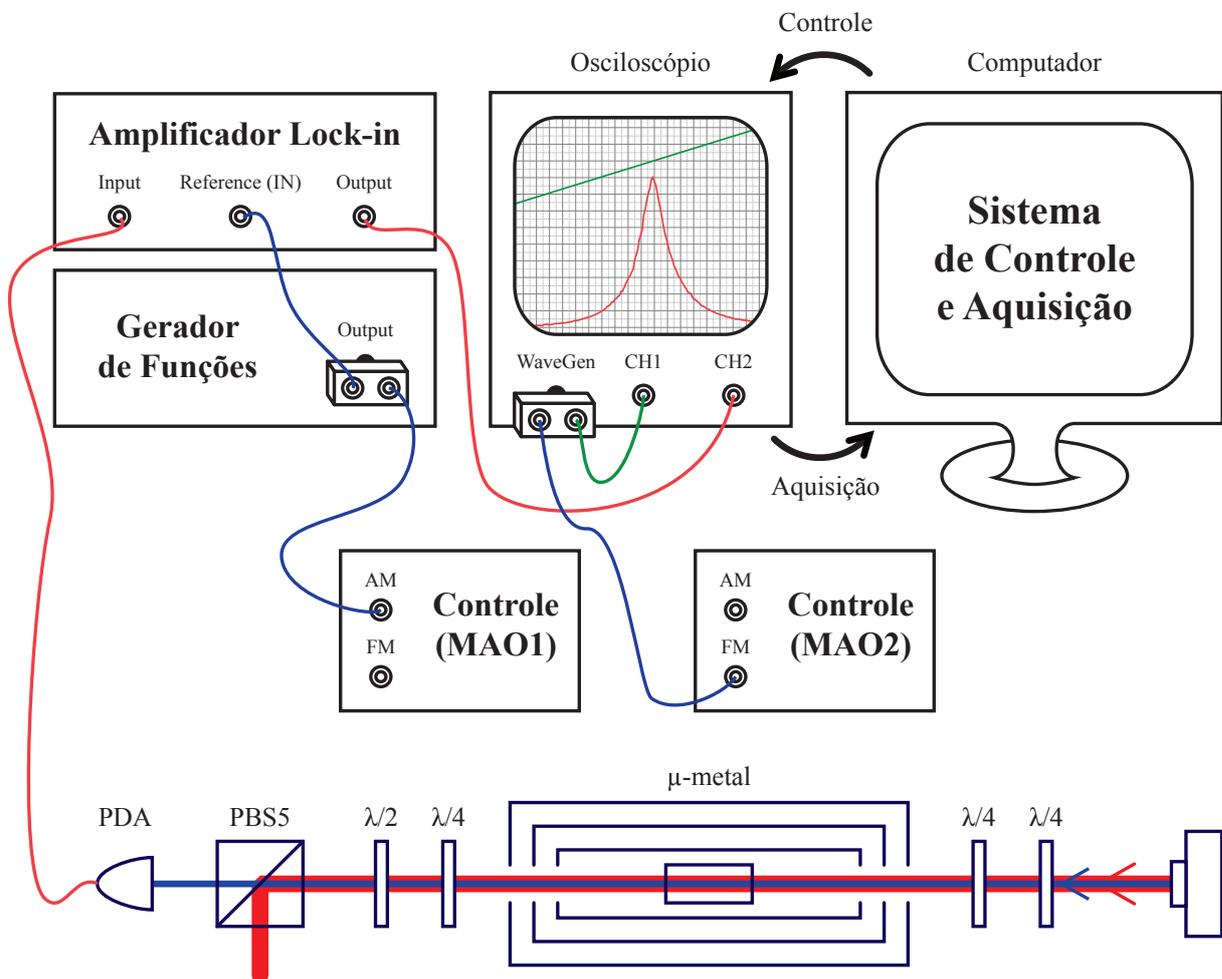


Figura 3.10.: Diagrama do sistema utilizado para detecção, filtragem e aquisição do sinal de EIT.

O sinal de referência utilizado no *lock-in* é o mesmo que modula a amplitude da RF do MAO1, responsável por chavear o feixe de controle. Com a intensidade do feixe de controle modulada, só nos interessa detectar a componente do feixe de prova que está modulada na mesma frequência do feixe de controle, o que corresponde à contribuição simultânea dos dois feixes para o sinal de EIT. O circuito de *lock-in* realiza a integração sobre o sinal de

entrada na mesma frequência da referência e transforma os sinais modulados com outras frequências numa flutuação AC, que é separada do sinal de interesse através de um filtro passa baixa. Dessa forma, o sinal na saída do *lock-in* é proporcional ao acoplamento entre os dois feixes e qualquer componente que não esteja sincronizada com a referência, tais como ruídos e offsets, é descartada nesse processo de filtragem. Este sinal é enviado para o osciloscópio e, em seguida, capturado pelo programa de aquisição.

3.2.5. Software de Controle, Aquisição e Tratamento de Dados

Utilizamos um osciloscópio da Agilent, modelo DSO-X 2002A, para a aquisição do sinal na saída do *lock-in*. A varredura da frequência do feixe de prova foi realizada através do gerador de funções interno do mesmo osciloscópio. O controle dos parâmetros do osciloscópio e do gerador de funções foi feito a partir de um programa contruído em ambiente LabVIEW, da *National Instruments*, montado com a ajuda do pós-doutor Weliton Martins. Um outro programa foi criado para realizar o tratamento final dos dados adquiridos. A seguir vamos descrever o funcionamento desses programas (mais detalhes no apêndice B).

O controle da frequência do feixe de prova é feito pela injeção de um sinal de tensão DC no circuito de controle do MAO2. O programa envia um comando para o gerador de funções interno do osciloscópio gerar o sinal DC, o sinal é incrementado a cada intervalo de tempo previamente definido no programa. Cada valor de tensão corresponde a um valor de deslocamento na frequência do feixe de prova, conforme mostrado na figura 3.9. A calibração do MAO2 é usada para a conversão de unidades do sinal adquirido no osciloscópio.

Simultaneamente, o programa recebe os dados do osciloscópio que captura o sinal de EIT após a filtragem pelo *lock-in*, conforme mostra a figura 3.10. O painel de controle do programa pode ser observado na figura 3.11.

Cada ponto adquirido da curva de EIT está associado a um valor de tensão enviado ao circuito de controle do MAO2, e é obtido pela média temporal do sinal que chega ao osciloscópio, a quantidade de médias e o tempo de integração para cada ponto podem ser ajustados no painel de controle do programa, através do ajuste da varredura horizontal.

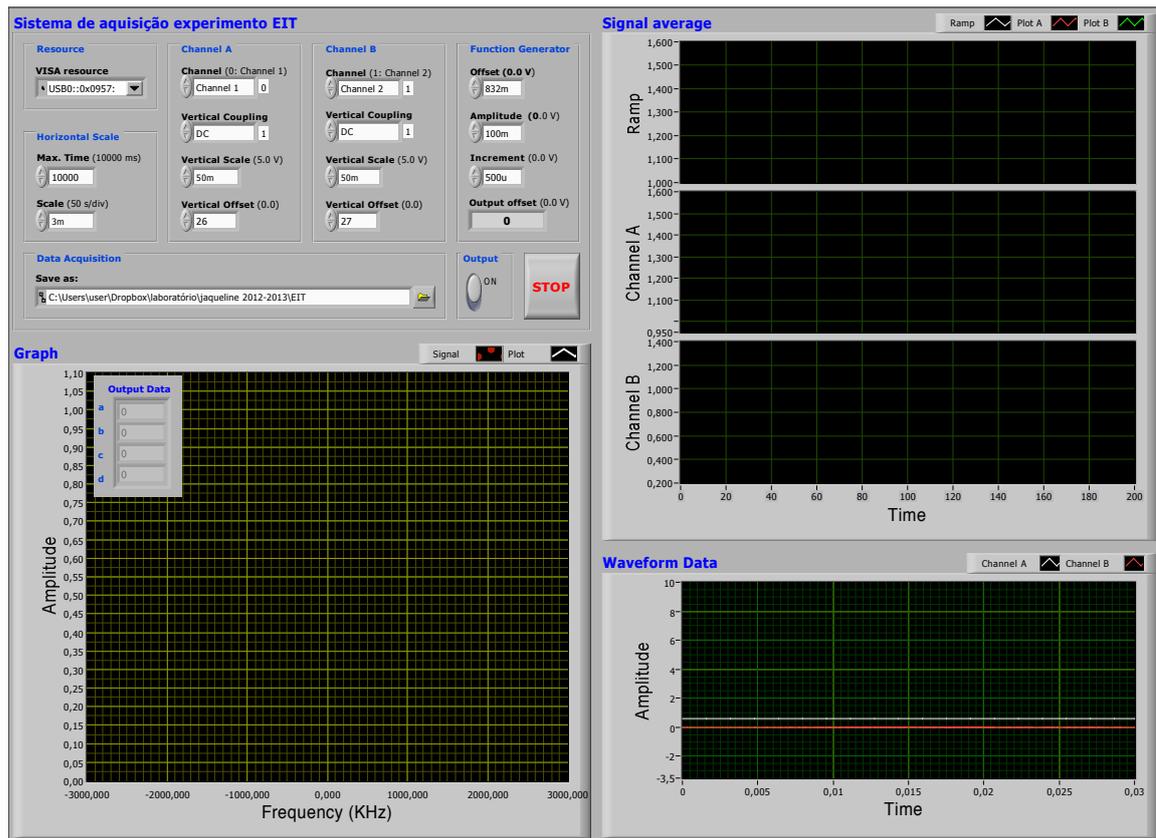


Figura 3.11.: Painel de controle do programa de controle e aquisição de dados.

O tempo de integração equivale ao intervalo de tempo definido para cada incremento realizado no sinal DC enviado ao circuito de controle do MAO2. Mantemos o tempo de integração do programa sempre igual ou superior ao tempo de integração do lock-in utilizado na filtragem do sinal.

O osciloscópio dispõe de dois canais de aquisição. Num dos canais é adquirido o sinal de tensão DC produzido pelo gerador de funções interno e no outro o sinal de EIT na saída do *lock-in*. Depois de adquirida a curva completa, o programa efetua uma série de comandos para o tratamento inicial dos dados, tais como conversão de unidades, transformação dos eixos, subtração de offset e normalização da curva. Tanto os dados brutos quanto os dados tratados são gravados num arquivo de texto. Ao final desse procedimento, o programa gera um gráfico os dados tratados e ajusta por uma curva lorentziana. A partir desse ajuste é possível verificar o valor da largura de linha do sinal de EIT imediatamente após cada medida, a fim de julgar a qualidade das medidas e dos parâmetros utilizados. O procedimento é repetido n vezes (entre 5 e 15) para cada conjunto de parâmetros.

De posse das n curvas, um outro programa criado também em ambiente LabVIEW é responsável por realizar o ajuste de cada uma delas por uma lorentziana e gravar, num arquivo separado, o valor das larguras obtidas, a média dessa série e o desvio padrão da média. Cada série de n medidas gera um ponto da curva da dependência da largura com outros parâmetros. Na figura 3.12 mostramos o painel de controle do programa responsável pelas médias, junto com um exemplo de medida.

