



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**DEPENDÊNCIA ANGULAR DO TEMPO DE ARMAZENAMENTO DE
LUZ EM UM VAPOR DE CÉSIO**

Allan Johnes Ferreira de Almeida

Recife - 2014



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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

DEPENDÊNCIA ANGULAR DO TEMPO DE ARMAZENAMENTO DE
LUZ EM UM VAPOR DE CÉSIO

por

Allan Johnes Ferreira de Almeida

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

Banca Examinadora:

Prof. José Wellington Rocha Tabosa (Orientador, DF-UFPE)

Prof. Thierry Passerat de Silans (DF-UFPB)

Prof. Wilson Barros Junior (DF-UFPE)

Recife - 2014

Catálogo na fonte
Bibliotecária Joana D'Arc L. Salvador, CRB 4-572

Almeida, Allan Johnes Ferreira de.

Dependência angular do tempo de armazenamento de luz
em um vapor de césio / Allan Johnes Ferreira de Almeida. –
Recife: O Autor, 2014.

86 f.: fig., gráf.

Orientador: José Wellington Rocha Tabosa.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física, 2014.

Inclui referências e apêndices.

1. Óptica. 2. Física nuclear. 3. Átomos. I. Tabosa, José
Wellington Rocha (orientador). II. Título.

535.2

CDD (22. ed.)

FQ 2014-44



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/ppg fisica> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Allan Johnes Ferreira de Almeida

DEPENDÊNCIA ANGULAR DO TEMPO DE ARMAZENAMENTO DE LUZ EM UM VAPOR DE CÉSIO

A Banca Examinadora composta pelos Professores José Wellington Rocha Tabosa (Presidente e Orientador), Wilson Barros Junior, ambos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Thierry Marcelino Passerat de Silans, do Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, consideram o candidato:

Aprovado Reprovado 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 quatro de fevereiro de dois mil e catorze.

Prof. José Wellington Rocha Tabosa
Presidente e Orientador

Prof. Wilson Barros Junior

Prof. Thierry Marcelino Passerat de Silans

Dedico este trabalho a Deus, minha família e aos meus amigos.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus por guiar o meu caminho e me dar forças para vencer mais esse desafio.

Agradeço também a todos que me ajudaram diretamente ou indiretamente e tornaram possível a realização deste trabalho, especialmente:

À minha família por sua ajuda e dedicação incansáveis. Meus queridos pais, João e Deltide, que sempre me apoiaram, consolaram e fortaleceram nos momentos de dificuldades e se alegraram comigo nas vitórias alcançadas. Meus pais, faltam-me palavras para expressar toda a gratidão e amor que sinto por vocês. Ao meu irmão Ney e minha irmã Meire que sempre me apóiam e incentivam a superar novos desafios.

Ao Tabosa pela valiosa amizade, orientação e conselhos que proporcionaram o desenvolvimento desta pesquisa. Seu exemplo de profissionalismo, dedicação, ética, e sabedoria incentiva a formação de melhores cientistas.

Ao Daniel Felinto pelas sugestões e críticas que aperfeiçoaram esse trabalho.

Aos amigos do laboratório, Rafael Alves, Weliton Soares, Jaque Sales e Milrian Mendes pela paciência e ajuda que me proporcionaram realizar este trabalho.

Aos amigos que conheci no departamento, Diego, Jefferson, Obed, Shirley, Jaque, Luís, dentre tantos outros que me perdoarão por não citá-los aqui, pela amizade, risadas nos momentos alegres, pelo conforto nos momentos tristes e pelas noites em claro que sempre nos ajudaram a vencer desafios.

Aos demais colegas do departamento com quem pude contar.

À Tânia Serafim da PUC-SP pela amizade e pelos conselhos.

À Priscila Azevedo pelos momentos únicos e inesquecíveis.

Aos amigos que apesar de não estarem por perto me incentivam e se alegram por cada conquista. Em especial o Adriano, Kenny, Arthur, Gabriel, Clécio e Karine.

Agradeço também aos professores ministrantes das disciplinas que cursei. A contribuição de vocês em minha formação é incalculável.

Aos funcionários: Marcos (da oficina eletrônica), Ilda e Alexsandra (Secretaria), Severino e Valdomiro (Mecânica), Carlos (Compras) e aos demais funcionários do departamento.

à CAPES, pelo apoio financeiro.

Resumo

As memórias óticas coerentes via EIT (transparência eletromagneticamente induzida) fazem uso direto da troca entre coerência ótica e coerência atômica entre estados com longos tempos de vida e têm sido largamente estudadas em diferentes sistemas atômicos. Neste regime é possível armazenar um pulso de luz na coerência atômica induzida pelos campos ("escrita"), e recuperá-lo posteriormente com a incidência de um campo de "leitura". O tempo de armazenamento está diretamente associado à taxa de descoerência atômica, que para o caso de feixes colineares, determina também a largura espectral do sinal de EIT. Por outro lado, a existência de um pequeno ângulo entre os feixes incidentes (campos de escrita) leva a um forte alargamento do sinal de EIT e conseqüentemente uma alta taxa de descoerência devido ao movimento atômico. Neste trabalho investigamos experimentalmente, de forma sistemática, o processo de armazenamento de luz em função do ângulo entre os feixes incidentes e relacionamos o tempo de armazenamento medido com a correspondente largura espectral do sinal de EIT.

Palavras-chave: Armazenamento de luz. Transparência Eletromagneticamente Induzida. Dependência Angular. Coerência Zeeman. Grade de Coerência. Vapor Atômico. Césio. Espectroscopia.

Abstract

The coherent optical memories via EIT (Electromagnetically Induced Transparency) are directly associated with the exchange between optical coherence and long lived ground state atomic coherence and have been studied in different atomic systems. In this regime it is possible to store a light pulse into the atomic coherence induced by the incident fields (writing fields) and retrieve the pulse a later time through the application of a reading field. The storage time is directly associated with to the decay rate of the atomic coherence, which for the case collinear incident beams also determines the spectral linewidth of the EIT resonance. On the other hand, the existence of a small angle between the incident beams (writing beams) leads both to a strong broadening of the EIT resonance and to an increase in the coherence decay rate due to the atomic motion. In this work we experimentally investigated, systematically, the light storage process as a function of the angle between the incident beams. The measured storage time for different angles is then compared with the corresponding linewidth of the EIT resonance.

Keywords: Light Storage. Electromagnetically Induced Transparency. Angular Dependence. Zeeman Coherence. Coherency Grating. Atomic Vapor. Cesium. Spectroscopy.

Lista de Figuras

2-1	Diagrama de níveis de energia da linha D_2 do átomo de césio.	20
2-2	Degenerescência Zeeman dos níveis $6S_{1/2}, F = 3$ e $6P_{3/2}, F' = 2$ com a seleção do acoplamento dos campos pelas polarizações σ^\pm	21
2-3	Sistema de três níveis do tipo Λ com dois campos, $\vec{E}_1(\Omega_{ab})$ e $\vec{E}_2(\Omega_{ac})$, acoplando as transições de interesse através da seleção adequada de suas polarizações.	22
2-4	Representação das taxas de decaimento de população e coerência no sistema de três níveis considerado.	26
2-5	Representação de um sistema que inicialmente foi preparado coerentemente no estado escuro. Em (a) o sistema está representado na base dos estados não perturbados. A linha hachurada representa a coerência entre os estados. Em (b), o sistema está representado nos autoestados do hamiltoniano de interação.	31
2-6	Os gráficos foram obtidos para os seguintes parâmetros (dados em unidades de Γ): $\delta_2 = 0$, $\Omega_{ab} = 0.0001$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0.5$, $\gamma = 0.001$, $\gamma_g = 0$, $\sigma_{bb}^o = 0.5$. (a) $Im[\sigma_{ab}]$ e (b) $Re[\sigma_{ab}]$, para o campo \vec{E}_2 com $\Omega_{ac} = 0.1$. (c) $Im[\sigma_{ab}]$ e (d) $Re[\sigma_{ab}]$, na ausência do campo \vec{E}_2	33
2-7	Bombeamento óptico da população para o estado escuro. (a) representa o instante inicial onde a população dos estados possuem uma distribuição térmica, enquanto em (b) a população foi totalmente bombeada para o estado escuro.	33
2-8	(a) Deslocamento luminoso devido a presença do campo \vec{E}_2 (b) Sistema na base dos estados deslocados.	35
2-9	(a) Sistema de três níveis (b) Sistema na base dos estados deslocados.	35

2-10	Efeito Doppler nos espectros de absorção (a) Espectro de absorção para grupos de valocidade $\vec{v} \cdot \vec{k} = \{-2, 0, 2\}$. (b) Sistema de três níveis com deslocamento luminoso devido a \vec{E}_2 e com o deslocamento em frequência dos campos devido ao efeito Doppler. (c) Sobreposição de dez espectros de absorção para diferentes grupos de velocidade. (d) Espectros de absorção na região próxima a $\delta/\Gamma = 0$	38
2-11	Os gráficos foram obtidos para a seguinte condição (os parâmetros são dados em unidades de Γ): $\delta_2 = 0$, $\Omega_1 = 1E - 4$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0.5$, $\gamma = 1E - 3$, $\gamma_g = 0$, $\sigma_{bb}^o = 0.5$. (a) $Im[\sigma_{ab}]$ e (b) $Im[\sigma_{ab}(\vec{v} = 0)]$	39
2-12	(a) deslocamento luminoso alargado por potência (b) espectro de absorção, as condições são as mesmas do espectro da Figura 2-6, exceto por $\Omega_{ac} = 2\Gamma$	40
2-13	Espectros de EIT para diferentes frequências de Rabi do campo \vec{E}_2 . (a) decaimento de população e coerência a uma taxa $\gamma = 0.001$ (b) decaimento de coerência dos estados fundamentais a uma taxa $\gamma_g = 0.001$	41
2-14	Largura a meia altura do espectro de EIT para os dois modelos.	41
2-15	Largura a meia altura do espectro de EIT para os dois modelos considerados, obtida pela integração em velocidade (distribuição de Maxwell-Boltzmann), em função da intensidade com feixe de acoplamento.	42
2-16	Largura a meia altura do espectro de EIT para os dois modelos considerados para pequenas intensidades do campo de acoplamento.	42
2-17	Processos para armazenamento de luz. Em (a) ambos campos (\vec{E}_1 e \vec{E}_2) interagem com o sistema e induzem coerências ópticas e Zeeman. (b) Na ausência dos campos, as coerências ópticas rapidamente decaem e resta apenas a coerência Zeeman. (c) O campo de leitura (\vec{E}_2) é ligado, e devido a coerência Zeeman, é gerado uma polarização no meio que dá origem à um pulso (mesmas características do campo de prova).	44
2-18	Em (a) $t=0$, momento onde é desligado os campos que induziram a grade de coerência. (b) em t , o movimento atômico diminui o contraste da grade.	45

2-19	(a) $t=0$, momento onde é desligado os campos que induziram a grade de coerência, o volume (cilíndrico) preparado coerentemente possui aproximadamente mesmo raio dos feixes. (b) em t , o volume preparado coerentemente se expande diminuindo assim a densidade de coerência e a amplitude do sinal recuperado.	47
3-1	Esquema da configuração experimental.	51
3-2	Arranjo experimental da espectroscopia por absorção saturada utilizada . . .	53
3-3	(a) campos ressonantes com a transição $F = 3, F' = 2$ e átomo em repouso. (b) campos com frequência $\nu_{laser} = (\nu_{F=3, F'=2} + \nu_{F=3, F'=3})/2$ e átomo em movimento, no referencial do laboratório. (c) mesma situação de (b), porém no referencial de um átomo com velocidade tal que os campos são ressonantes.	54
3-4	(A) Curva de absorção saturada para transição $6S_{1/2}, F = 3 - 6P_{3/2}, F'$. As respectivas transições e ressoâncias de Cross-Over (CO) estão identificadas em cada pico. (B) Sinal erro obtido no módulo de <i>Lock</i> . (C) Sinal obtido na cavidade Fabry-Perot.	55
3-5	deslocamento em frequência do feixe de prova pelo AOM-1 em uma única passagem	57
3-6	Configuração experimental para alinhamento dos feixes	58
3-7	Feixes capturados pela camera CCD nas respectivas posições: (a) feixe de acoplamento na posição B; (b) feixe de prova em A; (c) feixe de acoplamento em C. Abaixo de cada figura, têm-se o respectivo ajuste gaussiano.	60
3-8	espectros de EIT para diferentes ângulos θ entre os feixes (a) $\theta \sim 0mrad$ (b) $\theta \sim 0.8mrad$	62
3-9	interface de controle do software de aquisição do espectro de EIT	62
3-10	Sinais de modulação em amplitude dos feixes de acoplamento e de prova. t_W é o tempo de escrita da coerência, t_R o tempo de leitura e t_S o tempo de armazenamento.	63
3-11	(a) Sinal obtido no detector nos processos de escrita, armazenamento e leitura da grade (b) Curva média dos pulsos recuperados no processo de leitura . . .	64