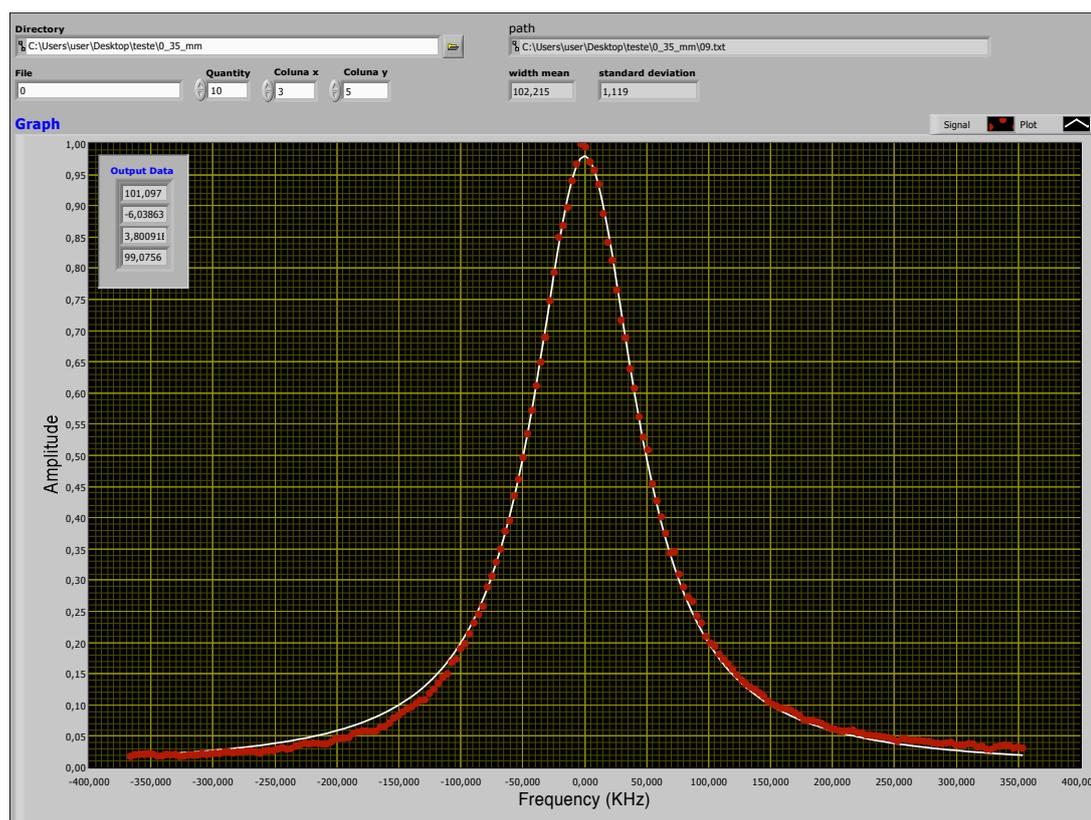


Figura 3.12.: Painel de controle e exemplo de medida do programa responsável pelas médias das curvas de EIT adquiridas pelo software de aquisição.

3.3. Resultados Experimentais

Dedicaremos esta seção à apresentação dos resultados obtidos experimentalmente para o caso em que mantivemos os feixes copropagantes, fazendo também a comparação com a previsão teórica apresentada no capítulo 2.

Nosso objetivo é estudar os tempos de descoerência de um sistema atômico interagindo com campos de radiação, através da investigação das larguras do espectro de absorção de

um feixe de laser. No capítulo 2 mostramos algumas curvas do coeficiente de absorção atômica para amostras finas num sistema no regime de EIT, que são obtidas plotando a parte imaginária da equação da coerência (eq.2.22). Experimentalmente, utilizamos o sinal de transmissão do feixe de prova para extrair informações sobre a absorção atômica, uma vez que há uma relação direta entre essas duas grandezas.

A forma do sinal obtido com os métodos experimentais descritos nas seções anteriores está mostrada na figura 3.13. A largura do sinal de transmissão varia conforme manipulamos alguns parâmetros. Nesta primeira etapa do experimento, investigamos a dependência desse sinal com a intensidade do feixe de controle e com o diâmetro dos feixes. A seguir, apresentaremos tais resultados.

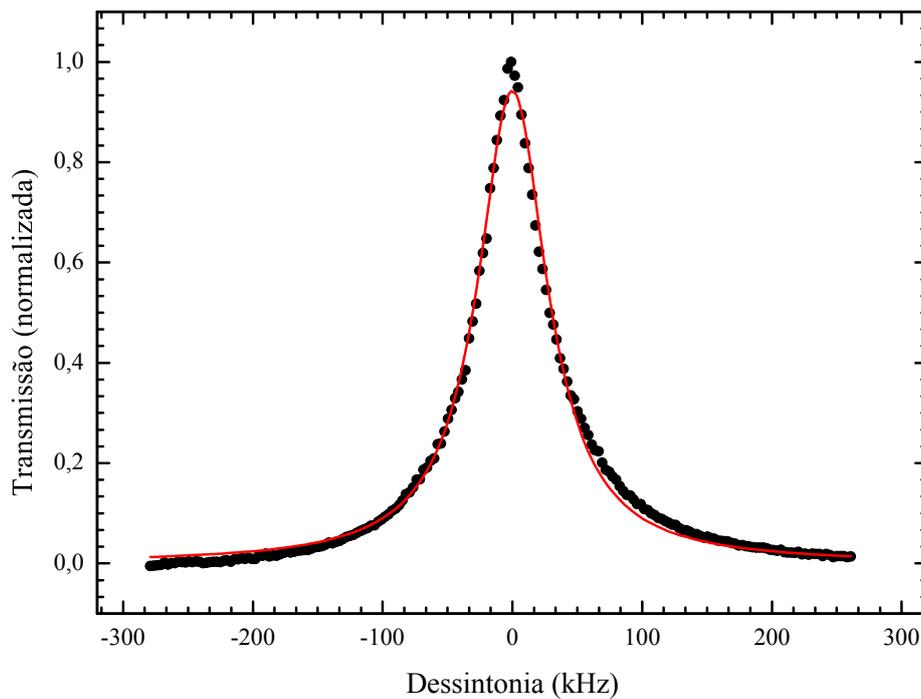


Figura 3.13.: Forma da linha obtida experimentalmente para o sinal de EIT, com feixes copropagantes de diâmetro $\phi = 4,9mm$. $I_P = 6,6\mu W/cm^2$, $I_C = 79,5\mu W/cm^2$ e $\Delta_{EIT} = (65,1 \pm 0,2)kHz$. A linha vermelha contínua representa um ajuste teórico realizado a partir de uma função Lorentziana e a incerteza desta medida refere-se à incerteza do ajuste.

3.3.1. Dependência do sinal de EIT com a intensidade do feixe de controle

Para as medidas da largura do sinal de EIT em função da intensidade do feixe de controle, utilizamos feixes com cerca de $4,9\text{mm}$ de diâmetro, saindo de um acoplador em fibra comercial da Thorlabs, modelo F810APC-842. Utilizamos o método da “lâmina de corte” (*knife-edge method*) para as medidas de diâmetro dos feixes. Essas medidas foram auxiliadas por um programa construído com a ajuda do mestrando Allan Johnes, em ambiente Labview, para controle, aquisição e análise dos dados através de um medidor de potência da Thorlabs, modelo PM100D. A potência do feixe de prova foi mantida em torno de $4,7\ \mu\text{W}$ (intensidade de $26,0\ \mu\text{W}/\text{cm}^2$) e variamos a potência do feixe de controle entre $60,0\ \mu\text{W}$ e $1,0\text{mW}$ (intensidades entre $0,3\text{mW}/\text{cm}^2$ e $5,2\text{mW}/\text{cm}^2$). Tomamos a precaução de manter a potência do feixe de prova suficientemente baixa, de forma que apenas o feixe de controle contribuisse para o alargamento verificado. O resultado experimental para essas medidas pode ser observado na figura 3.14.

É importante ressaltar que cada ponto do gráfico mostrado na figura 3.14 é resultado da média calculada entre cinco medidas distintas e consecutivas, realizadas sob as mesmas condições experimentais, conforme já foi explicado na seção anterior. Esse procedimento foi aplicado em todos os resultados experimentais apresentados nessa dissertação, variando apenas o número de curvas adquiridas.

No capítulo 2 mostramos que a dependência do sinal de EIT com a intensidade do feixe de controle é linear, na região em que $|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$. O ajuste linear dos pontos experimentais (representado pela curva azul tracejada na figura 3.14) nos fornece os parâmetros ótimos da reta. Comparando esses parâmetros ótimos com os parâmetros do ajuste feito com dados da integração numérica (representado pela curva vermelha contínua na figura 3.14), podemos extrair informações sobre γ e inferir sobre a relação entre a intensidade e a frequência de Rabi dos feixes. Resultados similares podem ser observados na referência [28]. Escrevendo a relação como função de uma intensidade de saturação temos [23]

$$2\frac{|\Omega_C|^2}{\Gamma^2} = \frac{I_C}{I_S}, \quad (3.2)$$

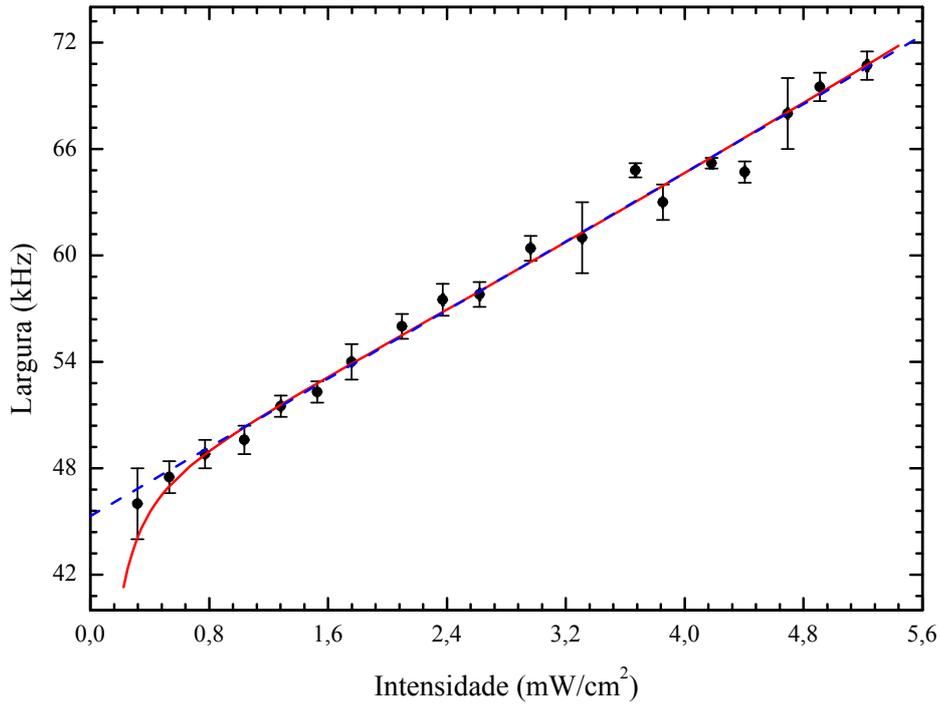


Figura 3.14.: Curva experimental que representa a largura do sinal de EIT em função da intensidade do feixe de controle. Mantendo o diâmetro dos feixes em $\phi = 4,9\text{mm}$. Sendo a potência do feixe de prova $P_P = 4,7\mu\text{W}$ (intensidade de $26,0\mu\text{W}/\text{cm}^2$). A curva azul tracejada representa um ajuste linear sobre os pontos experimentais, que nos fornece uma inclinação de $(4,8 \pm 0,2)\text{kHz cm}^2/\text{mW}$ e uma interceptação da reta com o eixo vertical em $(45,3 \pm 0,6)\text{kHz}$. A curva vermelha contínua representa o ajuste feito com os dados da integração numérica, cujos parâmetros utilizados foram $I_S = (0,745 \pm 0,005)\text{mW}/\text{cm}^2$ e $\gamma = (23,14 \pm 0,05)\text{kHz}$.

onde I_C é a intensidade do feixe de controle e I_S a intensidade de saturação do sistema. Essa intensidade de saturação é obtida diretamente do experimento, a partir do ajuste da figura 3.14, feito com os dados da integração numérica. Do gráfico, temos $I_S = (0,745 \pm 0,005)\text{mW}/\text{cm}^2$ e $\gamma = (23,14 \pm 0,05)\text{kHz}$. Para a região de intensidades que sondamos ($|\Omega_C|^2 \gg \gamma\Gamma$), devemos encontrar um valor em torno de 2γ para a largura do sinal de EIT quando a intensidade do feixe de controle vai a zero (ver cap. 2). Esse valor mínimo da largura do sinal corresponde a um tempo de coerência de $(3,220 \pm 0,004)\mu\text{s}$.