4-1	Intensidade do feixe em função da posição de obstrução. Em $x = 0 \text{ mm}$ os feixes estão totalmente obstruídos (a) feixe de prova (b) feixe de acoplamento.	66
4-2	Largura a meia altura do espectro de EIT em função do ângulo entre os feixes	66
4-3	(a) Pulsos recuperados para diferentes t_s com $\theta = 0.1 \text{ mrad}$ (b) Pulsos recuperados para diferentes ângulos θ com $t_s = 1 \mu\text{s}$	68
4-4	Amplitude dos pulsos recuperados em função do tempo de armazenamento para $\theta = 0.1 \text{ mrad}$ ($fwhm_{eit} = 71 \text{ KHz}$)	68
4-5	Amplitude dos pulsos recuperados para $\theta = \{0.11; 0.77\} \text{ mrad}$ com ajuste não adequado das curvas. $\theta = 0.11 \text{ mrad}$ ajustado com a expansão do volume coerentemente preparado e $\theta = 0.77 \text{ mrad}$ ajustado com o decaimento gaussiano da grade	69
4-6	Amplitude dos pulsos recuperados para diferentes ângulos. O ajuste das curvas é realizado considerando a expansão do volume coerentemente preparado para $\theta = \{0.11; 0.22\} \text{ mrad}$ e o decaimento gaussiano para os demais ângulos	70
4-7	Dependência angular da largura a meia altura do sinal de EIT obtida diretamente e obtida através do tempo de decaimento	71
4-8	Correlação entre as larguras a meia altura de EIT obtidas diretamente e obtidas através dos tempos de decaimentos	71

Sumário

1	Introdução	15
2	Espectroscopia de EIT e armazenamento de luz: teoria	18
2.1	Estrutura do cério	18
2.2	Interação de dois campos com um sistema do tipo Λ	21
2.2.1	Hamiltoniano do sistema	21
2.2.2	Evolução do sistema e as equações de Bloch	24
2.2.3	Populações e coerências induzidas	28
2.3	CPT e EIT	30
2.3.1	Aprisionamento coerente de população (CPT)	30
2.3.2	Transparência eletromagneticamente induzida (EIT)	32
2.3.3	Efeito Doppler no espectro de EIT	36
2.3.4	Alargamento do espectro de EIT por potência	39
2.4	Armazenamento de luz	43
2.4.1	Formação e armazenamento da grade de coerência	43
2.4.2	Efeito do movimento atômico sobre a grade de coerência	44
2.4.3	Leitura da coerência armazenada	48
3	Espectroscopia de EIT e armazenamento de luz: experimento	50
3.1	Preparação do sistema	50
3.1.1	Aparato experimental	50
3.1.2	Sintonização e travamento da frequência do laser	53
3.1.3	Moduladores acústico-ópticos	56

3.1.4	Ajuste do ângulo entre os feixes	57
3.2	Espectroscopia de EIT	60
3.3	Armazenamento de luz	63
4	Resultados e conclusão	65
4.1	Resultados	65
4.2	Conclusão	72
4.3	Perspectivas	73
	Referências	75
A	Apêndice: Cálculo das populações	78
B	Apêndice: Integração em velocidade	82
C	Apêndice: Esquema experimental	85

Capítulo 1

Introdução

A resposta óptica de um meio interagindo coerentemente com dois campos de radiação eletromagnética, sob certas condições, pode ser significativamente alterada. Neste contexto, pode ocorrer o fenômeno de Aprisionamento Coerente de População [3] (**CPT** - **C**oherent **P**opulation **T**rapping), que foi observado pela primeira vez por Alzetta *et al* [1]. Neste fenômeno, a população atômica encontra-se num estado denominado de *estado escuro*. Em um sistema do tipo Λ , este estado é uma superposição coerente dos estados fundamentais com probabilidade nula de excitação. Este fato pode ser entendido como uma interferência quântica destrutiva de dois caminhos possíveis de se excitar o sistema no formalismo de átomos-vestidos [20].

O sistema atômico pode ser dirigido ao CPT pelos campos incidentes de forma que, na condição de ressonância de dois fótons, ocorre uma completa transparência do meio aos campos incidentes. Este fenômeno é a Transparência Eletromagneticamente Induzida [10] [14] (**EIT** - **E**lectromagnetically **I**nduced **T**ransparency). O EIT foi proposto teoricamente por Imamoglu e Harris [18] e observado por Boller *et al* [4] em uma amostra de vapor de Estrôncio. Na condição de EIT, além do cancelamento de absorção, o meio apresenta também uma alta dispersão em frequência e, conseqüentemente, a velocidade de grupo de um pulso é drasticamente reduzida ou até mesmo anulada [15] [19]. Este efeito é conhecido como *luz lenta*.

Baseado nestes efeitos, Liu *at al* [21] demonstraram em átomos frios de Sódio que é possível armazenar as características de um pulso de luz (amplitude, fase e polarização)

no meio atômico (campos de “escrita”) e recuperá-las posteriormente com a incidência de um campo de “leitura”. Este tipo de memória faz uso direto da troca entre coerência ótica e coerência atômica. Phillips *et al* [26], demonstraram que também é possível realizar este armazenamento utilizando a coerência Zeeman induzida entre estados fundamentais do átomo Rubídio. Em particular, o tempo de vida da coerência Zeeman é limitado pela taxa de descoerência entre os estados fundamentais, que normalmente é muito menor do que a taxa de decaimento espontâneo do estado excitado.

Se os campos de “escrita” são colineares, a coerência é induzida em toda a região de interação destes campos com o meio e, assim, a descoerência está associada à perda de átomos preparados coerentemente desta região. Se os feixes não são colineares, a coerência atômica induzida no meio é modulada espacialmente e obtém-se uma *grade de coerência Zeeman* com um passo que depende do ângulo formado entre os feixes. Tabosa e Lezana estudaram a formação desta grade em átomos frios de célio [29]. Em vapor atômico, o “borramento” desta grade devido ao movimento atômico determina a taxa de descoerência e é diretamente dependente do passo da grade. Na grade de coerência também é armazenada a informação da direção de propagação dos campos incidentes e o campo recuperado pode ser entendido como processo de difração de Bragg do campo de leitura nesta grade [24].

O tempo de armazenamento está diretamente associado à taxa de descoerência mencionada acima, que por sua vez, também determina a largura espectral do sinal de EIT. O ângulo entre os feixes introduz um alargamento Doppler residual no espectro de EIT, este alargamento pode ser aplicado em velocimetria de átomos frios [27]. A largura de ressonância do espectro de EIT foi analisada em diversos trabalhos para diferentes sistemas, tais como em vapores a temperatura ambiente [19] [20], átomos frios [11], átomos ultra-frios [15] e sólidos [13].

Nesta dissertação será utilizado vapor de átomos de célio em temperatura ambiente, o qual pode ser aproximado a um sistema de três níveis do tipo lambda, e uma relação de intensidade entre os feixes que nos permite tratar o problema perturbativamente de forma analítica. Verificaremos que no vapor atômico a existência de um pequeno ângulo entre os feixes incidentes, “campos de escrita”, leva a um forte alargamento do sinal de EIT [7] e

consequentemente uma alta taxa de descoerência devido ao movimento atômico. De forma sistemática, será investigado experimentalmente o processo de armazenamento de luz em função do ângulo entre os feixes incidentes e relacionaremos o tempo de armazenamento medido com a correspondente largura espectral do sinal de EIT.

Esta dissertação está esquematizada da seguinte forma:

No capítulo 2 faremos uma revisão sobre a estrutura do césio e como pode-se modelar o átomo de césio por um sistema de 3 níveis do tipo Λ . Descreveremos a interação de um sistema Λ com dois campos ópticos e obteremos o espectro de absorção do meio, revelando a janela de EIT. A partir do deslocamento luminoso e das equações encontradas, serão descritos os fenômenos de CPT e EIT. Em seguida utilizaremos a condição de EIT para descrever o processo de escrita, armazenamento e leitura da grade de coerência.

No capítulo 3 será apresentado a montagem experimental e suas características. Em seguida evidenciaremos a viabilização e os procedimentos para realizar espectroscopia de EIT e armazenamento de luz no sistema considerado. Durante a descrição experimental, validaremos as aproximações feitas no capítulo 2.

No capítulo 4 será apresentado os resultados obtidos, comparações com outras medidas e possíveis aplicações. Por fim, finalizaremos com a conclusão do trabalho.

Capítulo 2

Espectroscopia de EIT e armazenamento de luz: teoria

2.1 Estrutura do céσιο

A distribuição eletrônica¹ do átomo de céσιο $^{133}\text{Cs}^{55}$ no estado fundamental revela a existência de um elétron desemparelhado² na subcamada $6s$, enquanto as demais subcamadas permanecem totalmente preenchidas. Conforme distribuição abaixo:

$$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 4s^2, 3d^{10}, 4p^6, 5s^2, 4d^{10}, 5p^6, 6s^1 \quad (2.1)$$

Onde, na notação espectroscópica, s , p , d , etc., correspondem respectivamente ao momento angular orbital $L = 0$, $L = 1$, $L = 2$, etc. Assim o elétron de valência na subcamada $6s$ possui um momento angular orbital $L = 0$, ao ser excitado para a subcamada $6p$, possui $L = 1$.

Devido ao seu movimento angular orbital, o elétron é submetido a um campo magnético que é proporcional ao momento angular orbital \vec{L} . É intuitivo visualizar este campo ao considerar o elétron de valência em repouso e o núcleo orbitando ao seu redor. Por outro lado, o elétron também possui um momento magnético, que é proporcional ao seu momento

¹Respeitando o princípio de exclusão de Pauli e, prioritariamente, o preenchimento das subcamadas de menores energias.

²Este elétron é dito opticamente ativo pois, utilizando determinados campos ópticos, a excitação atômica ocorre pela excitação deste elétron de valência.

intrínseco de *spin* (\vec{S}). Assim, existe uma interação entre o momento magnético do elétron e o campo magnético (movimento angular orbital). Esta interação (ou acoplamento) é denominada de interação *spin-órbita* e o hamiltoniano relacionado é dado por $\hat{H}_{LS} \propto \vec{L} \cdot \vec{S}$.

Com o acoplamento *spin-órbita*, o hamiltoniano total do sistema não comuta com \vec{L} e \vec{S} , pois o spin e o momento angular orbital não são conservados separadamente. Contudo, \hat{H}_{LS} comuta com L^2 , S^2 e com o *momento angular total* J , dado por $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Pelas regras de adição de momento angular, os valores de J são dados por (2.2). Assim, o elétron ($S = 1/2$) no estado fundamental ($L = 0$) possui $J = 1/2$, enquanto o elétron excitado em $6p$ ($L = 1$), possui $J = \{1/2, 3/2\}$. Nota-se que esta interação gera um estado fundamental ($6s_{1/2}$) e dois excitados ($6p_{1/2}$ e $6p_{3/2}$), que correspondem à *estrutura fina* do cézio. A transição $6s_{1/2} \leftrightarrow 6p_{3/2}$ é denominada linha D_2 do cézio.

$$J = |L - S|, |L - S + 1|, \dots, L + S - 1, L + S \quad (2.2)$$

O momento angular total (\vec{J}) ainda pode ser acoplado ao momento intrínseco de spin do núcleo (\vec{I}). Este acoplamento, de forma semelhante ao caso anterior, leva à um novo momento angular total (\vec{F}), definido por $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$, cujo autovalores são dados por (2.3). O hamiltoniano associado à esta interação é $\hat{H}_{JI} \propto \vec{J} \cdot \vec{I}$.

$$F = |J - I|, |J - I + 1|, \dots, J + I - 1, J + I \quad (2.3)$$

Sendo o spin nuclear do cézio ^{133}Cs igual a $I = 7/2$, têm-se $F = \{3, 4\}$ para $J = 1/2$ (estado fundamental da linha D_2) e $F' = \{2, 3, 4, 5\}$ para $J = 3/2$ (estado excitado da linha D_2). Portanto, neste acoplamento obtém-se dois estados fundamentais e quatro excitados. A estrutura que surge a partir deste acoplamento é denominado de *estrutura hiperfina*.

A estrutura de níveis da linha D_2 , juntamente com a separação dos níveis em frequência, está representada na figura 2-1. Observa-se que na linha D_2 , a separação entre os níveis $6S_{1/2}, F = 3, 4$ e $6P_{3/2}, F' = 2, 3, 4, 5$ pertencem à ordens de gradezas diferentes. Focaremos agora na transição de interesse que corresponde à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Esta transição é dita fechada pois, pelas regras de seleção de dipolo elétrico $\Delta F = 0, \pm 1$, uma vez excitado

o elétron em $6p_{3/2}F' = 2$ somente poderá decair para $6p_{1/2}F = 3$.

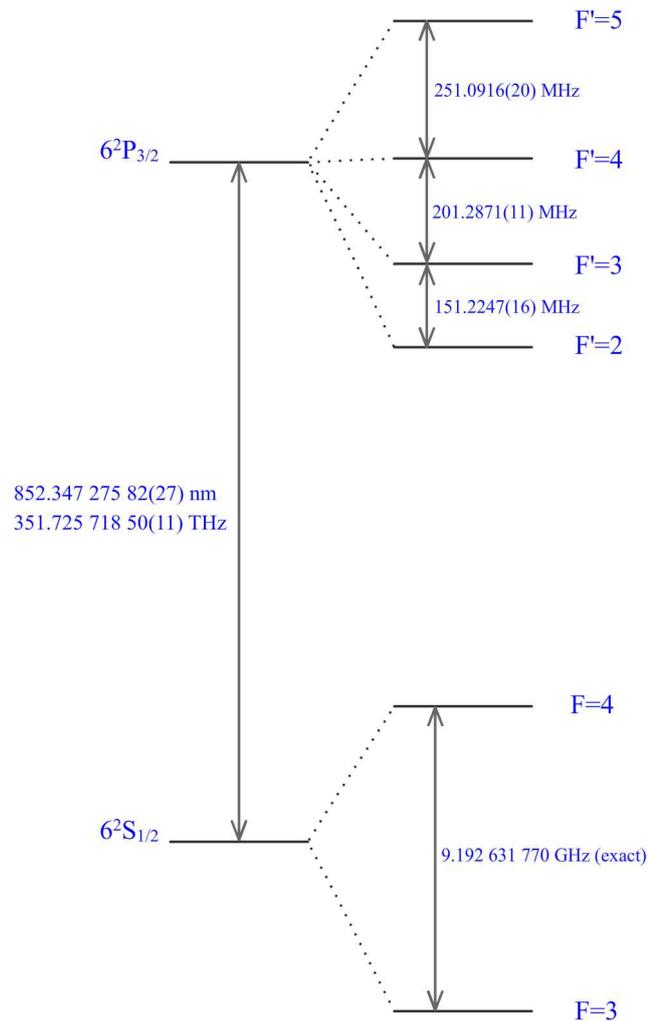


Figura 2-1: Diagrama de níveis de energia da linha D_2 do átomo de césio.

Cada nível da estrutura hiperfina possui uma degenerescência *Zeeman* de $(2F + 1)$ estados na ausência de campos externos. Sendo m_F o número quântico magnético para o momento angular total F , seus valores possíveis estão restritos aos valores de F de forma que:

$$m_F = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F \quad (2.4)$$

Portanto têm-se 7 estados de m_F para $F = 3$ e 5 estados para $F' = 2$. A transição entre estes estados deve satisfazer a regra de seleção $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Campos de radiação eletromagnética em ressonância e com polarização σ^+ , transferem momento angular ao átomo in-

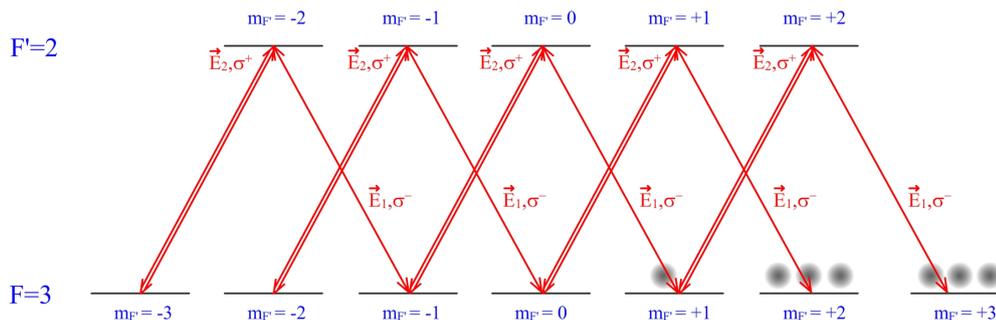


Figura 2-2: Degenerescência Zeeman dos níveis $6S_{1/2}$, $F = 3$ e $6P_{3/2}$, $F' = 2$ com a seleção do acoplamento dos campos pelas polarizações σ^\pm

duzindo transições $\Delta m_F = +1$. Por sua vez, campos com polarização σ^- induzem transições $\Delta m_F = -1$. A figura 2-2, mostra a degenerescência *Zeeman* dos níveis $F = 3$ (fundamental) e $F' = 2$ (excitado). No qual, acoplado à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, têm-se os campos \vec{E}_1, σ^- e \vec{E}_2, σ^+ . Na ausência de campos, o átomo pode estar em qualquer estado m_F . Porém na presença dos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , considerando que $|E_2| \gg |E_1|$, o sistema é levado por absorções e emissões aos estados m_F que não estão acoplados ao campo \vec{E}_2 . Esta configuração é o que permite tratarmos o átomo como um sistema do tipo Λ (lambda), conforme figura 2-3

2.2 Interação de dois campos com um sistema do tipo Λ

2.2.1 Hamiltoniano do sistema

Um sistema de três níveis do tipo Λ interagindo com dois campos ópticos coerentes está representado na figura 2-3³. Os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ representam estados fundamentais degenerados, enquanto $|a\rangle$ é um estado excitado. Adicionalmente, os campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 acoplam as transições $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ e $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$, respectivamente. Sendo os estados fundamentais degenerados, ambas as transições possuem a mesma energia. Assim os campos devem ter polarizações tais que, através da regra de seleção do momento angular, acople transições distintas.

Os campos considerados possuem comprimento de onda muito maiores do que as di-

³Este é um modelo semi-clássico, onde o sistema se três níveis é quantizado, porém os campos são clássicos.

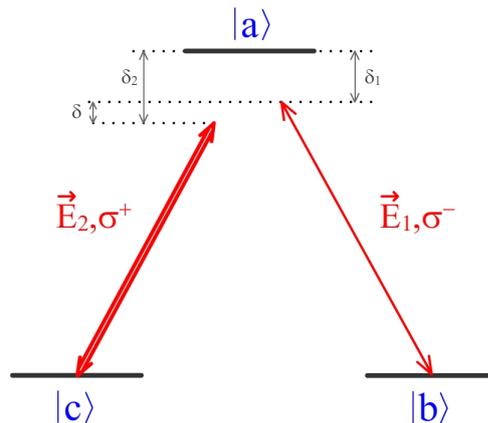


Figura 2-3: Sistema de três níveis do tipo Λ com dois campos, $\vec{E}_1(\Omega_{ab})$ e $\vec{E}_2(\Omega_{ac})$, acoplado as transições de interesse através da seleção adequada de suas polarizações.

mensões atômicas⁴, assim a variação espacial dos campos na região de interação é desprezível. Neste caso a interação pode ser tratada como interação de dipolo elétrico⁵ [8].

Neste tipo de interação, somente os estados de paridades distintas são acoplados. O que corresponde as transições $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ e $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$. Conseqüentemente as transições entres os estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, de mesma paridade, são proibidas.

O hamiltoniano total do sistema pode então ser descrito pelo hamiltoniano do átomo livre \hat{H}_0 e pelo hamiltoniano de interação:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int} \quad (2.5)$$

O hamiltoniano do átomo livre é descrito pelos operadores de projeção de cada estado acompanhado por suas auto-energias:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c| \quad (2.6)$$

Por outro lado, o hamiltoniano de interação é definido por:

$$\hat{H}_{int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.7)$$

⁴Os campos possuem $\lambda \sim 10^{-6}m$ enquanto a dimensão atômica é da ordem de $10^{-10}m$.

⁵Na literatura esta aproximação é conhecida como aproximação de dipolo elétrico.

onde \vec{d} é o operador de dipolo elétrico e é descrito como:

$$\vec{d} = eX_{ba} |b\rangle \langle a| \sigma^- + eX_{ca} |c\rangle \langle a| \sigma^+ + c.c. \quad (2.8)$$

onde e é a carga do elétron, $X_{ij} = \langle i| \hat{x} |j\rangle$ e *c.c.* denota complexo conjugado.

O campo incidente é composto pelos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 . Sendo que as polarizações dos campos são ortogonais e foram convenientemente escolhidas de forma a acoplar com as respectivas transições. Portanto:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = |E_1| \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega_1 t) \sigma^- + |E_2| \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 t) \sigma^+ \quad (2.9)$$

Reescrevendo os campos em notação complexa e considerando a evolução livre dos operadores $|i\rangle \langle j|$ da equação (2.8) na forma $e^{-i\omega_{ij}t}$, verifica-se que o hamiltoniano de interação (2.7) possuirá termos que oscilam com frequências $|\omega_{ab} \pm \omega_1|$ e $|\omega_{ac} \pm \omega_2|$. Considerando o período de detecção muito maior do que o período de oscilação dos campos, os termos $|\omega_{ab} + \omega_1|$ e $|\omega_{ac} + \omega_2|$ podem ser desprezados pois oscilam muito mais rápido do que os outros termos e possuem média aproximadamente nula no período considerado. Esta aproximação é conhecida na literatura como aproximação de onde girante (RWA - Rotating Wave Approximation) [12]. Com esta aproximação, o Hamiltoniano de interação de se torna:

$$\hat{H}_{int} = -\hbar\Omega_{ab}e^{-i\omega_1 t} |a\rangle \langle b| - \hbar\Omega_{ac}e^{-i\omega_2 t} |a\rangle \langle c| + c.c. \quad (2.10)$$

onde Ω_{aj} é a frequência de Rabi multiplicado pelo termo $e^{i\vec{k}_\epsilon \cdot \vec{r}}$:

$$\Omega_{aj} = \frac{eX_{aj} |E_\epsilon| e^{i\vec{k}_\epsilon \cdot \vec{r}}}{2\hbar}, \quad \{j, \epsilon\} = \{b, 1\}; \{c, 2\} \quad (2.11)$$

Representando o hamiltoniano total do sistema (2.5) na base $\{|a\rangle, |b\rangle, |c\rangle\}$ ⁶, têm-se:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hbar\omega_a & -\hbar\Omega_{ab}e^{-i\omega_1 t} & -\hbar\Omega_{ac}e^{-i\omega_2 t} \\ -\hbar\Omega_{ab}^*e^{i\omega_1 t} & \hbar\omega_b & 0 \\ -\hbar\Omega_{ac}^*e^{i\omega_2 t} & 0 & \hbar\omega_c \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

⁶Todos os operadores neste capítulo serão representados nesta base.

2.2.2 Evolução do sistema e as equações de Bloch

Uma vez que o sistema considerado é composto por um conjunto de átomos, é conveniente utilizarmos o formalismo de matriz densidade. A dinâmica do sistema é então descrita pela evolução do operador densidade juntamente com termos de relaxação, que representam os decaimentos. Estes termos são adicionados fenomenologicamente e dependem dos processos de decaimento aos quais o sistema é submetido. O operador densidade e sua evolução são dadas pelas equações (2.13) e (2.14), respectivamente.