O termo que representa a descoerência do sistema depende do diâmetro do feixe, pois há um alargamento provocado pelo tempo de trânsito dos átomos. Por isso, para obtermos informações mais claras sobre essa descoerência, é necessário analisar a curva da largura do sinal de EIT em função do diâmetro do feixe.

3.3.2. Dependência do sinal de EIT com o diâmetro dos feixes

Para as medidas da largura do sinal de EIT em função do diâmetro dos feixes mantivemos a intensidade dos feixes de prova e de controle em torno de $22\mu W/cm^2$ e $326\mu W/cm^2$, respectivamente. A intensidade dos feixes foi mantida num valor em que já não observávamos contribuições significativas do alargamento por potência. Os diversos diâmetros dos feixes foram obtidos com a utilização de três diferentes acopladores em fibra e um telescópio montado com lentes biconvexas. Dos três acopladores em fibra utilizados, um deles é comercial (Thorlabs F810APC-842, que nos fornece um feixe com $4,9mm$ de diâmetro) e outros dois de montagem caseira. Dos dois acopladores de montagem caseira, um deles foi construído com uma lente de $100mm$ de foco (Thorlabs AC254 - B) e nos fornece um feixe com $9,8mm$ de diâmetro; o outro foi construído com uma lente de $11mm$ de foco (Thorlabs C220TME - B) e nos fornece um feixe com $3,1mm$ de diâmetro. As lentes dos acopladores de construção caseira são móveis, permitindo que a focalização do feixe seja ajustada manualmente. Isso nos possibilita alcançar uma boa colimação para o feixe, em um nível maior do que pode ser conseguido com o acoplador comercial. Os demais valores de diâmetro foram alcançados com a utilização de um telescópio construído com um par de lentes de $75mm$ e $100mm$ de foco. Os resultados experimentais para essas medidas podem ser observados na figura 3.15.

Assim como feito para o gráfico da figura 3.14, cada ponto da curva mostrada na figura 3.15 é obtido a partir de uma média, agora entre quinze medidas consecutivas. A estabilidade do sistema no momento da aquisição desses dados permitiu uma quantidade maior de curvas adquiridas para cada ponto do gráfico. O gráfico mostra a dependência da largura do sinal de EIT com o diâmetro dos feixes e o *inset* mostra a dependência com o inverso do diâmetro, construído com os mesmos pontos experimentais do gráfico.

No capítulo 2, mostramos que a largura do sinal de EIT varia linearmente com o inverso do diâmetro do feixe, tanto pela formulação fenomenológica da seção 2.3 quanto pela análise numérica (fig. 2.12). Fazendo um ajuste linear no *inset* do gráfico 3.15 encontramos um coeficiente que vale $(12,1 \pm 0,7)kHz\ cm$, esse coeficiente representa a taxa de variação da largura do sinal de EIT com o inverso do diâmetro do feixe e é bastante próximo do valor

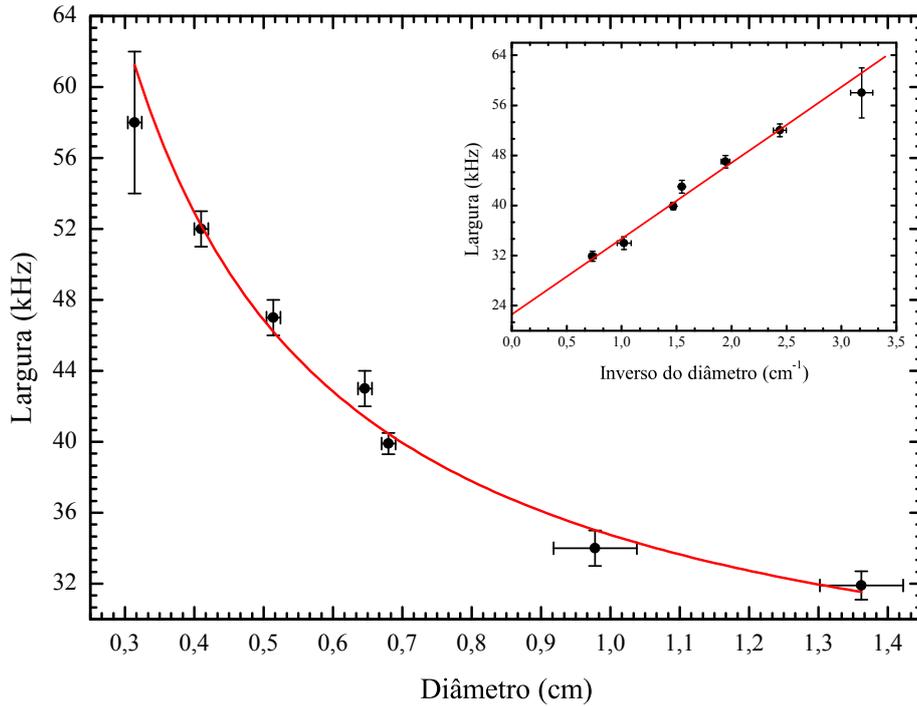


Figura 3.15.: Curva experimental que representa a largura do sinal de EIT em função do diâmetro dos feixes. Mantendo a intensidade de prova e de controle em torno de $22\mu W/cm^2$ e $326\mu W/cm^2$, respectivamente. O *inset* mostra a dependência linear da largura do sinal de EIT com inverso do diâmetro, construído com os mesmos pontos do gráfico. A curva vermelha do *inset* representa um ajuste linear. A curva vermelha do gráfico representa um ajuste feito por uma função inversa do diâmetro.

da teórico previsto pela equação 2.33, que é da ordem de $16kHz\ cm$ para os parâmetros utilizados no experimento.

Extrapolando a curva experimental, encontramos um valor de $(23 \pm 1)kHz$ para a largura do sinal de EIT com um feixe de diâmetro infinito. Esse valor representa a largura do sinal de EIT, sem a contribuição do tempo de trânsito. Na realidade, esse valor ainda carrega outros termos de alargamento, tais como diferenças de fase residuais entre os feixes, provocadas pela utilização de dois moduladores acusto-ópticos independentes para cada feixe. Esse valor extrapolado para a largura do sinal de EIT corresponde a um tempo de coerência de aproximadamente $(6,9 \pm 0,3)\mu s$.

Quando investigamos a dependência da largura do sinal de EIT com a intensidade do feixe observamos um alargamento por potência, previsto pela nossa teoria, e o valor mínimo encontrado para a largura do sinal, por extrapolação do gráfico 3.14, nos dava o valor de $\gamma_{tt} + \gamma_n$, conforme previsto pela equação 2.33. No entanto, quando investigamos a

dependência da largura do sinal de EIT com o inverso do diâmetro do feixe tomamos a precaução de manter a intensidade dos feixes baixa o suficiente, de forma que não observássemos mais um alargamento por potência significativo. Portanto, o valor mínimo da largura do sinal obtido por extrapolação do gráfico 3.15 corresponde ao γ_n , que definimos como sendo a largura do sinal de EIT sem a contribuição dos alargamentos por potência e por tempo de trânsito.

Com base nesses resultados, concluímos que em nosso experimento ainda há fatores que contribuem de forma significativa para a descoerência entre os níveis fundamentais do nosso sistema atômico, além da potência e da área de interação entre o átomo e o campo. Um dos principais mecanismo de descoerência identificado é a dessincronia entre os moduladores acusto-ópticos utilizados para o controle individual da frequência dos feixes, que podem ser responsáveis pela introdução de uma diferença de fase residual entre os campos de prova e de controle.

4

Dependência Angular do Sinal de EIT

Neste capítulo vamos apresentar uma investigação da dependência do sinal de EIT para o caso em que há um ângulo θ entre os feixes de controle e de prova. Iniciaremos o capítulo apresentando uma teoria simplificada, baseada numa abordagem fenomenológica, responsável por descrever o efeito de EIT observado para o caso em que os feixes não estão copropagantes. Em seguida, apresentaremos as modificações realizadas no aparato experimental para a realização dos experimentos correspondentes. Por fim, vamos mostrar o método utilizado para as medidas de ângulo e os resultados obtidos nessa etapa.

4.1. Abordagem Fenomenológica

Quando temos dois campos coerentes se superpondo numa região do espaço, o campo resultante é dado pela soma vetorial dos campos individuais. Isso pode levar ao surgimento de franjas de interferência.

Consideramos nossos campos como ondas planas. Se existe um ângulo θ entre as direções de propagação dos feixes, ver figura 4.1, nós teremos na região de superposição o equivalente a um feixe propagante na direção z , modulado por um cosseno na direção x .

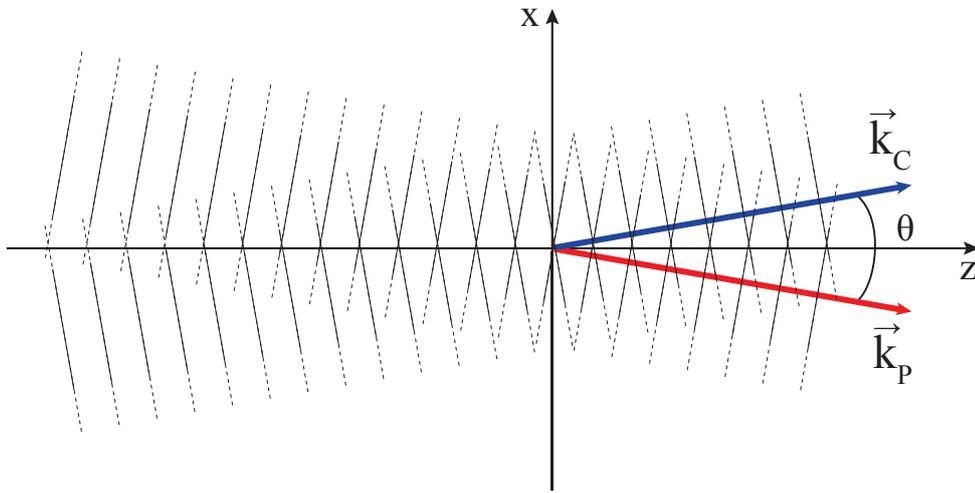


Figura 4.1.: Frentes de ondas planas interferindo, quando há um ângulo θ entre os feixes.

É possível mostrar que o período espacial dessa modulação é dado por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin \theta}, \quad (4.1)$$

sendo λ o comprimento de onda do feixe. O padrão de interferência observado terá a forma mostrada na figura 4.2.

Λ representa a separação entre os máximos do padrão de interferência. Para nossa análise, nos interessa saber a separação das franjas, que é dada pela distância entre o máximo e o mínimo do padrão de interferência ($\Lambda/2$). Quanto menor o ângulo entre os feixes maior a separação entre as franjas. Para $\theta \rightarrow 0$ temos $\Lambda \rightarrow \infty$. Isso significa que quando os feixes estão copropagantes temos uma única franja de interferência, e a região de interação do campo com os átomos está limitada apenas pelo diâmetro do feixe.