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

$$\partial_t \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + (\partial_t \hat{\rho})_{rel} \quad (2.14)$$

Os elementos diagonais de $\hat{\rho}$ são as populações de cada estado. Os termos não diagonais representam as coerências entre os respectivos estados.

Para nosso modelo, os termos de relaxação são representados como:

$$(\partial_t \hat{\rho})_{rel} = -\frac{1}{2} \{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\} - \hat{G} + \hat{B} \quad (2.15)$$

Onde o operador $\hat{\Lambda}$ representa as perdas de população dos estados e, conseqüentemente, perda de coerência do sistema. $\{\hat{\Lambda}, \hat{\rho}\}$ é o anti-comutador dos operadores $\hat{\Lambda}$ e $\hat{\rho}$. Consideramos neste operador que todos os estados podem perder população a uma taxa de γ . Este processo de decaimento está relacionado com a perda de átomos da região de interação com o laser, devido ao movimento atômico. O estado excitado $|a\rangle$ também perde população por decaimento espontâneo para os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ à uma taxa γ_{ab} e γ_{ac} , respectivamente. Assim, podemos representar este operador como:

$$\hat{\Lambda} = \begin{bmatrix} \gamma_{ab} + \gamma_{ac} + \gamma & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

\hat{G} representa a perda de coerência dos estados fundamentais à uma taxa γ_g . Ele está relacionado com efeitos de decaimento da coerência sem alterar a população dos estados⁷.

$$G = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_g \rho_{bc} \\ 0 & \gamma_g \rho_{cb} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Por outro lado, \hat{B} representa o ganho de população em cada estado. Nele está incluso o aumento de população nos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$ devido ao decaimento dos átomos no estado excitado $|a\rangle$. Também devemos incluir o aumento de população devido aos átomos que entram na região de interação do laser, causado pelo movimento atômico. Neste processo, os estados $|b\rangle$ e $|c\rangle$ são constantemente repopulados à uma taxa $\gamma \rho_{bb}^0$ e $\gamma \rho_{cc}^0$, respectivamente. É importante observar que na ausência dos campos, as populações destes estados são ρ_{bb}^0 e ρ_{cc}^0 . Este operador pode então ser escrito como:

$$\hat{B} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{ab} \rho_{aa} + \gamma \rho_{bb}^0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{ac} \rho_{aa} + \gamma \rho_{cc}^0 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

A figura 2-4 representa o sistema considerado na subseção 2.2.1 com a inclusão dos processos de decaimento.

⁷Colisão entre os átomos, por exemplo, podem destruir a coerência sem necessariamente alterar as populações.

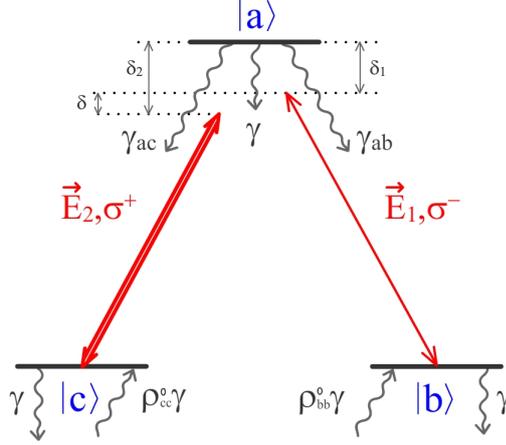


Figura 2-4: Representação das taxas de decaimento de população e coerência no sistema de três níveis considerado.

Desenvolvendo (2.14) com os termos de relaxação em (2.15) e considerando que a taxa total de decaimento do nível excitado é $\Gamma = \gamma_{ab} + \gamma_{ac}$, temos as equações ópticas de Bloch:

$$\dot{\rho}_{aa} = -(\gamma + \Gamma)\rho_{aa} + i\Omega_{ab}\rho_{ab}^*e^{-i\omega_1 t} + i\Omega_{ac}\rho_{ac}^*e^{-i\omega_2 t} + \quad (2.19a)$$

$$- i\Omega_{ab}^*\rho_{ab}e^{i\omega_1 t} - i\Omega_{ac}^*\rho_{ac}e^{i\omega_2 t} \quad (2.19b)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = i\Omega_{ab}^*\rho_{ab}e^{i\omega_1 t} - i\Omega_{ab}\rho_{ab}^*e^{-i\omega_1 t} + \gamma_{ab}\rho_{aa} - \gamma(\rho_{bb} - \rho_{bb}^o) \quad (2.19c)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = i\Omega_{ac}^*\rho_{ac}e^{i\omega_2 t} - i\Omega_{ac}\rho_{ac}^*e^{-i\omega_2 t} + \gamma_{ac}\rho_{aa} - \gamma(\rho_{cc} - \rho_{cc}^o) \quad (2.19d)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\left(\gamma + \frac{\Gamma}{2} + i\omega_{ab}\right)\rho_{ab} + i\Omega_{ac}\rho_{bc}^*e^{-i\omega_2 t} + i\Omega_{ab}e^{-i\omega_1 t}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \quad (2.19e)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -\left(\gamma + \frac{\Gamma}{2} + i\omega_{ac}\right)\rho_{ac} + i\Omega_{ab}\rho_{bc}^*e^{-i\omega_1 t} + i\Omega_{ac}e^{-i\omega_2 t}(\rho_{cc} - \rho_{aa}) \quad (2.19f)$$

$$\dot{\rho}_{bc} = -(\gamma + \gamma_g + i\omega_{bc})\rho_{bc} - i\Omega_{ac}\rho_{ab}^*e^{-i\omega_2 t} + i\Omega_{ab}^*\rho_{ac}e^{i\omega_1 t} \quad (2.19g)$$

Estas equações descrevem a dinâmica das populações (ρ_{ii}) e das coerências (ρ_{ij} , com $i \neq j$) induzidas pelos campos. Usualmente os termos oscilantes são substituídos por variáveis lentas [22], esta substituição justifica-se pelo fato de que em regime estacionário as coerências devem oscilar com frequências próximas às do campo externo. Assim temos:

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

$$\sigma_{ab} = \rho_{ab} e^{i\omega_1 t} \quad (2.20b)$$

$$\sigma_{ac} = \rho_{ac} e^{i\omega_2 t} \quad (2.20c)$$

$$\sigma_{bc} = \rho_{bc} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} \quad (2.20d)$$

Para simplificar as expressões, definimos também:

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \frac{\Gamma}{2} + i\delta_1 \quad (2.21a)$$

$$\Gamma_{ac} = \gamma + \frac{\Gamma}{2} + i\delta_2 \quad (2.21b)$$

$$\Gamma_{bc} = -\gamma - \gamma_g + i(\delta_1 - \delta_2) \quad (2.21c)$$

onde $\delta_1 = \omega_{ab} - \omega_1$ e $\delta_2 = \omega_{ac} - \omega_2$ representam a dessintonias de cada um dos campos com suas respectivas transições.

Utilizando (2.20) e as definições (2.21), podemos reescrever as equações de Bloch (2.19) em termos de variáveis lentas como:

$$\dot{\sigma}_{aa} = -(\gamma + \Gamma)\sigma_{aa} + i\Omega_{ab}\sigma_{ab}^* + i\Omega_{ac}\sigma_{ac}^* - i\Omega_{ab}^*\sigma_{ab} - i\Omega_{ac}^*\sigma_{ac} \quad (2.22a)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\Omega_{ab}^*\sigma_{ab} - i\Omega_{ab}\sigma_{ab}^* + \gamma_{ab}\sigma_{aa} - \gamma(\sigma_{bb} - \sigma_{bb}^o) \quad (2.22b)$$

$$\dot{\sigma}_{cc} = i\Omega_{ac}^*\sigma_{ac} - i\Omega_{ac}\sigma_{ac}^* + \gamma_{ac}\sigma_{aa} - \gamma(\sigma_{cc} - \sigma_{cc}^o) \quad (2.22c)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab} + i\Omega_{ac}\sigma_{bc}^* + i\Omega_{ab}(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) \quad (2.22d)$$

$$\dot{\sigma}_{ac} = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac} + i\Omega_{ab}\sigma_{bc} + i\Omega_{ac}(\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) \quad (2.22e)$$

$$\dot{\sigma}_{bc} = \Gamma_{bc}\sigma_{bc} - i\Omega_{ac}\sigma_{ab}^* + i\Omega_{ab}^*\sigma_{ac} \quad (2.22f)$$

Na próxima subseção determinaremos as expressões para as coerências σ_{ab} , σ_{ac} e as populações de cada estado a partir destas equações.

2.2.3 Populações e coerências induzidas

Considerando que o campo \vec{E}_2 , que acopla a transição $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$, possui uma intensidade muito maior do que o campo \vec{E}_1 , ou seja, $|\Omega_{ac}|^2 \gg |\Omega_{ab}|^2$. A solução para as coerências e populações, nesta aproximação, podem ser obtidas analiticamente por tratamento perturbativo⁸. Neste caso, o campo \vec{E}_1 possuirá valor nulo nas soluções de ordem zero de perturbação ($\Omega_{ab}^{(0)} = 0$).

As soluções serão obtidas em regime estacionário, portanto os termos das populações e coerências possuem derivada nula ($\dot{\sigma} = 0$). Assim, as equações (2.22) em ordem zero de perturbação tornam-se:

$$0 = -(\gamma + \Gamma)\sigma_{aa}^{(0)} + i\Omega_{ac}\sigma_{ac}^{*(0)} - i\Omega_{ac}^*\sigma_{ac}^{(0)} \quad (2.23a)$$

$$0 = \gamma_{ab}\sigma_{aa}^{(0)} - \gamma(\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{bb}^o) \quad (2.23b)$$

$$0 = i\Omega_{ac}^*\sigma_{ac}^{(0)} - i\Omega_{ac}\sigma_{ac}^{*(0)} + \gamma_{ac}\sigma_{aa}^{(0)} - \gamma(\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{cc}^o) \quad (2.23c)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(0)} + i\Omega_{ac}\sigma_{bc}^{*(0)} \quad (2.23d)$$

$$0 = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac}^{(0)} + i\Omega_{ac}(\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) \quad (2.23e)$$

$$0 = \Gamma_{bc}\sigma_{bc}^{(0)} - i\Omega_{ac}\sigma_{ab}^{*(0)} \quad (2.23f)$$

Sendo que as populações devem satisfazer a condição de normalização:

$$\sigma_{aa}^{(0)} + \sigma_{bb}^{(0)} + \sigma_{cc}^{(0)} = 1 \quad (2.24)$$

Através das equações (2.23) e (2.24), determinam-se as equações das populações dos estados em ordem zero de perturbação. A solução para as populações são apresentadas

⁸Em particular, desejamos obter as soluções em ordem zero ($\sigma^{(0)}$) e em primeira ordem ($\sigma^{(1)}$) no campo \vec{E}_1

abaixo. Os passos para obtenção destas soluções estão no **Apêndice A**.

$$\sigma_{aa}^{(0)} = \frac{\beta(\gamma - \gamma\sigma_{bb}^o)}{\gamma(2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta\gamma_{ab}} \quad (2.25a)$$

$$\sigma_{bb}^{(0)} = \frac{\beta\gamma_{ab} + (2\beta + \gamma + \Gamma)\gamma\sigma_{bb}^o}{\gamma(2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta\gamma_{ab}} \quad (2.25b)$$

$$\sigma_{cc}^{(0)} = \frac{(\beta + \gamma + \Gamma)(\gamma - \gamma\sigma_{bb}^o)}{\gamma(2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta\gamma_{ab}} \quad (2.25c)$$

onde,

$$\beta = \frac{(\Gamma_{ac} + \Gamma_{ac}^*) |\Omega_{ac}|^2}{|\Gamma_{ac}|^2} \quad (2.26)$$

É fácil verificar que as soluções das populações satisfazem (2.24).

Por outro lado, através das equações (2.23) determina-se que:

$$\sigma_{ab}^{(0)} = 0 \quad (2.27)$$

$$\sigma_{bc}^{(0)} = 0 \quad (2.28)$$

$$\sigma_{ac}^{(0)} = \frac{i\Omega_{ac} (\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)})}{\Gamma_{ac}} \quad (2.29)$$

Em primeira ordem de perturbação no campo \vec{E}_1 , os termos nas equações (2.22) que envolvem este campo devem aparecer apenas em ordem zero. Portanto, juntamente com as equações (2.27), (2.28) e (2.29), têm-se:

$$0 = -(\gamma + \Gamma)\sigma_{aa}^{(1)} + i\Omega_{ac}\sigma_{ac}^{*(1)} - i\Omega_{ac}^*\sigma_{ac}^{(1)} \quad (2.30a)$$

$$0 = \gamma_{ab}\sigma_{aa}^{(1)} - \gamma(\sigma_{bb}^{(1)} - \sigma_{bb}^o) \quad (2.30b)$$

$$0 = i\Omega_{ac}^*\sigma_{ac}^{(1)} - i\Omega_{ac}\sigma_{ac}^{*(1)} + \gamma_{ac}\sigma_{aa}^{(1)} - \gamma(\sigma_{cc}^{(1)} - \sigma_{cc}^o) \quad (2.30c)$$

$$0 = -\Gamma_{ab}\sigma_{ab}^{(1)} + i\Omega_{ac}\sigma_{bc}^{*(1)} + i\Omega_{ab}(\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) \quad (2.30d)$$

$$0 = -\Gamma_{ac}\sigma_{ac}^{(1)} + i\Omega_{ac}(\sigma_{cc}^{(1)} - \sigma_{aa}^{(1)}) \quad (2.30e)$$

$$0 = \Gamma_{bc}\sigma_{bc}^{(1)} - i\Omega_{ac}\sigma_{ab}^{*(1)} + i\Omega_{ab}^*\sigma_{ac}^{(0)} \quad (2.30f)$$

A expressão para a coerência⁹ $\sigma_{ab}^{(1)}$ em função das populações em ordem zero de perturbação ($\sigma_{ii}^{(0)}$) é obtida através das equações (2.30f), (2.29) e (2.30d):

$$\sigma_{ab}^{(1)} = i\Omega_{ab} \frac{\Gamma_{ac}^* \Gamma_{bc}^* (\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) + |\Omega_{ac}|^2 (\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)})}{\Gamma_{ab} \Gamma_{ac}^* \Gamma_{bc}^* - |\Omega_{ac}|^2 \Gamma_{ac}^*} \quad (2.31)$$

Utilizando a equação (2.31) em (2.30f), obtém-se a expressão para a coerência induzida entre os estados fundamentais (coerência *Zeeman*).¹⁰

$$\sigma_{cb}^{(1)} = \Omega_{ab} \Omega_{ac}^* \frac{\Gamma_{ac}^* (\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) + \Gamma_{ab} (\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)})}{\Gamma_{ac}^* (\Gamma_{ac} \Gamma_{bc}^* - |\Omega_{ac}|^2)} \quad (2.32)$$

Nota-se que $\sigma_{cb}^{(1)} \propto \Omega_{ab} \Omega_{ac}^*$. Voltando à definição (2.11), têm-se:

$$\sigma_{cb}^{(1)} = \xi e^{-i(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}} \quad (2.33)$$

$$\xi = \frac{e^2 X_{ab} X_{ac}^* |E_1| |E_2|}{4\hbar} \frac{\Gamma_{ac}^* (\sigma_{bb}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)}) + \Gamma_{ab} (\sigma_{cc}^{(0)} - \sigma_{aa}^{(0)})}{\Gamma_{ac}^* (\Gamma_{ac} \Gamma_{bc}^* - |\Omega_{ac}|^2)} \quad (2.34)$$

Em (2.33), verifica-se que a coerência *Zeeman* possui uma modulação espacial que se torna evidente quando os vetores de onda dos campos incidentes não possuem a mesma direção. Esta modulação dá origem à grade de coerência que será discutido na subseção 2.4.1.

2.3 CPT e EIT

2.3.1 Aprisionamento coerente de população (CPT)

Considerando o sistema descrito na seção 2.2.1 (sem processos de decaimento de população/coerência) e que os campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 estão ressonantes com suas respectivas transições, conforme figura 2-5a. Um dos autovetores do hamiltoniano de interação, dado por (2.10), possui autovalor nulo. Este autovetor representa um estado denominado de *estado escuro* e é representado na base dos estados não perturbados [25] por:

⁹As coerências induzidas na transição de acoplamento dos campos são denominadas coerências ópticas.

¹⁰A coerência induzida entre níveis pertencentes à degenerescência *Zeeman*. é denominada de coerências *Zeeman*

$$|escuro\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_{ab}|^2 + |\Omega_{ac}|^2}} (\Omega_{ab} |c\rangle - \Omega_{ac} |b\rangle) \quad (2.35)$$

Como possui autovalor nulo, o estado escuro não pode ser acoplado ao estado excitado através do hamiltoniano de interação. Portanto, um sistema neste estado possui probabilidade nula de excitação e o seu hamiltoniano é dado apenas pela evolução livre dos estados. Conseqüentemente, o sistema no estado escuro se torna transparente à radiação. O fenômeno de *aprisionamento coerente de população*¹¹ (**CPT**, *Coherent Population Trapping*) [3] [1] ocorre quando o sistema é capturado neste estado. Sendo o estado escuro uma superposição coerente dos estados fundamentais $|b\rangle$ e $|c\rangle$, conforme (2.35), a probabilidade nula de excitação pode ser entendida como uma interferência quântica destrutiva de dois caminhos possíveis, $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ e $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$, de se excitar o sistema. A representação do sistema na base dos autoestados determinados através do hamiltoniano de interação é representado na figura 2-5b. Vemos nesta representação que os campos acoplam somente o estado denominado de $|claro\rangle$ ao estado excitado.

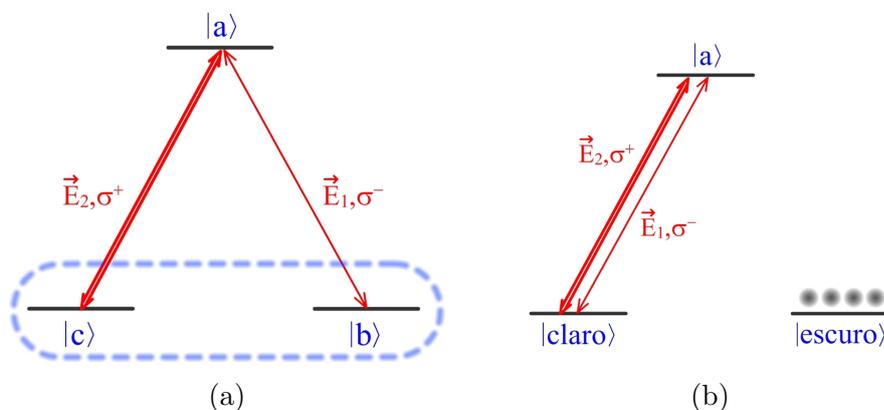


Figura 2-5: Representação de um sistema que inicialmente foi preparado coerentemente no estado escuro. Em (a) o sistema está representado na base dos estados não perturbados. A linha hachurada representa a coerência entre os estados. Em (b), o sistema está representado nos autoestados do hamiltoniano de interação.

Uma vez que não foram introduzidos processos de decaimento de população e coerência, o sistema deve ser preparado inicialmente no estado escuro para que ocorra o efeito de CPT. No entanto veremos que introduzindo processos de decaimento o sistema pode ser bombeado para o estado escuro. No entanto, ao perder a coerência entre os estados fundamentais o

¹¹Este é um fenômeno puramente quântico, uma vez que não possui análogo clássico

sistema também deixa o estado escuro e começa a interagir com os campos novamente.

2.3.2 Transparência eletromagneticamente induzida (EIT)

A parte imaginária da coerência $\sigma_{ab}^{(1)}$ fornece o coeficiente de absorção do campo \vec{E}_1 no meio. Já a parte real, está relacionada a variação do índice de refração.

A coerência determinada em (2.31) depende de dois mecanismos distintos de decaimento. Um mecanismo responsável pelo decaimento de população e coerência a uma taxa γ e outro responsável pelo decaimento da coerência dos níveis fundamentais a uma taxa γ_g . Por simplicidade, consideramos que $\gamma_g = 0$, ou seja, consideramos apenas o processo de decaimento a taxa γ . A comparação da forma de linha do espectro de absorção para os dois processos será realizada posteriormente.

Na presença do campo \vec{E}_2 , a forma de linha do espectro de absorção e do índice de refração do campo \vec{E}_1 são dados pelos gráficos 2-6a e 2-6b, respectivamente. Estas mesmas quantidades, na ausência do campo \vec{E}_2 e para as mesmas condições, são mostradas nos gráficos 2-6c e 2-6d.

Nota-se na figura 2-6a que a presença do campo \vec{E}_2 leva à uma brusca diminuição na absorção do campo \vec{E}_1 próximo à $\delta = 0$, o que corresponde à ressonância de dois fótons. Esta brusca diminuição da absorção, que pode levar à completa transparência do meio para ambos os campos, é o que caracteriza o fenômeno de Transparência Eletromagneticamente Induzida (**EIT**, *Electromagnetically Induced Transparency*) [4] [10]. A região do espectro em que ocorre esta diminuição da absorção é denominada de *janela de EIT*. Em $\delta = 0$ ocorre o efeito de CPT, porém diferentemente do que foi visto em 2.3.1, o sistema não precisa ser preparado inicialmente no estado escuro, mas pode ser dirigido a este através de bombeamento óptico. Isto está exemplificado conforme figura 2-7.

Verifica-se também na figura 2-6b que a presença do campo \vec{E}_2 produz uma grande alteração na curva de dispersão, relacionado ao índice de refração, em torno de $\delta = 0$. Esta alteração indica que a velocidade de grupo do campo \vec{E}_1 é drasticamente reduzida [19].

Na condição $\Omega_{ac} = 0.1\Gamma$, as populações em ordem zero de perturbação são: $\sigma_{aa}^{(0)} = 0.001$, $\sigma_{bb}^{(0)} = 0.974$ e $\sigma_{cc}^{(0)} = 0.025$. Esta concentração de população no estado $|b\rangle$ acontece porque o