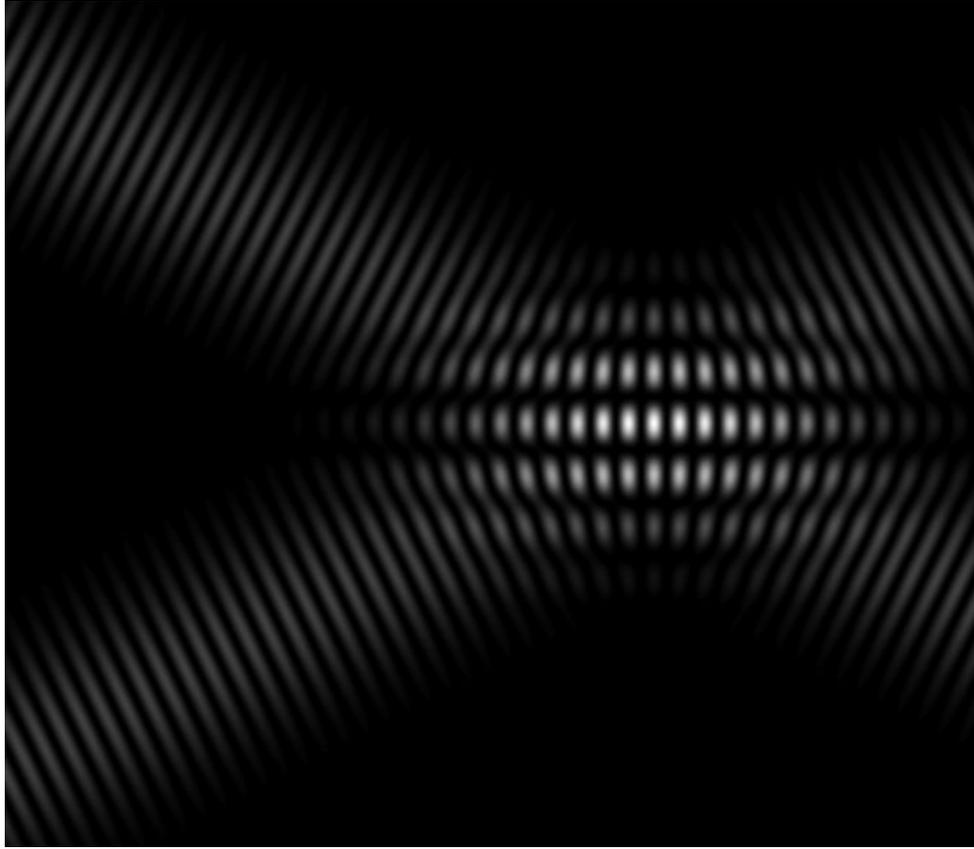


Figura 4.2.: Figura ilustrativa para o padrão de interferência entre duas ondas planas [29].

À medida que o ângulo θ aumenta, a separação entre as franjas diminui. Quando essa separação é menor do que o diâmetro do feixe ($\Lambda/2 < 2w$) temos uma menor região de interação entre o campo e os átomos. Isso resulta num tempo de trânsito menor (ver capítulo 2), levando a um alargamento no sinal de EIT. Nesse caso, a limitação por tempo de trânsito tem a seguinte forma:

$$2\pi\gamma_{tt} = \begin{cases} \frac{2v}{w} \sqrt{2\ln(2)}, & 2w \leq \Lambda/2, \\ \frac{4v \sin \theta}{\lambda} \sqrt{2\ln(2)}, & 2w > \Lambda/2. \end{cases} \quad (4.2)$$

Para ângulos muito pequenos podemos usar a aproximação $\sin \theta \simeq \theta$, que nos leva a uma dependência linear da largura do sinal de EIT com o ângulo entre os feixes, quando atingimos o regime em que $2w > \Lambda/2$.

4.2. Aparato Experimental

Algumas modificações foram realizadas no aparato experimental do capítulo anterior, a fim de introduzir a liberdade de variação do ângulo entre os dois feixes utilizados no experimento. Primeiramente, foi necessário acoplar cada feixe em uma fibra óptica diferente. A montagem modificada para o novo acoplamento dos feixes é mostrada na figura 4.3.

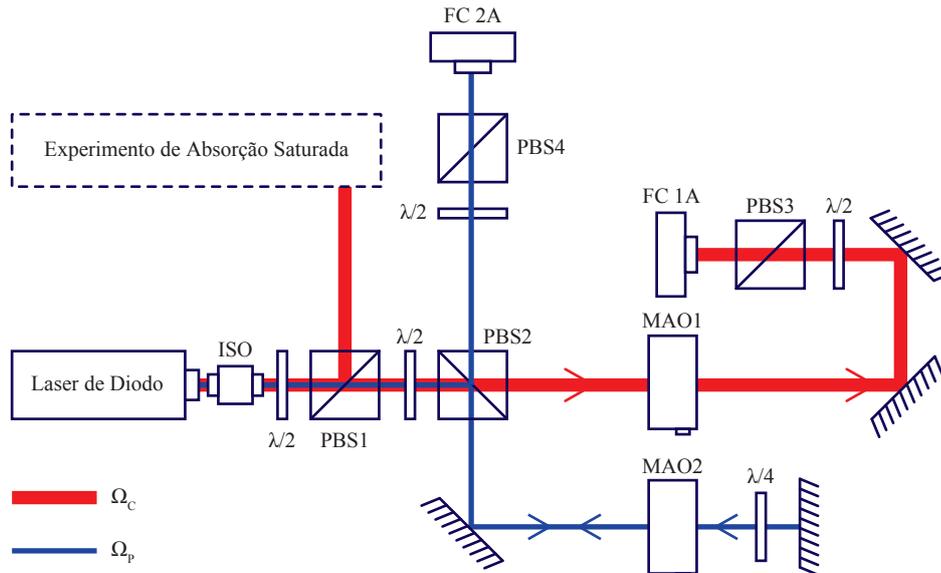


Figura 4.3.: Esquema do aparato experimental modificado para o novo acoplamento dos feixes.

Nessa nova montagem, o feixe de controle é guiado até o experimento através do acoplador em fibra FC 1A, enquanto o feixe de prova é guiado através do acoplador FC 2A. A potência do feixe de controle continua sendo controlada apenas com uma placa de meia onda ($\lambda/2$) localizada antes do cubo divisor polarizado (PBS3), já o feixe de prova tem sua potência controlada através da inserção de filtros atenuadores antes do acoplador, realizando apenas um ajuste fino com a $\lambda/2$ localizada antes do PBS4.

A figura 4.4 mostra o percurso realizado pelos feixes depois de saírem das fibras ópticas. O feixe de controle sai do FC 1B e o feixe de prova sai do FC 2B, eles se encontram no PBS6 e seguem para o experimento. O feixe de controle passa por um divisor de feixes polarizador invertido (PBS5), que serve para filtrar a sua polarização. Nessa posição, o PBS5 transmite a componente horizontal da polarização, que será refletida em seguida no PBS6. O PBS6 está montado num sistema que permite a translação numa direção e o ajuste do alinhamento vertical e horizontal. Os espelhos localizados após o FC 1B e o

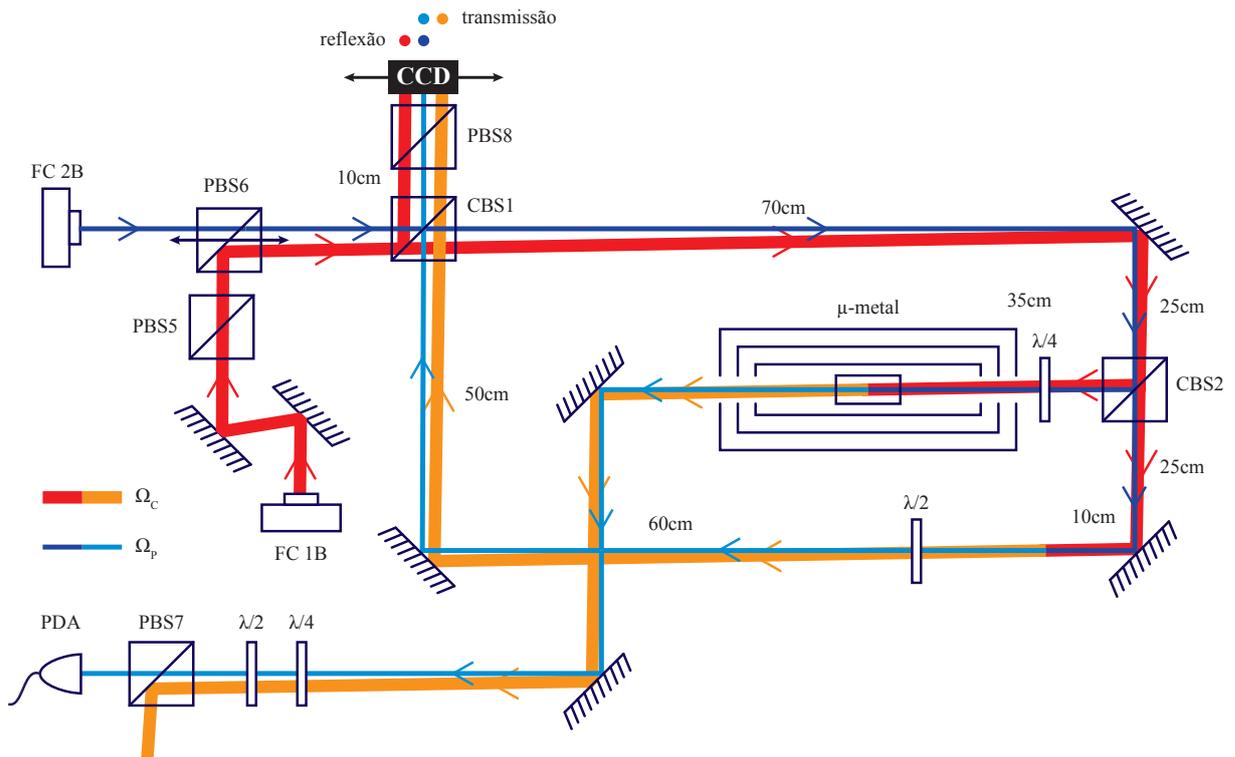


Figura 4.4.: Esquema experimental que permite a variação do ângulo entre os feixes.

sistema onde está montado o PBS6 são utilizados para fazer o ajuste do ângulo entre os feixes. Ao longo de todo o experimento, apenas o feixe de controle é movido.

Ao deixarem o PBS6 os feixes possuem polarizações lineares bem definidas e ortogonais entre si. Em seguida, ambos os feixes incidem num divisor de feixes não polarizado com 30% de reflectância (CBS1), a parcela refletida é capturada por uma câmera CCD e a parcela transmitida segue o percurso até encontrar um outro cubo divisor com 70% de reflectância (CBS2). No CBS2, a parte refletida dos feixes atravessa a célula de césio e segue o percurso até o fotodetector (PDA) enquanto a parte transmitida continua o percurso até ser capturada também pela câmera CCD. A posição de intersecção dos feixes está a 1,2m de distância da posição da câmera CCD, por qualquer um dos caminhos percorrido pelos feixes. Utilizamos uma câmera THORLABS, modelo DCC1545M-GL, sem lente, e um software próprio da câmera para a aquisição das imagens.

4.3. Medidas de Ângulo

O esquema mostrado na figura 4.4 permite a medição do ângulo entre os feixes através da captura de imagens pela câmera CCD. Os feixes incidem no sensor da câmera percorrendo dois caminhos de tamanhos idênticos a partir do ponto de intersecção. Devido à quantidade de reflexões sofridas pelos feixes até atingirem a câmera CCD, suas imagens são invertidas em ambos os percursos, porém, o feixe que percorre o caminho transmitido no CBS1 chegará espelhado com relação ao feixe que percorre o caminho da reflexão, tendo como eixo de simetria uma reta perpendicular ao plano do sensor. O feixe de prova é alinhado sobre ele mesmo, dessa forma podemos usar o eixo de propagação do feixe de prova como eixo de simetria, uma vez que a direção de propagação desse feixe não será alterada no decorrer do experimento.

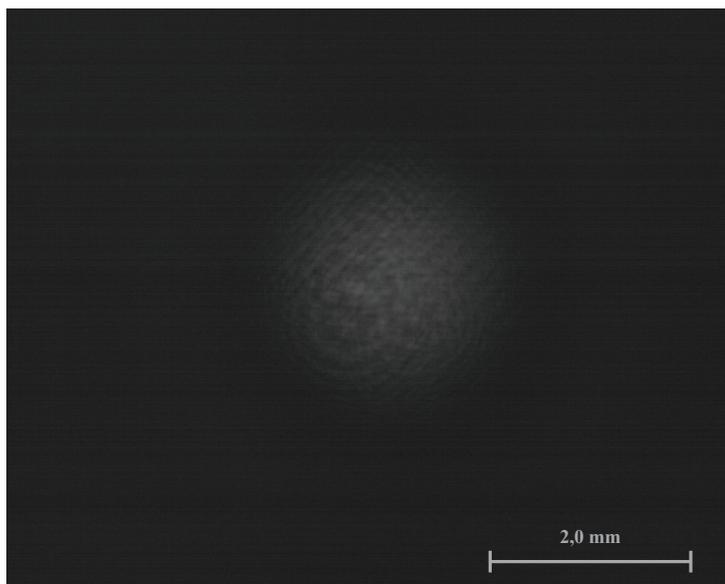


Figura 4.5.: Imagem capturada pela câmera CCD através do software comercial.