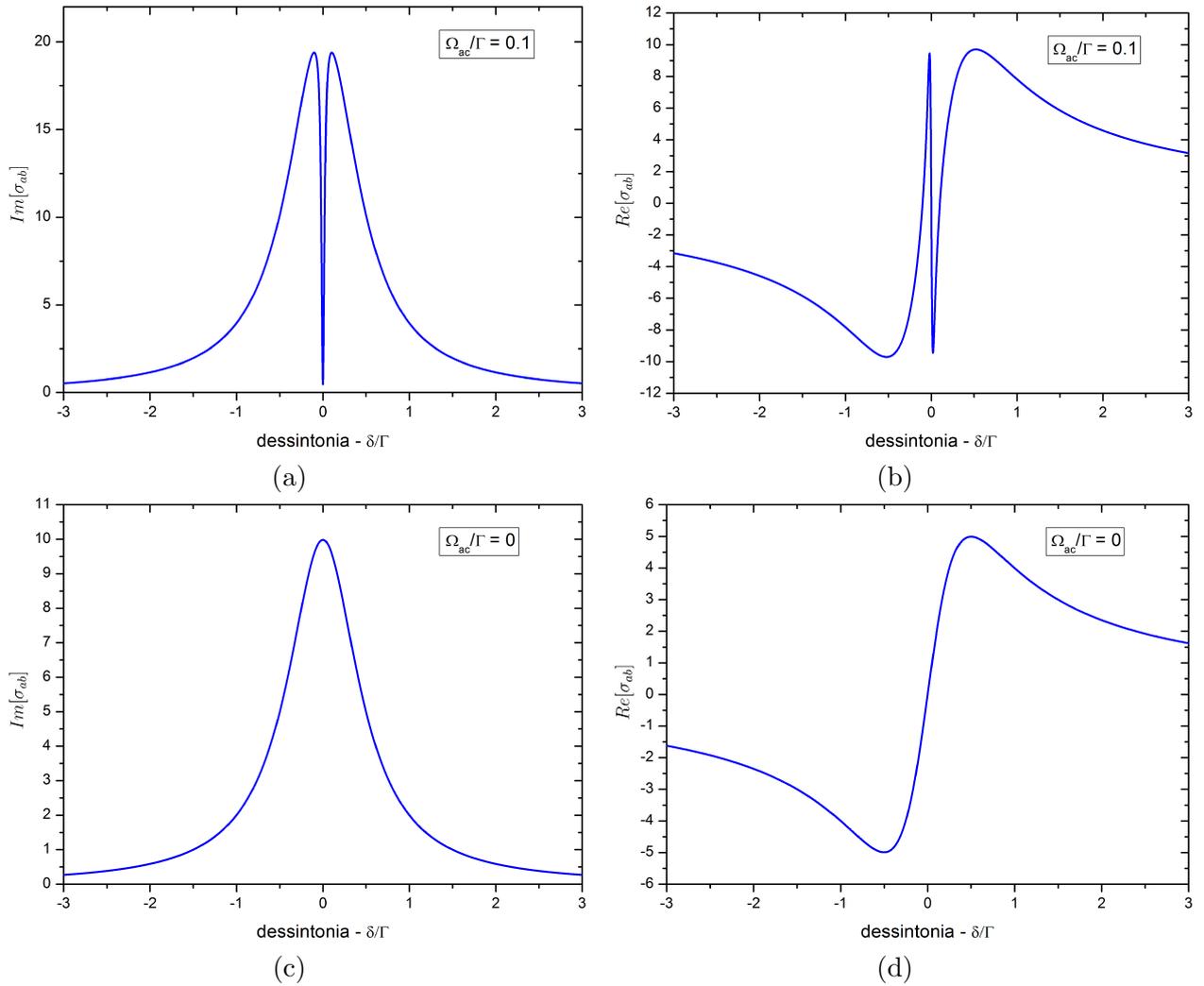


Figura 2-6: Os gráficos foram obtidos para os seguintes parâmetros (dados em unidades de Γ): $\delta_2 = 0$, $\Omega_{ab} = 0.0001$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0.5$, $\gamma = 0.001$, $\gamma_g = 0$, $\sigma_{bb}^o = 0.5$. (a) $Im[\sigma_{ab}]$ e (b) $Re[\sigma_{ab}]$, para o campo \vec{E}_2 com $\Omega_{ac} = 0.1$. (c) $Im[\sigma_{ab}]$ e (d) $Re[\sigma_{ab}]$, na ausência do campo \vec{E}_2

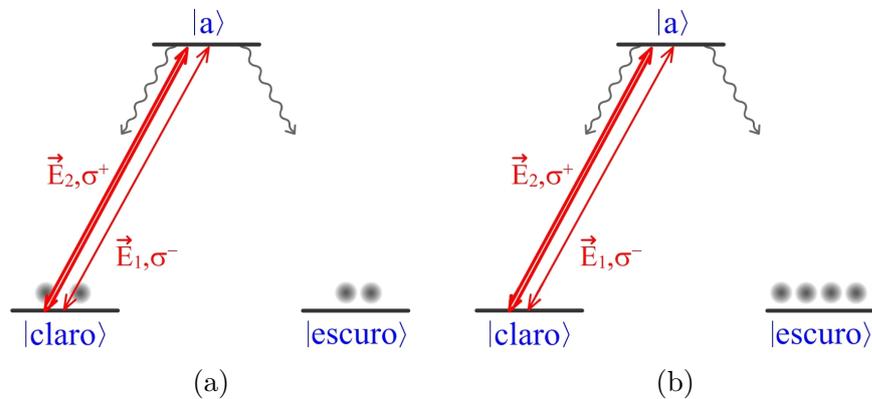


Figura 2-7: Bombeamento óptico da população para o estado escuro. (a) representa o instante inicial onde a população dos estados possuem uma distribuição térmica, enquanto em (b) a população foi totalmente bombeada para o estado escuro.

campo \vec{E}_2 (de maior intensidade) bombeia os átomos para o estado $|b\rangle$ através de absorções e emissões de fótons¹². Na ausência do campo \vec{E}_2 , ou seja $\Omega_{ac} = 0$, as populações as populações nos estados fundamentais apresentam um distribuição térmica, visto que o campo \vec{E}_1 não altera as populações em ordem zero de perturbação. Assim podemos definir as populações como $\sigma_{aa}^{(0)} = 0$, $\sigma_{bb}^{(0)} = 0.5$ e $\sigma_{cc}^{(0)} = 0.5$. Como a absorção máxima do campo \vec{E}_1 depende da população no estado $|b\rangle$, temos uma amplitude de absorção máxima menor quando o campo \vec{E}_2 está ausente.

O fenômeno de EIT pode ser interpretado através do *deslocamento luminoso*. Neste caso, a presença do campo \vec{E}_2 desloca os níveis de energias da transição $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ e os autovalores dos níveis deslocados são dados por λ_{stark} [12]. Quando $\delta_2 > 0$ ($\omega_{ac} > \omega_2$), o deslocamento é tal que os níveis se afastam, conforme figura 2-8a. No caso inverso, os níveis se aproximam. Considerando que o campo \vec{E}_2 é suficientemente fraco¹³, existem dois caminhos de absorção do campo \vec{E}_1 . Um quando o campo \vec{E}_1 está ressonante com o estado excitado deslocado $|a_{dl}\rangle$ e o outro quando satisfaz a ressonância de dois fótons na base dos estados deslocados, assim como mostrado na figura 2-8b. A indistinguibilidade entre estes dois caminhos possíveis de se excitar o átomo próximos à $\delta = 0$ ¹⁴ origina uma interferência quântica destrutiva que leva à transparência do meio.

$$\lambda_{stark} = \pm \frac{\sqrt{\delta_2^2 + \Omega_{ac}^2}}{2} \quad (2.36)$$

Quando $|\delta_2| \gg \Omega_{ac}$:

$$\lambda_{stark} = \pm \left(\frac{\delta_2}{2} + \frac{\Omega_{ac}^2}{4\delta_2} \right) \quad (2.37)$$

E portanto, os níveis são deslocados por um fator:

$$\Delta\omega_{stark} = \frac{\Omega_{ac}^2}{4\delta_2} \quad (2.38)$$

¹²No limite de baixas intensidades o bombeamento óptico de população compete diretamente com o perda de população do estado $|b\rangle$, conforme será descrito na subseção 2.3.4.

¹³de forma que $\Delta\omega_{stark} < \Gamma$. No entanto, \vec{E}_2 ainda continua muito mais intenso comparado à \vec{E}_1 , ou seja, $|\Omega_{ac}|^2 \gg |\Omega_{ab}|^2$.

¹⁴ δ representa a ressonância de dois fótons na base não deslocada

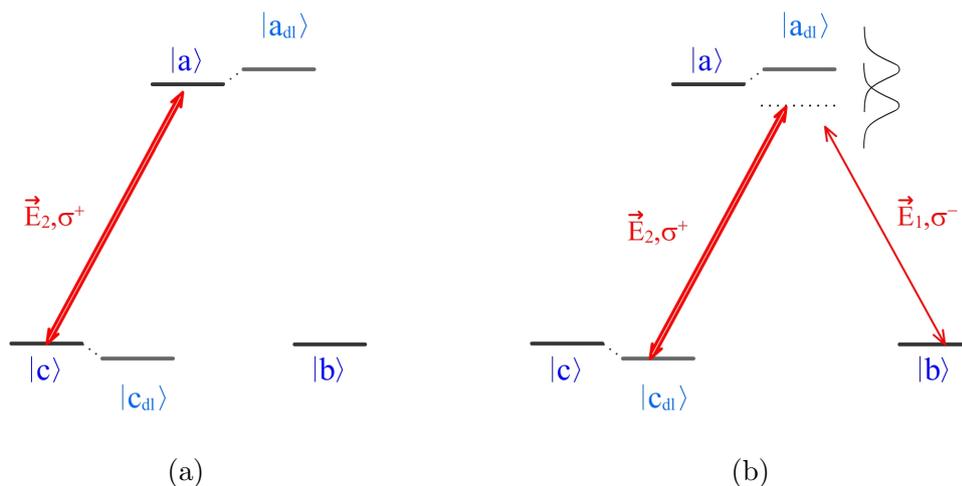


Figura 2-8: (a) Deslocamento luminoso devido a presença do campo \vec{E}_2 (b) Sistema na base dos estados deslocados.

O fenômeno de EIT também pode ser interpretado no formalismo de átomos vestidos¹⁵. Neste formalismo, o sistema interagindo com o campo \vec{E}_2 é descrito na base composta (átomo + campo). Assim, além dos estados $|a\rangle$ e $|c\rangle$, têm-se um estado composto pelo estado fundamental, $|c\rangle$, com um fóton do campo \vec{E}_2 . Na figura 2-9 está representado o sistema considerado com o desdobramento dos níveis vestidos. De maneira análoga, a indistinguíbilidade entre os dois caminhos possíveis de se excitar o átomo através do campo \vec{E}_1 , próximo a $\delta = 0$, leva à transparência do meio.

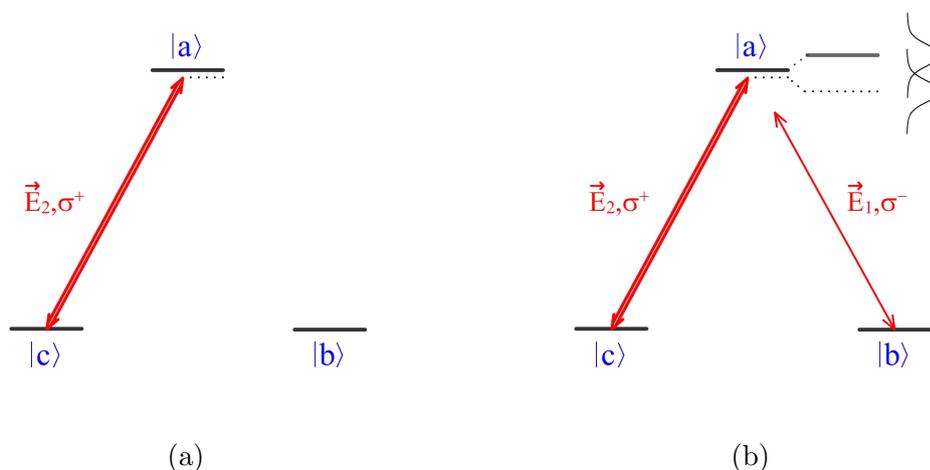


Figura 2-9: (a) Sistema de três níveis (b) Sistema na base dos estados deslocados.

¹⁵No formalismo de átomos vestidos, tanto o átomo quanto o campo são quantizados.

2.3.3 Efeito Doppler no espectro de EIT

A abordagem realizada até o momento considera que os átomos estão com velocidade nula no *referencial do laboratório*, onde os campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 possuem frequências angulares ω_1 e ω_2 , respectivamente. No entanto, no referencial de cada átomo estas frequências podem assumir valores diferentes caso o átomo possua uma velocidade \vec{v} no referencial do laboratório. Este deslocamento em frequência ocorre devido ao *efeito Doppler*.

Assumindo que os campos se propagam na direção \vec{k} , as dessintonias dos campos com suas respectivas transições em ambos referenciais são relacionadas conforme (2.39).

$$\delta_1^{(\vec{v})} = \delta_1 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2.39a)$$

$$\delta_2^{(\vec{v})} = \delta_2 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2.39b)$$

$$\delta_1^{(\vec{v})} - \delta_2^{(\vec{v})} = \delta_1 - \delta_2 = \delta \quad (2.39c)$$

onde δ_j é a dessintonia do campo \vec{E}_j no referencial do laboratório, enquanto $\delta_j^{(\vec{v})}$ é a dessintonia no *referencial do átomo*, sendo $j = \{1, 2\}$. Como os campos são copropagantes, a dessintonia entre os dois campos¹⁶ não é alterada, conforme verifica-se em (2.39c).

Como os átomos interagem com os campos que efetivamente estão em ressonância em seu referencial, reescrevemos as equações (2.21) para o referencial do átomo com as dessintonias (2.39). Por simplificação, também consideraremos nesta seção que o campo \vec{E}_2 possui uma frequência fixa no referencial do laboratório e é ressonante com a respectiva transição para átomos com $\vec{v}_k = 0$.

Conforme visto na seção anterior para átomos em repouso, quando o campo \vec{E}_2 está presente, ocorre uma interferência quântica destrutiva, em $\delta = 0$, devido aos dois caminhos possíveis de se excitar o átomo através do campo \vec{E}_1 . No entanto, a medida que a dessintonia do campo \vec{E}_2 aumenta, os dois caminhos de se excitar o átomo se tornam distinguíveis. Assim o espectro de absorção do campo \vec{E}_1 gradativamente apresenta duas curvas de absorção distintas. Uma curva referente a transição Raman (ou de dois fótons) e outra referente a

¹⁶Também denominada de *dessintonia Raman*

transição $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ (de um fóton).

A figura 2-10a apresenta a forma do espectro de absorção para dois grupos de átomos com a mesma velocidade, mas sentidos opostos. Também exibimos o espectro de absorção para átomos em repouso para efeito de comparação. Em cada espectro, a curva de absorção próximo à $\delta = 0$ refere-se a transição Raman, enquanto a outra refere-se à transição $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$. As curvas de absorção para átomos com mesma a velocidade e sentidos opostos, apresentam uma simetria em $\delta = 0$. Além disso, podemos notar que átomos com velocidade passam a absorver fótons em uma região mais próxima a $\delta = 0$, se comparado a átomos em repouso.

Conforme está representado na figura 2-10b, a transição de dois fótons não ocorre em $\delta = 0$ devido ao deslocamento luminoso induzido pela presença do campo \vec{E}_2 , que tende a deslocar os níveis de energia. No entanto, em (2.38) verifica-se que quanto maior é a dessintonia do campo \vec{E}_2 , menor é o deslocamento luminoso. Assim, a curva de absorção para transições de dois fótons ocorre mais próxima à $\delta = 0$ para grupos de átomos com velocidades maiores.

Já a figura 2-10c mostra a sobreposição de dez curvas de absorção para grupos distintos de velocidades. Comparando ao espectro de absorção para átomos em repouso, percebemos intuitivamente que a existência de grupos de velocidades distintos no vapor atômico, aumenta a região de absorção do campo \vec{E}_1 e reduz a janela de transparência.

Ao observarmos a região próxima à $\delta = 0$ da figura 2-10c, têm-se a figura 2-10d. Notamos que em $\delta = 0$ a absorção do campo \vec{E}_1 não é alterada pela velocidade do átomo.

Os átomos no vapor podem ser agrupados conforme a distribuição de Maxwell-Boltzmann. A contribuição desses grupos de velocidade para a coerência σ_{ab} é dado por:

$$\sigma_{ab} = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{ab}^{(1)}(v) e^{-(v/u)^2} dv \quad (2.40)$$

Onde u é a velocidade quadrática média que corresponde à:

$$u = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (2.41)$$

Como desconhecemos métodos que nos levem a solução analítica da expressão (2.40), ob-

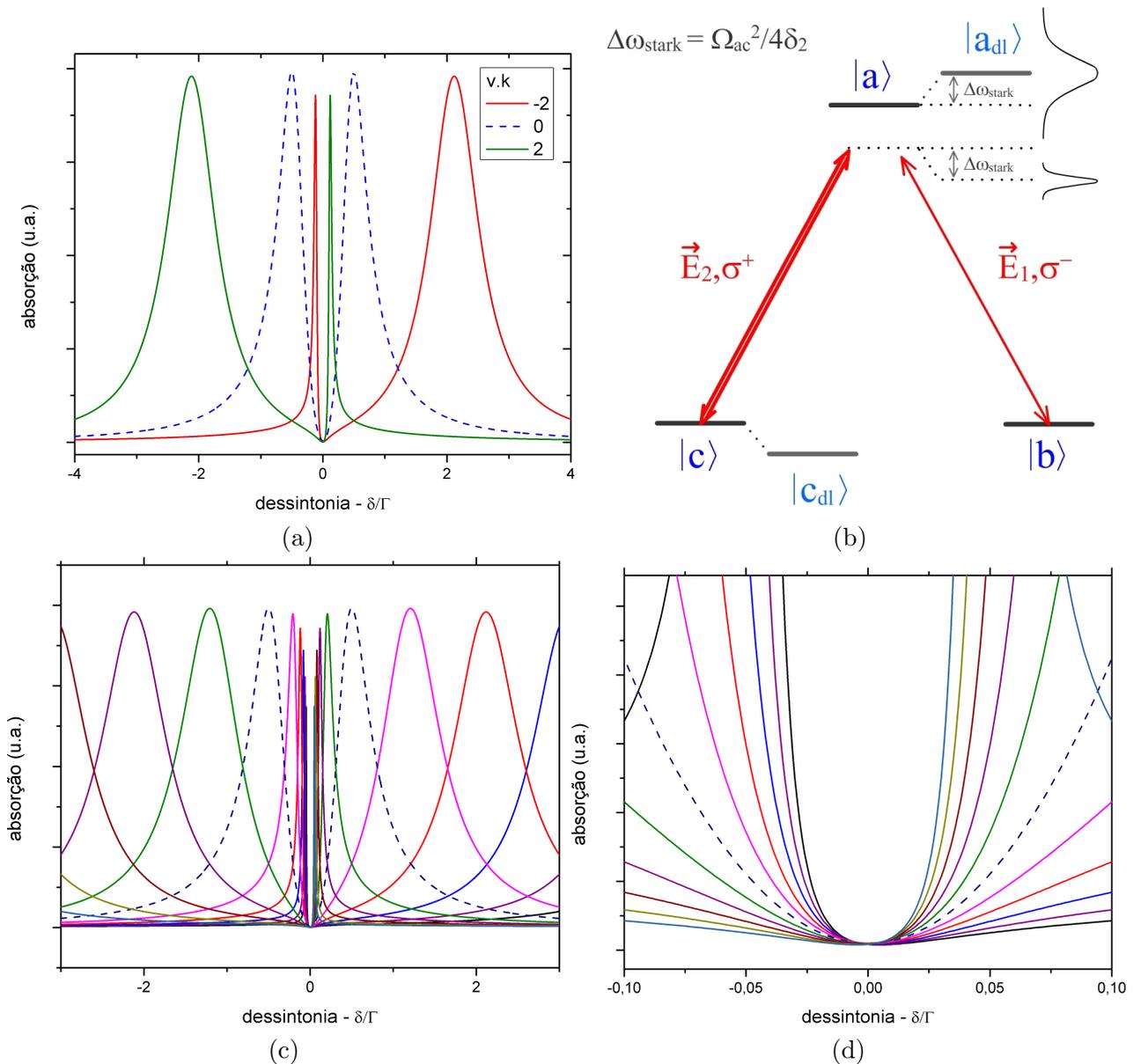


Figura 2-10: Efeito Doppler nos espectros de absorção (a) Espectro de absorção para grupos de velocidade $\vec{v} \cdot \vec{k} = \{-2, 0, 2\}$. (b) Sistema de três níveis com deslocamento luminoso devido a \vec{E}_2 e com o deslocamento em frequência dos campos devido ao efeito Doppler. (c) Sobreposição de dez espectros de absorção para diferentes grupos de velocidade. (d) Espectros de absorção na região próxima a $\delta/\Gamma = 0$

temos sua solução numérica através de uma rotina de integração criada no software *Mathematica*. O algoritmo desta rotina está descrita no **Apêndice B**.

O espectro de absorção do campo \vec{E}_1 com a contribuição dos diferentes grupos de velocidade presentes no vapor é dado portanto por $Im[\sigma_{ab}]$ e está representado na figura 2-11a. Para comparação direta, na figura 2-11b têm-se o espectro de absorção referente ao grupo de velocidade $\vec{v} = 0$, que corresponde ao espectro na figura 2-6.

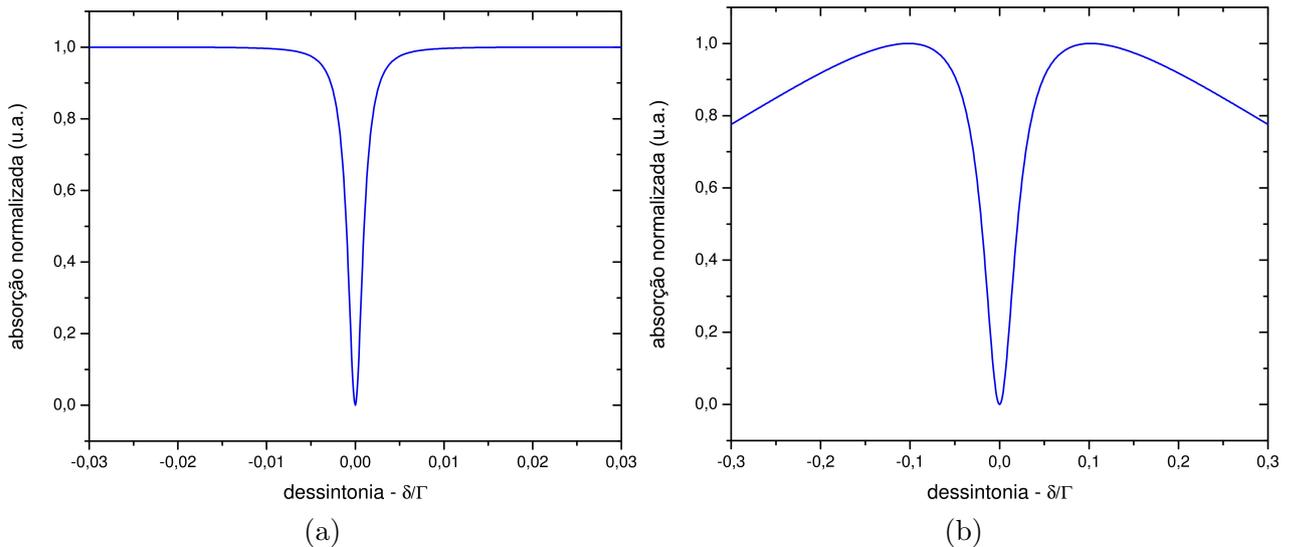


Figura 2-11: Os gráficos foram obtidos para a seguinte condição (os parâmetros são dados em unidades de Γ): $\delta_2 = 0$, $\Omega_1 = 1E - 4$, $\gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 0.5$, $\gamma = 1E - 3$, $\gamma_g = 0$, $\sigma_{bb}^o = 0.5$. (a) $Im[\sigma_{ab}]$ e (b) $Im[\sigma_{ab}(\vec{v} = 0)]$

O espectro obtido na integração é uma lorentziana. Nas figuras 2-11 verifica-se que a contribuição dos grupos de velocidades do vapor atômico leva à uma espectro de EIT com largura à meia altura menor¹⁷ se comparada ao espectro obtido para átomos em repouso.

2.3.4 Alargamento do espectro de EIT por potência

A indistinguibilidade entre os dois caminhos para se excitar o átomo produz o fenômeno de EIT, conforme subseção 2.3.2. No entanto, o aumento da intensidade do campo \vec{E}_2 ($|\Omega_{ac}|^2$) também torna gradualmente distinguíveis os dois caminhos, conforme figura 2-12a, de forma que o espectro tende a apresentar duas curvas de absorção. Estes dois picos são denominados de dubleto de Autler-Townes.