A imagem gerada por um feixe incidindo no sensor da câmera CCD pode ser observada na figura 4.5. Inicialmente, bloqueamos apenas o feixe de controle e, na tela do software, marcamos a posição do centro do feixe de prova para usá-lo como referência. Esse será o nosso zero, de onde saem os eixos x (paralelo ao plano da mesa óptica) e y (perpendicular ao plano da mesa óptica), ambos perpendiculares ao eixo de simetria (direção de propagação do feixe de prova ao atingir o sensor da CCD). O esquema dos eixos definidos é mostrado na figura 4.6(a). Em seguida bloqueamos apenas o feixe de prova e ajustamos o alinhamento do feixe de controle de tal forma a manter as duas imagens formadas na câmera sobre o

eixo x e simétricas com relação à referência, conforme mostra a figura 4.6(b). Conhecendo o tamanho do percurso do feixe a partir do ponto de intersecção (l) e a distância entre o feixe de prova e o feixe de controle na posição do sensor da câmera CCD (d), obtemos o ângulo através de uma expressão simples:

$$\theta = \text{tg}^{-1}\left(\frac{d}{l}\right) \quad (4.3)$$

Para ângulos muito pequenos, as imagens dos feixes de controle vindas dos dois caminhos se intersectam e isso dificulta a identificação do centro de cada imagem. Nesse caso, é necessário capturar uma imagem por vez. O feixe de controle possui polarização horizontal ao atravessar o PBS6, a parcela do feixe que é refletido no CBS1 continua com polarização horizontal e a parcela transmitida tem sua polarização girada de 90° depois de atravessar a $(\lambda/2)$ localizada após a posição de cruzamento. Agora os feixes têm polarizações ortogonais e podemos selecioná-los introduzindo um divisor de feixes polarizado (PBS8) na entrada da câmera. Utilizando o PBS8 na posição regular selecionamos apenas o feixe transmitido no CBS1 (polarização vertical), enquanto o cubo invertido deixa passar apenas o feixe refletido no CBS1 (polarização horizontal).

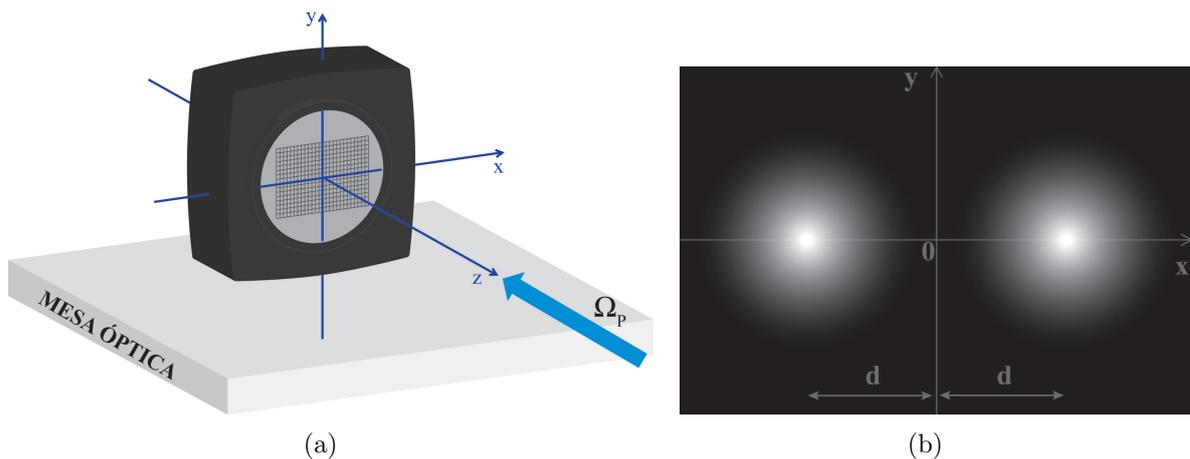


Figura 4.6.: Esquema montado para as medidas de ângulos entre os feixes.

A câmera CCD é montada em cima de um transladador com parafuso micrométrico. Para ângulos grandes, as imagens dos feixes ultrapassam os limites do sensor, por isso utilizamos o transladador para colocar a câmera numa posição onde ela capture a imagem. A translação é realizada apenas sobre o eixo x e a posição absoluta da imagem é dada pela

posição medida na tela do software da câmera, somada da translação medida no parafuso micrométrico. O tamanho máximo dos ângulos medidos é limitado apenas pelo tamanho do parafuso micrométrico. Com esse método conseguimos medir ângulos entre $0,3\text{mrad}$ e $5,0\text{mrad}$.

4.4. Resultados Experimentais

Esta seção será dedicada à apresentação dos resultados experimentais alcançados para a situação em que há um ângulo θ entre os feixes de controle e de prova, conforme esquematizado na figura 4.1. A partir desses resultados, faremos algumas análises, a fim de comparar os dados experimentais com a previsão teórica apresentada no início deste capítulo.

A figura 4.7 mostra uma sequência de medidas do sinal de EIT, para diversos valores de θ . Observamos que a largura do sinal de EIT é muito sensível ao ângulo entre os feixes de prova e de controle. À medida em que aumentamos o ângulo entre os feixes, a largura do sinal de EIT aumenta significativamente.

A figura 4.8 mostra o gráfico da dependência angular da largura do sinal de EIT. Para essas medidas, utilizamos feixes saindo de dois acopladores distintos, conforme mostra a figura 4.4. Os acopladores utilizados foram da Thorlabs, modelo F810APC - 842 para o feixe de prova e modelo F810APC - 780 para o feixe de controle, que nos dão feixes com cerca de 4,9mm cada um. As intensidades dos feixes de prova e de controle foram mantidas em torno de $22\mu\text{W}/\text{cm}^2$ e $326\mu\text{W}/\text{cm}^2$, respectivamente. Ressaltamos que cada ponto dessa curva experimental foi obtido a partir da média calculada numa amostragem com dez medidas distintas do espectro de transmissão, realizadas sob as mesmas condições experimentais.

A partir do gráfico mostrado na figura 4.8, ajustamos as medidas experimentais por uma reta e, fazendo uma extrapolação, encontramos um valor de $(36 \pm 9)\text{kHz}$ para a largura do sinal de EIT com ângulo nulo entre os feixes. É importante perceber que esse valor é inferior ao valor encontrado para o caso em que os feixes saiam de uma mesma fibra ($\theta = 0$), sendo este da ordem de 50kHz (ver figura 3.15).

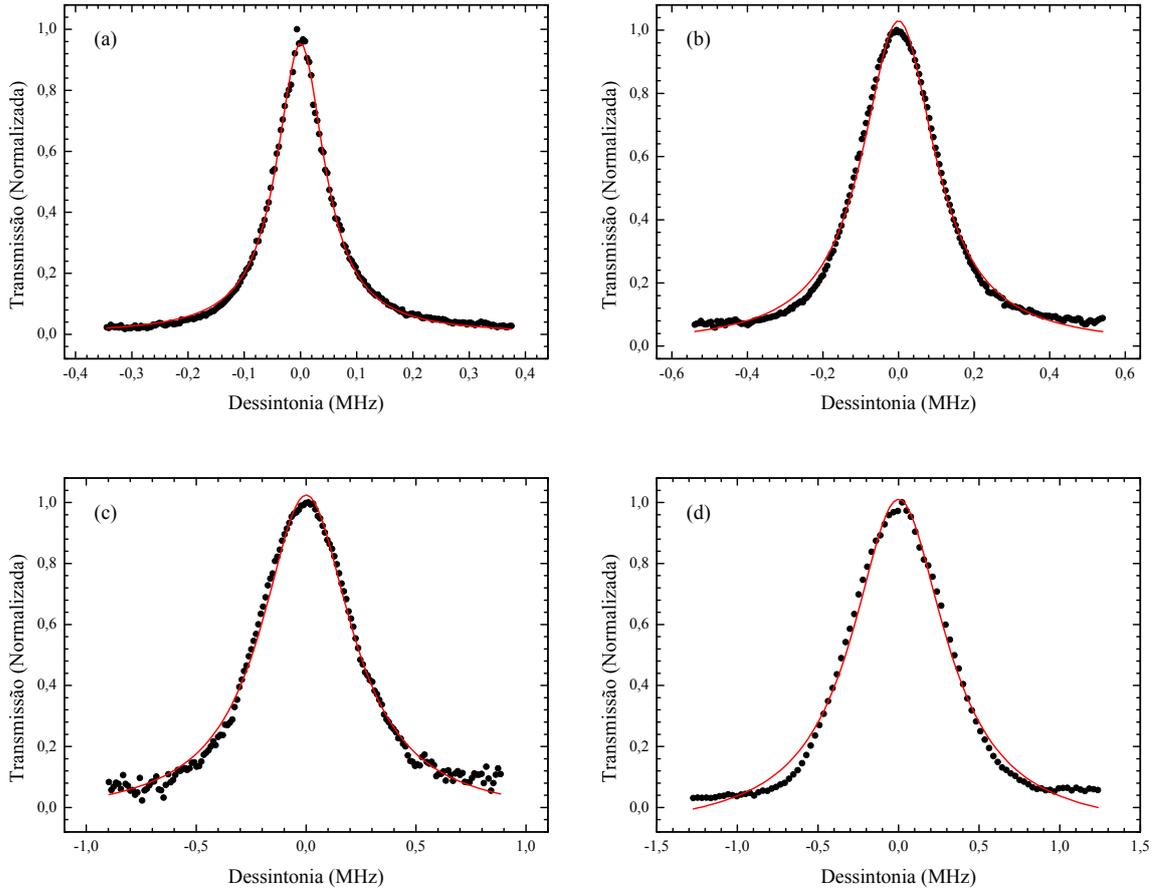


Figura 4.7.: Sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia Raman, num sistema em configuração de EIT, na situação em que há um ângulo θ entre os feixes de prova e de controle. Utilizando um feixe com $\phi = 4,9mm$ de diâmetro e mantendo $I_P = 22\mu W/cm^2$ e $I_C = 326\mu W/cm^2$. (a) $\theta = 0,3mrad$ e $\Delta_{EIT} = (103,0 \pm 0,7)kHz$; (b) $\theta = 0,6mrad$ e $\Delta_{EIT} = (233 \pm 3)kHz$; (c) $\theta = 1,3mrad$ e $\Delta_{EIT} = (497 \pm 8)kHz$; (d) $\theta = 1,7mrad$ e $\Delta_{EIT} = (700 \pm 20)kHz$. A linha vermelha representa um ajuste teórico através de uma função Lorentziana.

Baseado na abordagem fenomenológica (ver subseção 4.1), que considera a formação de uma grade de interferência quando existe um ângulo θ entre os feixes, percebemos que a área efetiva de intersecção entre os campos diminui com o aumento do ângulo, levando a uma redução no tempo de trânsito dos átomos. Isso resulta numa dependência linear da largura do sinal de EIT com o ângulo. No entanto, a equação 4.2 nos diz que existe um ângulo mínimo, abaixo do qual o sinal de EIT não é sensível ao ângulo. Portanto, o valor

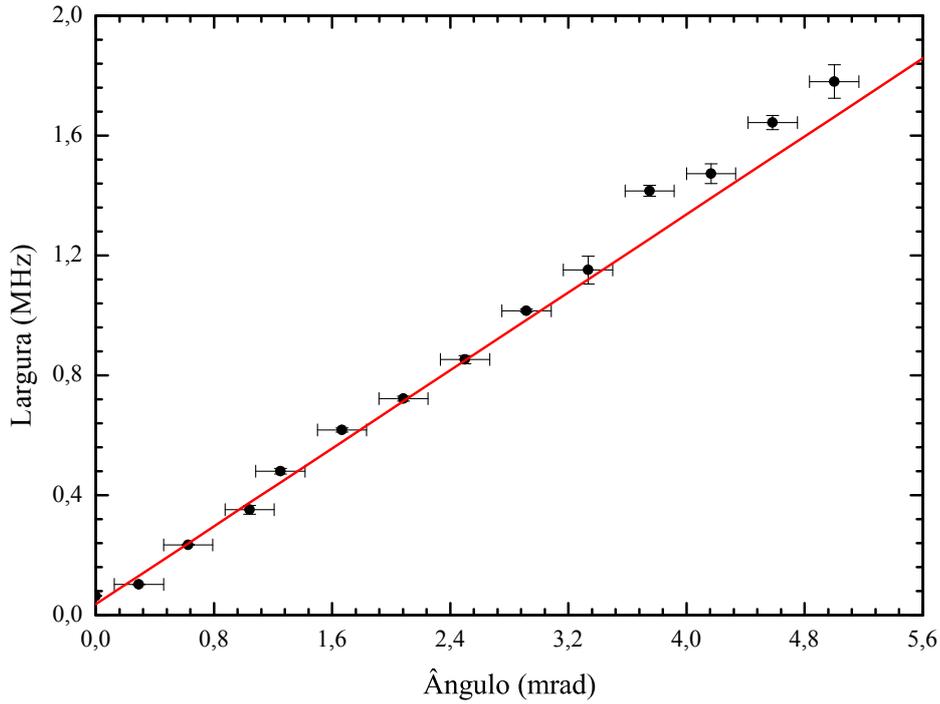


Figura 4.8.: Dependência angular da largura do sinal de EIT. Medidas realizadas com feixes de $\phi = 4,9mm$ de diâmetro, mantendo $I_P = 22\mu W/cm^2$ e $I_C = 326\mu W/cm^2$.

extrapolado do ajuste do gráfico 4.8 não pode ser utilizado para descrever a largura de EIT no caso de $\theta = 0$. Para o diâmetro de feixe que nós utilizamos nesse experimento, temos:

$$\theta_{limiar} = \arcsen\left(\frac{\lambda}{4w}\right) \cong 0,09mrad. \quad (4.4)$$

Utilizando os parâmetros da reta usada para ajustar o gráfico 4.8, encontramos um valor mínimo para a largura do sinal de EIT em torno de $(60 \pm 10)kHz$, que corresponde ao valor de Δ_{EIT} para $\theta = 0,09mrad$. Esse é o valor que dever ser comparado com a largura do sinal de EIT para um ângulo nulo entre os feixes. Perceba que a largura encontrada no caso dos feixes saindo de uma mesma fibra está dentro do erro estimado para esse valor ajustado.

O coeficiente da reta utilizada para o ajuste linear do gráfico 4.8 representa a taxa de variação da largura do sinal de EIT com o ângulo e vale $(320 \pm 20)kHz/mrad$. Se analisarmos a taxa de variação obtida da teoria fenomenológica (eq. 4.2), encontramos um valor de aproximadamente $200kHz/mrad$. Esse valor é da ordem do valor experimental

encontrado, indicando que a abordagem fenomenológica, apesar de bastante simplificada, descreve razoavelmente bem o nosso sistema experimental.

Nessa etapa do experimento obtivemos incertezas grandes associadas aos valores experimentais e isso pode estar relacionado a diversas limitações técnicas que tivemos no decorrer das medidas. O julgamento sobre a posição do centro do feixe era feito pelo experimentador, baseado apenas no perfil de intensidade que era mostrado pelo software de visualização da câmera CCD. A imagem dos feixes na tela do software possuía um diâmetro entre 2,0mm e 3,0mm, portanto, a incerteza associada à leitura da posição do centro do feixe é de pelo menos o valor do diâmetro visto na tela do software. Note que trabalhamos numa região de ângulos muito pequenos e um erro de cerca de 3,0mm na posição nos dá, por propagação de erros, uma incerteza da ordem de $\pm 0,2\text{mrad}$ no valor do ângulo.

Durante as medidas, consideramos que o ângulo entre os feixes estava contido no plano xz (ver figura 4.6) e com isso nos baseávamos na separação entre os feixes ao longo do eixo x para as medidas de ângulo, conforme mostrado na figura 4.6(b). No entanto, possíveis desalinhamentos entre os feixes no eixo y podiam acarretar num ângulo maior do que o que medíamos, conseqüentemente, numa área de intersecção menor entre os feixes, fazendo com que encontrássemos larguras maiores do que as esperadas.

Nossa célula com a amostra de césio possui um comprimento de cerca de 5,0cm. Buscávamos manter o ponto de intersecção dos feixes no centro da célula, a fim de sondar sempre a mesma região dos átomos em todas as medidas. A maneira de garantir isso era mantendo a simetria da imagem dos feixes na câmera CCD com relação ao eixo y , conforme mostrado na figura 4.6(b).

5

Conclusões

No início desta dissertação apresentamos um modelo teórico aproximado para o estudo do espectro de absorção de um feixe de prova após interagir com um sistema atômico em configuração Λ , na presença de um feixe intenso de controle. Inicialmente estudamos o efeito de Transparência Eletromagneticamente Induzida (EIT) num sistema homogeneamente alargado, investigando principalmente o alargamento provocado pela potência do feixe de controle. Fizemos ainda uma análise da dependência da largura espectral com o diâmetro dos feixes, a partir de uma abordagem simplificada que leva em consideração o tempo finito de trânsito dos átomos na região de interação. Através de integrações numéricas realizadas sobre a expressão da coerência, obtida do modelo feito para o sistema homogeneamente alargado, foi possível chegar a relações quantitativas da dependência da largura do sinal de EIT num sistema com alargamento *Doppler*. Esses resultados teóricos para o sistema com alargamento *Doppler* foram especialmente importantes, porque esse é o sistema experimental que utilizamos ao longo dos nossos experimentos.

Para os experimentos que geraram os resultados contidos nessa dissertação, utilizamos um vapor atômico de césio à temperatura ambiente, sondando a transição hiperfina $F = 3 \leftrightarrow F = 2$ da sua linha D_2 . Através de bombeamento óptico, realizado a partir da ação conjunta de dois feixes ópticos provenientes de um mesmo *laser*, sendo um muito mais intenso que o outro, mantivemos o sistema na configuração Λ , no regime de EIT. A partir do espectro de transmissão do feixe mais fraco, após atravessar o sistema atômico coerentemente preparado, estudamos o comportamento da largura do sinal de EIT com alguns parâmetros que pudemos manipular: intensidade, largura e ângulo entre os feixes.

Os resultados experimentais obtidos no capítulo 3 nos levaram à observação de uma dependência linear na largura do sinal de EIT, tanto com a intensidade do feixe de controle quanto com o inverso da largura dos feixes. Esses experimentos foram realizados com ambos os feixes saindo de uma mesma fibra óptica, garantindo assim que os feixes possuíssem diâmetros idênticos, um alinhamento perfeito e um modo gaussiano puro. O modelo teórico desenvolvido no capítulo 2 explica bem os resultados experimentais, qualitativa e quantitativamente. Obtivemos valores experimentais para as taxas de variação da largura do sinal de EIT bastante próximos das previsões teóricas, indicando que a teoria aproximada é eficaz para a descrição do fenômeno no regime de baixas intensidades em que trabalhamos, com $\Omega_P \ll \Omega_C$. Identificamos que a maior contribuição para o alargamento residual verificado, sem o alargamento por potência e com feixes de diâmetro infinito, deve vir de outras fontes, sobre as quais não tivemos controle em nossos experimentos. Uma das principais fontes de alargamento que identificamos são os moduladores acusto-ópticos, responsáveis pelo controle individual da frequência dos feixes. Ao longo das medidas observamos eventuais instabilidades nos circuitos controladores desses moduladores, o que pode ser responsável pela introdução de uma diferença de fase residual entre os feixes, acarretando num decréscimo extra no tempo de coerência do sistema.

No capítulo 4 apresentamos uma teoria bastante simplificada para explicar o efeito de EIT no caso em que há um ângulo θ entre os feixes. Essa abordagem é feita a partir da observação da formação de uma grade de interferência na posição de intersecção dos feixes, o que afeta diretamente o tempo de trânsito dos átomos. Apesar de bastante simplificada, a teoria descreve bem os experimentos realizados para essa configuração de feixes. Nos resultados experimentais expostos no capítulo 4 obtivemos um valor para

a taxa de variação da largura do sinal de EIT compatível com o valor esperado para a abordagem teórica simplificada. Ainda com base nesses resultados, podemos concluir que a largura do sinal de EIT é bastante sensível ao ângulo entre os feixes. Chegamos a larguras da ordem de MHz para ângulos na região de $mrad$.

Referências

- [1] E. Arimondo, *Coherent population trapping in laser spectroscopy*, *Progress in Optics* **35**, 257 (1996).
- [2] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, *An experimental method for the observation of R.F. transitions and laser beat resonances in orientes Na vapour*, *Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976).
- [3] M. D. Lukin, *Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles*, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
- [4] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
- [5] A. Imamoglu, S. Harris, *Lasers without inversion: interference of dressed lifetime-broadened states*, *Optics letters* **14**, 1344 (1989).
- [6] K.-J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, *Observation of electromagnetically induced transparency*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
- [7] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*, *Nature* **397**, 594 (1999).
- [8] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, M. O. Scully, *Stopping Light via Hot Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 628 (2001).
- [9] M. M. Kash, *et al.*, *Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).

-
- [10] H. M. Florez, *et al.*, *Power-broadening-free correlation spectroscopy in cold atoms*, *Phys. Rev. A* **88**, 033812 (2013).
- [11] F. B. M. dos Santos, J. W. R. Tabosa, *Application of electromagnetically induced transparency for cold-atom velocimetry*, *Phys. Rev. A* **73**, 023422 (2006).
- [12] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau, *Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses*, *Nature* **409**, 490 (2001).
- [13] B. S. Ham, P. Hemmer, M. Shahriar, *Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal*, *Optics communications* **144**, 227 (1997).
- [14] P. R. S. Carvalho, L. E. E. de Araujo, J. W. R. Tabosa, *Angular dependence of an electromagnetically induced transparency resonance in a Doppler-broadened atomic vapor*, *Phys. Rev. A* **70**, 063818 (2004).
- [15] R. Loudon, *The quantum theory of light* (Oxford University Press, 2000).
- [16] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation* (Springer, 2003).
- [17] J. J. Sakurai, S.-F. Tuan, *Modern quantum mechanics (Revised Edition)* (Addison-Wesley Publishing Company, 1994).
- [18] L. Giner, *et al.*, *Experimental investigation of the transition between Autler-Townes splitting and electromagnetically-induced-transparency models*, *Phys. Rev. A* **87**, 013823 (2013).
- [19] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy Vol.1: Basic Principles* (Springer, 2008).
- [20] O. S. Mishina, *et al.*, *Electromagnetically induced transparency in an inhomogeneously broadened Λ transition with multiple excited levels*, *Phys. Rev. A* **83**, 053809 (2011).
- [21] A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee, M. O. Scully, *Narrowing of electromagnetically induced transparency resonance in a Doppler-broadened medium*, *Phys. Rev. A* **66**, 013805 (2002).

- [22] H. Lee, Y. Rostovtsev, C. J. Bednar, A. Javan, *From laser-induced line narrowing to electro-magnetically induced transparency: closed system analysis*, *Applied Physics B* **76**, 33 (2003).
- [23] D. A. Steck, Cesium d line data, <http://steck.us/alkalidata> (2010).
- [24] V. S. Smirnov, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **96**, 1613 (1989).
- [25] A. M. Akulshin, S. Barreiro, A. Lezama, *Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor*, *Phys. Rev. A* **57**, 2996 (1998).
- [26] C. J. Bordé, J. L. Hall, C. V. Kunasz, D. G. Hummer, *Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach*, *Phys. Rev. A* **14**, 236 (1976).
- [27] T. W. Hänsch, M. H. Nayfeh, S. A. Lee, S. M. Curry, I. S. Shahin, *Precision Measurement of the Rydberg Constant by Laser Saturation Spectroscopy of the Balmer α Line in Hydrogen and Deuterium*, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1336 (1974).
- [28] E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel, A. Lvovsky, *Decoherence of electromagnetically induced transparency in atomic vapor*, *Optics letters* **31**, 2625 (2006).
- [29] F. F. Fred, Interferences plane waves, http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Interferences_plane_waves.jpg (2006).



Distribuição Doppler de Velocidades: Rotina de Integração

Para a obtenção dos resultados numéricos do capítulo 2, num sistema com átomos em movimento, distribuídos em um perfil *Doppler*, utilizamos a seguinte rotina de integração construída em ambiente “C”:

```
/* ----- */
/* ----- DEFININDO PACOTES ----- */
/* ----- */

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

/* ----- */
/* ----- DEFININDO FUNCOES ----- */
/* ----- */

double funcao(double delta,double Theta_1,double Theta_2,double delta_1,double gamma, double v);
double F1(double delta,double Theta_1,double Theta_2,double delta_1,double gamma, double v);
double Peso(double v);
```

```

/* ----- */
/* ----- DEFININDO ARGUMENTOS ----- */
/* ----- */

int main(int argc, char *argv[])
{
    double v_min=-1000.0,v_max=1000.0,dv=0.01,ddelta=0.004;
    double v,f_0,f_1,f_2,f_3,f_4;
    double integral,integral2,integral3;
    double delta,Theta_1, Theta_2, delta_1, gamma;

    Theta_1=atof(argv[1]);
    Theta_2=atof(argv[2]);
    delta_1=atof(argv[3]);
    gamma =atof(argv[4]);

/* ----- */
/* ----- IMPRIMINDO O NOME DO ARQUIVO ----- */
/* ----- */

    char arquivo[100],arquivo2[100],arquivo3[100];
    sprintf(arquivo2,"m2-Theta1=%2.4lfTheta2=%2.4lfdelta1=%2.4lfgamma=
%2.4lf.dat",Theta_1,Theta_2,delta_1,gamma);

    FILE *t2;
    t2 = fopen(arquivo2,"w");

/* ----- */
/* ----- ROTINA ----- */
/* ----- */

    for (delta=-2; delta<2; delta+=ddelta)
    {
        integral2=0.0;

        for (v=v_min;v+dv<v_max ;v+=dv)
        {

            f_0 = funcao(delta,Theta_1, Theta_2, delta_1, gamma,v      );
            f_3 = funcao(delta,Theta_1, Theta_2, delta_1, gamma, v+dv );

            integral2+=0.5*dv*(f_0+f_3);

        }

        fprintf(t2,"%lf %e\n",delta, integral2);

    }

    fclose(t2);

    return 0;
}

double funcao(double delta,double Theta_1,double Theta_2,double delta_1,double gamma,double v)
{
    return Peso(v)*F1( delta, Theta_1, Theta_2, delta_1, gamma, v);
}

double F1(double delta,double Theta_1,double Theta_2,double delta_1,double gamma, double v)
{

```

```
/* ----- */
/* -----  DEFININDO CONSTANTES E VARIÁVEIS ----- */
/* ----- */

double
    kappa   = 7.375,
    Gamma   = 1.0,
    Gamma2  = gamma + 0.5 * Gamma,
    delta_2 = delta + delta_1 + kappa*v;

/* ----- */
/* -----  DEFININDO A FUNÇÃO A SER INTEGRADA ----- */
/* ----- */

double F1;

/*      NESSE ESPAÇO DEVE-SE ESCREVER A FUNÇÃO A SER INTEGRADA,      */
/*      QUE EM NOSSO CASO FOI A EQUAÇÃO 2.22 DESSA DISSERTAÇÃO      */

    return F1;
}

/* ----- */
/* -----  DEFININDO O PESO DA INTEGRAL ----- */
/* ----- */

double Peso(double v)
{
    double a,valor,m,kb,T;
    m = 2.2 ;
    kb = 1.38*pow(10, 2.0);
    T = 300.0;
    a = m/(2.0*kb*T);
    valor = sqrt(a/3.14159) * exp(-a * pow(v,2.0));

    return valor;
}
```

B

Programas de Aquisição em Labview: Diagrama de Blocos

Durante a execução das primeiras medidas experimentais dos espectros de EIT sentimos a necessidade de desenvolver um programa de controle dos instrumentos, de forma a automatizar algumas etapas do processo, diminuindo o tempo gasto nos ajustes dos parâmetros. Construimos, portanto, um programa em ambiente *Labview*, que é um software básico da plataforma de projetos da *National Instruments*. Tendo em vista que precisaríamos de um *feedback* das medidas já realizadas para a escolha do próximo conjunto de parâmetros, implementamos ao programa uma etapa de aquisição e monitoramento de dados que nos possibilitava ter uma informação imediata sobre a qualidade dos parâmetros empregados a cada medida.

A seguir, mostramos o diagrama de blocos do programa construído para o controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial dos dados, explicando, de forma simplificada, a função de cada um dos blocos.

A figura B.1 é a parte do programa responsável pelo controle do osciloscópio utilizado para aquisição dos dados e o gerador de funções interno, responsável pela varredura da frequência do feixe de prova. Nesse bloco é possível definir todos os parâmetros a serem controlados. Alguns desses parâmetros são mantidos constantes, outros são variáveis e constam no painel de controle do programa (ver figura 3.11).

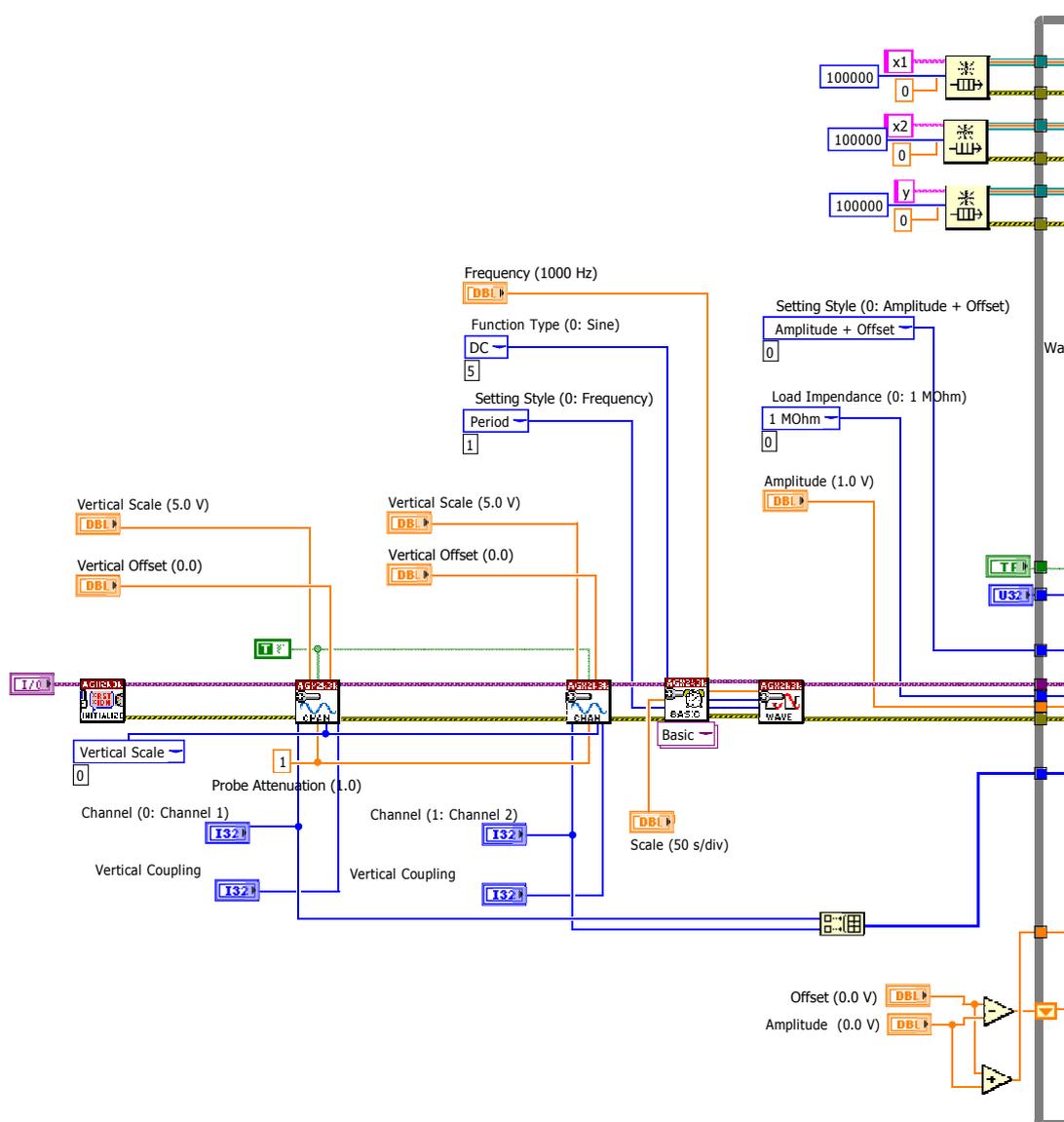


Figura B.1.: Diagrama de blocos do programa de controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial de dados. Bloco responsável pelo controle do equipamento.

O bloco responsável pela aquisição dos dados, monitoramento e incremento da tensão DC definida pelo experimentador no painel de controle está mostrado na figura B.2. Esse bloco complementa o bloco mostrado na figura B.1 pelo lado direito.

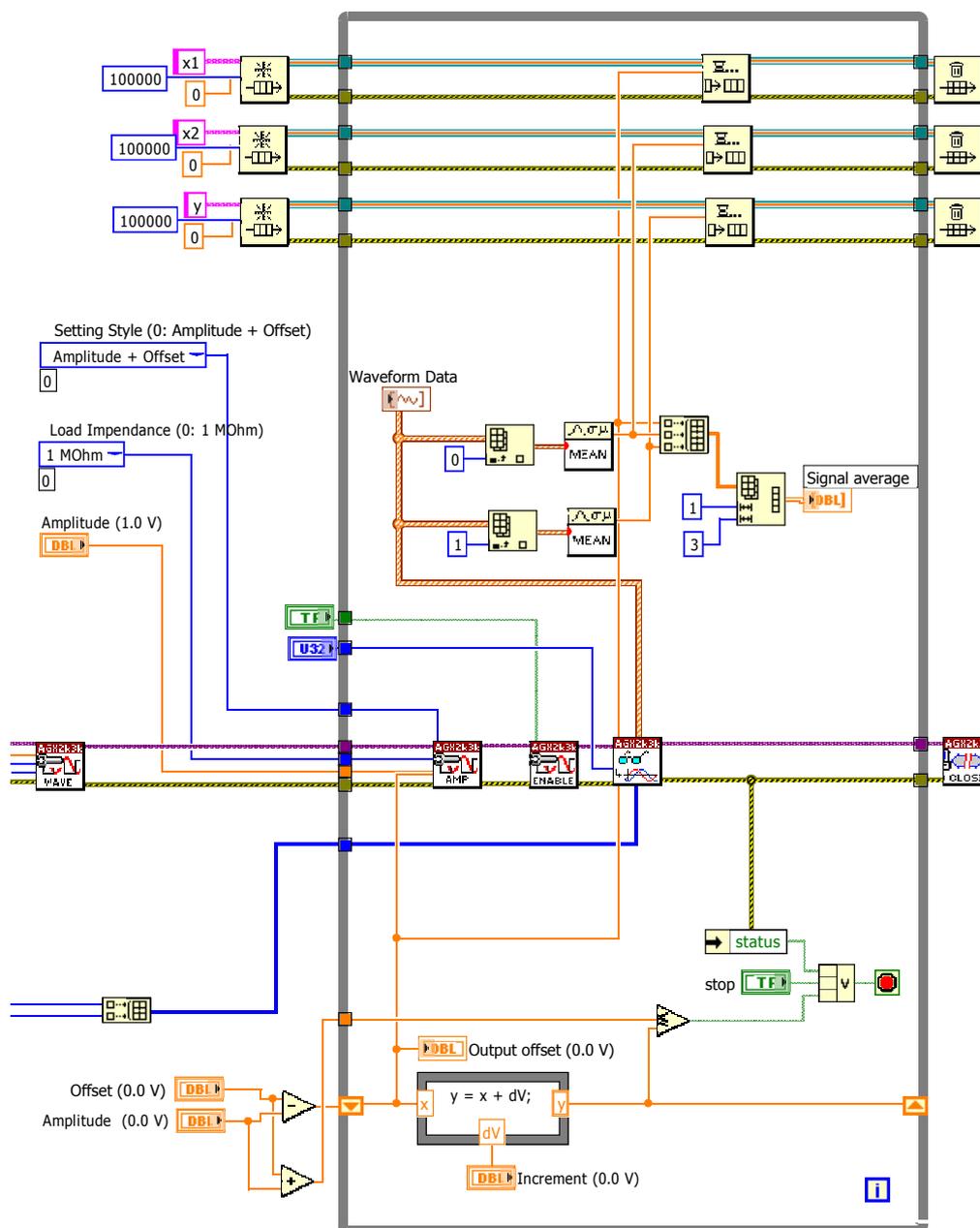


Figura B.2.: Diagrama de blocos do programa de controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial de dados. Bloco responsável pela aquisição dos dados, monitoramento e incremento da tensão DC.

Na figura B.3 vemos um terceiro bloco do programa, que se junta ao bloco mostrado na figura B.2 pelo lado direito. Essa é a etapa final do processo de controle, aquisição e tratamento de dados

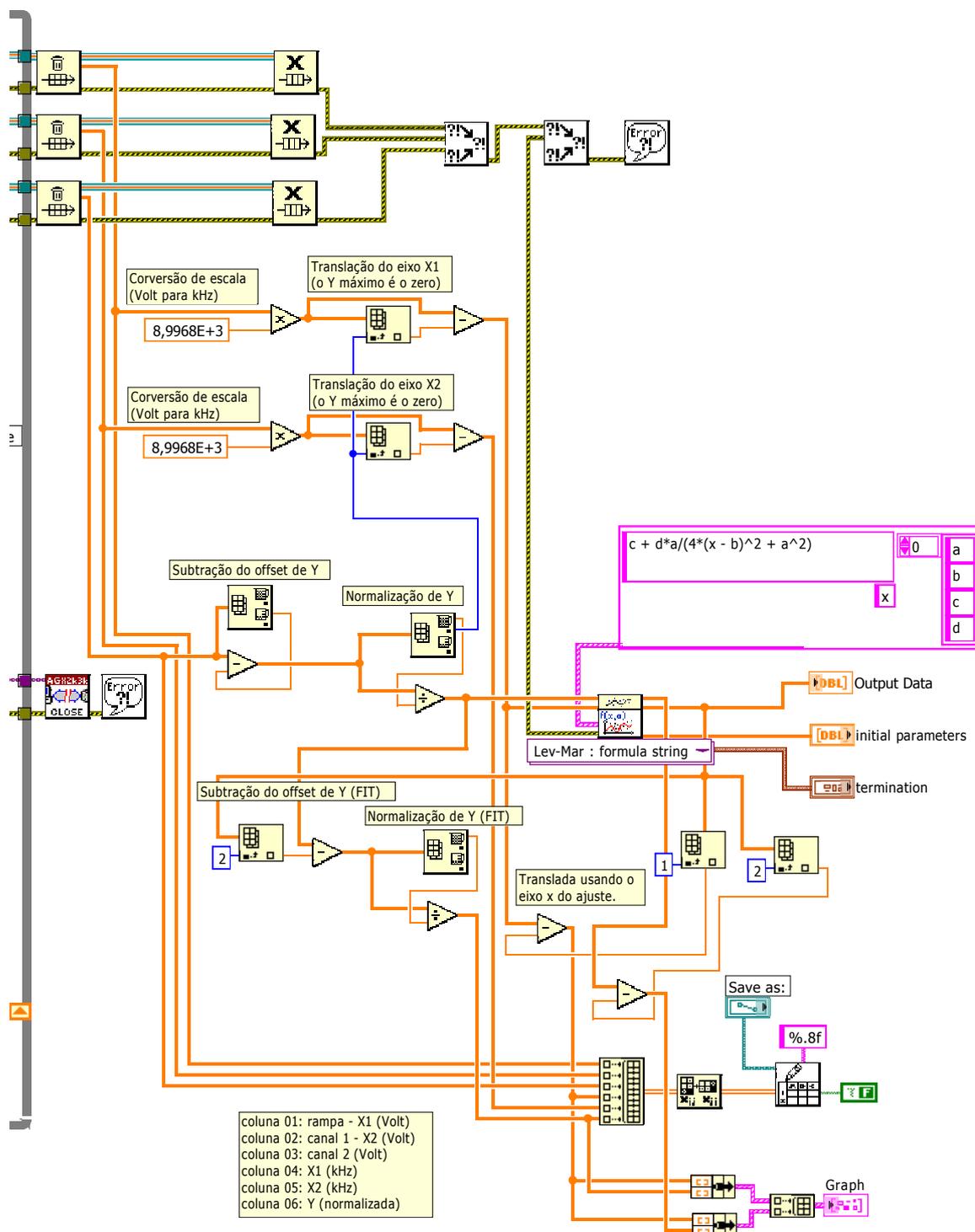


Figura B.3.: Diagrama de blocos do programa de controle dos equipamentos, aquisição e tratamento inicial de dados. Bloco responsável pelo tratamento inicial e gravação dos dados.

Nesse bloco é realizado o tratamento inicial dos dados adquiridos, que inclui a conversão de escalas, eliminação de offsets, normalização dos sinais e ajuste da curva. Um arquivo .txt é gravado logo após a finalização dos tratamentos iniciais. Os dados brutos também são mantidos no arquivo, para o caso de haver necessidade de acessá-los. Os dados tratados, além de gravados, são mostrados numa tela no painel de controle do programa e esses dados são ajustados a partir de uma função Lorentziana, que fornece os parâmetros ótimos da curva. A análise imediata desses dados, a partir dos parâmetros ótimos, nos permite julgar a qualidade dos parâmetros experimentais utilizados a cada medida.

Conforme dito anteriormente, utilizamos um conjunto de n curvas para cada ponto dos gráficos da dependência da largura do sinal de EIT. O programa descrito anteriormente é responsável por adquirir e fazer o tratamento de dados individual de cada curva adquirida. Um outro programa foi utilizado para realizar a média das n curvas adquiridas e exibir informações sobre o desvio padrão associado a cada ponto. Na figura B.4 vemos o bloco desse programa responsável por realizar a leitura sequencial de todos os n arquivos .txt gravados e ajustar os dados por uma função Lorentziana para cada um dos arquivos.

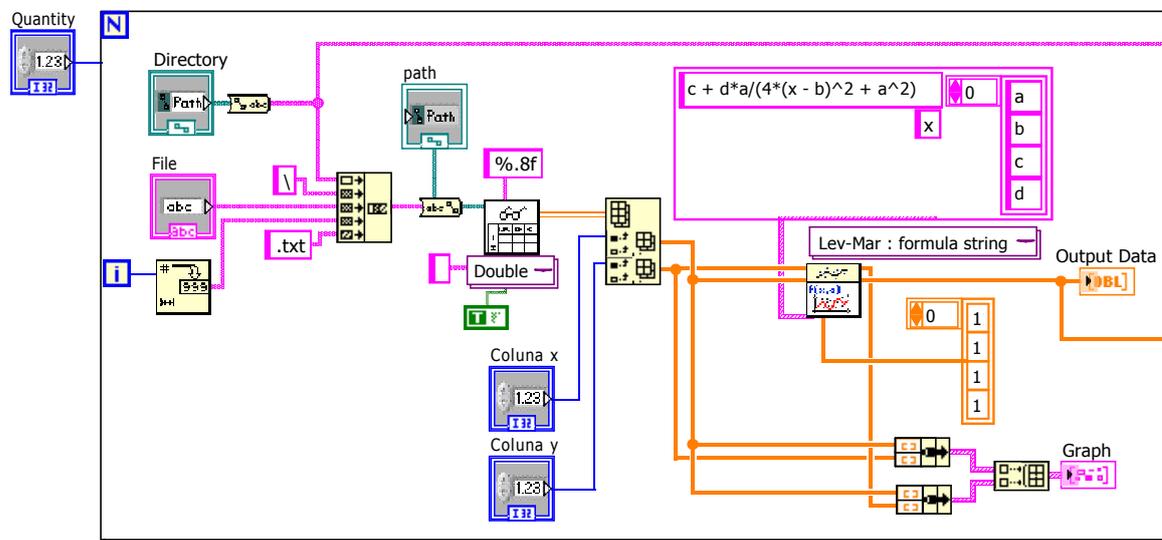


Figura B.4.: Diagrama de blocos do programa responsável pelas médias das curvas do espectro de EIT. Bloco responsável pela leitura e ajuste dos dados a partir de uma função Lorentziana.

Na figura B.5 vemos o bloco responsável por gravar o valor da largura de cada curva, obtido do parâmetro ótimo do ajuste da função Lorentziana, e realizar a média sobre todas as larguras, fornecendo o valor médio e o desvio padrão da média do conjunto de curvas escolhido.

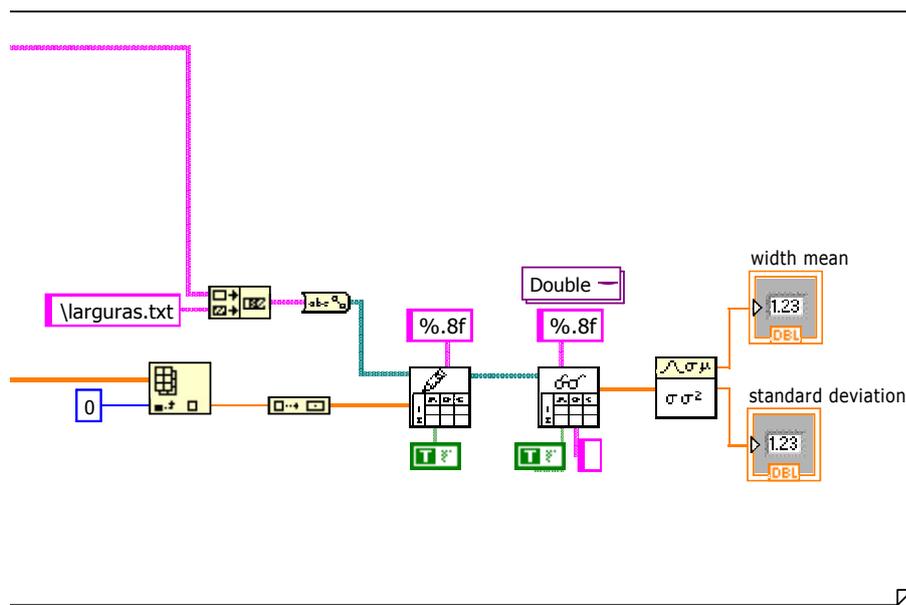


Figura B.5.: Diagrama de blocos do programa responsável pelas médias das curvas do espectro de EIT. Bloco responsável pelas médias sobre todas as larguras do conjunto de curvas escolhido.

Após esse tratamento, os dados são utilizados para a construção dos gráficos experimentais mostrados nos capítulos 3 e 4 dessa dissertação.