Por outro lado, a forma do espectro de absorção também depende do processo de decaimento. Se considerarmos que somente há decaimento de população e coerência à uma taxa γ , obtemos os espectros na figura 2-13a para diferentes intensidades do campo \vec{E}_2 . Neste caso, utilizamos a equação (2.31) com $\gamma_g = 0$ para obter os espectros. As populações no estado $|b\rangle$, σ_{bb} , são 0.583, 0.820, 0.995, 0.997, em ordem crescente de intensidade. Nota-se que em baixas intensidades do campo E_2 , o bombeamento de população para o estado $|b\rangle$ compete diretamente com a perda de população, resultando em uma menor absorção

¹⁷cerca de 10 vezes menor para as condições utilizadas na integração numérica

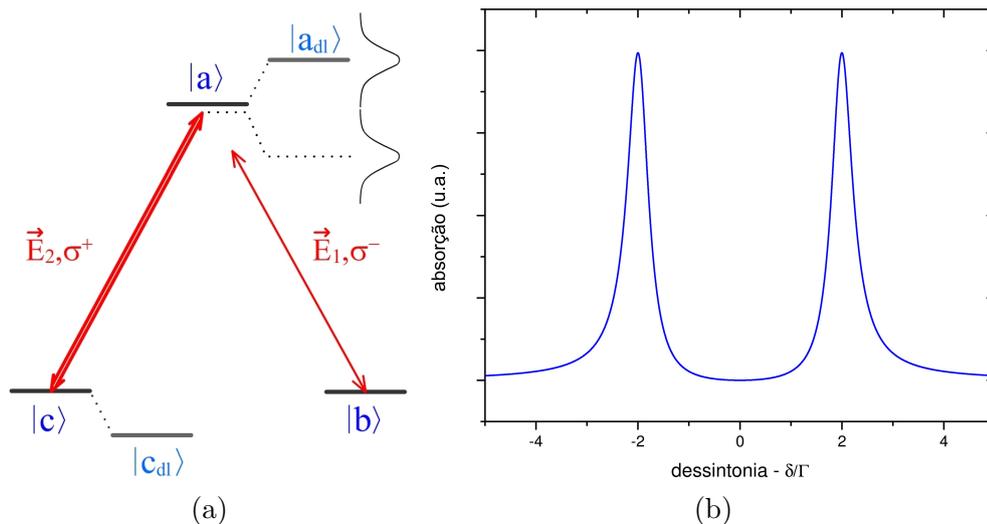


Figura 2-12: (a) deslocamento luminoso alargado por potência (b) espectro de absorção, as condições são as mesmas do espectro da Figura 2-6, exceto por $\Omega_{ac} = 2\Gamma$.

máxima do campo \vec{E}_1 . Para altas intensidades, a taxa de bombeamento é muito superior à taxa de perda de população, assim concentra-se quase totalmente a população no estado $|b\rangle$. À medida que se aumenta a população no estado $|b\rangle$, têm-se maiores valores de absorção máxima do campo \vec{E}_1 .

Ao considerar apenas o decaimento de coerência dos estados fundamentais no sistema, ou seja $\gamma = 0$, obtém-se os espectros da figura 2-13b. Uma vez que não há decaimento de população, toda a população é bombeada para o estado $|b\rangle$ de forma que a absorção máxima do campo \vec{E}_1 é constante.

A largura a meia altura ($fwhm_{eit}$) da janela de EIT em função da intensidade do campo \vec{E}_2 para os dois modelos de decaimento está no gráfico 2-14. Verifica-se que o espectro de EIT para ambos modelos possui a mesma dependência com a intensidade. Outra observação importante é que quando Ω_{ac} tende à zero, a largura a meia altura tende à 2γ . Assim para baixas intensidades a largura é limitada ao dobro da taxa de descoerência do sistema.

A largura do espectro de EIT em função da intensidade do campo \vec{E}_2 em ambos modelos, ao considerar os diferentes grupos de velocidade, está nos gráficos 2-15 e 2-16. Estes gráficos foram obtidos através da rotina de integração no **Apêndice B**. Pode-se observar que o modelo que inclui somente o decaimento da coerência entre os estados fundamentais apresenta um comportamento linear em toda região analisada. No entanto o modelo que inclui o decaimento de população e coerência apresenta um comportamento não linear para

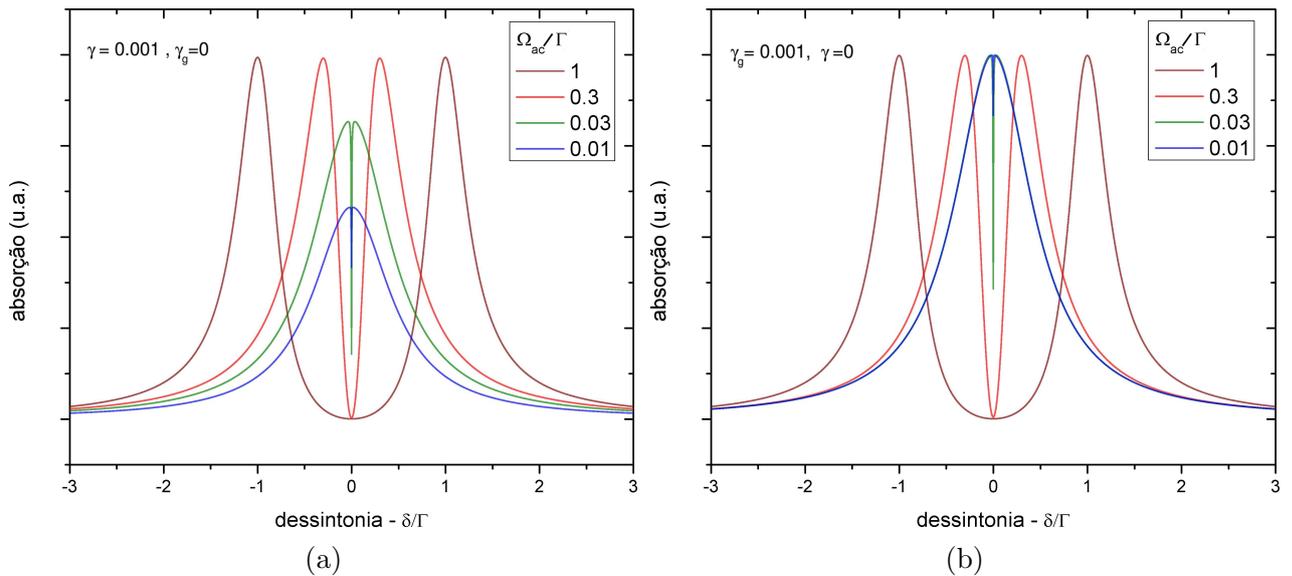


Figura 2-13: Espectros de EIT para diferentes frequências de Rabi do campo \vec{E}_2 . (a) decaimento de população e coerência a uma taxa $\gamma = 0.001$ (b) decaimento de coerência dos estados fundamentais a uma taxa $\gamma_g = 0.001$

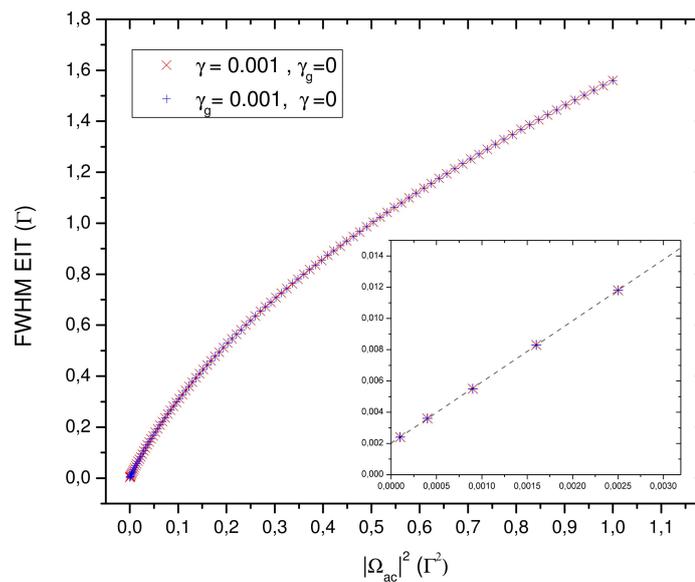


Figura 2-14: Largura a meia altura do espectro de EIT para os dois modelos.

a região de $|\Omega_{ac}|^2/\Gamma^2 < 100$, enquanto que para região $|\Omega_{ac}|^2/\Gamma^2 > 100$, apresenta uma dependência linear. Nesta última região, ambos modelos são equivalente no sentido que possuem aproximadamente a mesma dependência com a intensidade do campo \vec{E}_2 . Também observa-se que quando Ω_{ac} tende à zero, a largura a meia altura ainda é limitada por 2γ .

Não pudemos caracterizar esta dependência devido à restrições do aparato experimental, que não permitia grandes diferenças de intensidade. No entanto têm-se esta caracterização na referência [28].

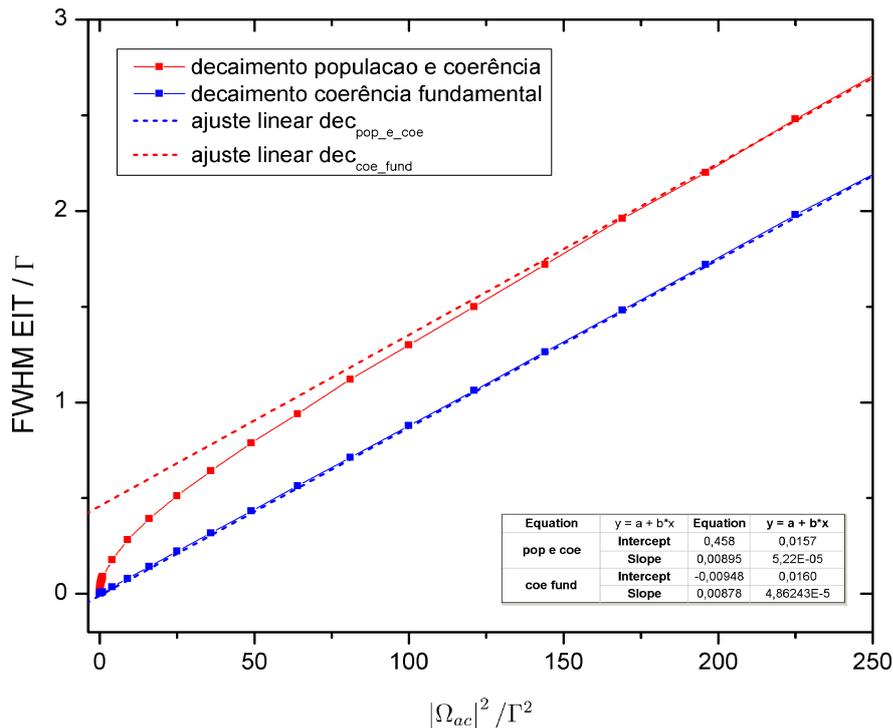


Figura 2-15: Largura a meia altura do espectro de EIT para os dois modelos considerados, obtida pela integração em velocidade (distribuição de Maxwell-Boltzmann), em função da intensidade com feixe de acoplamento.

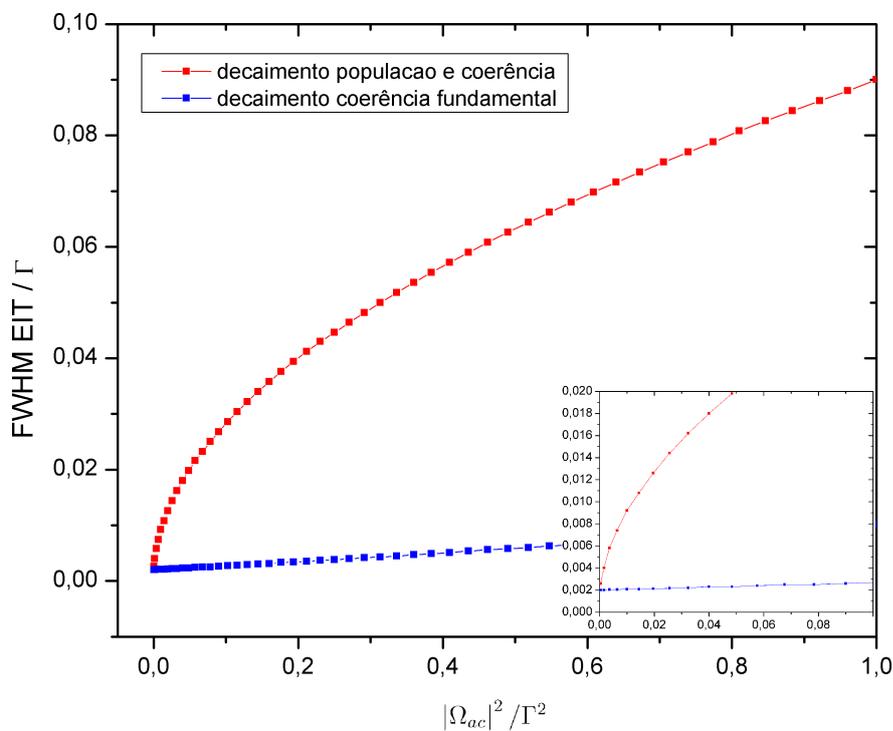


Figura 2-16: Largura a meia altura do espectro de EIT para os dois modelos considerados para pequenas intensidades do campo de acoplamento.

2.4 Armazenamento de luz

2.4.1 Formação e armazenamento da grade de coerência

Um pequeno ângulo entre as direções de propagação dos campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 produz uma modulação espacial da coerência *Zeeman*, conforme nota-se na equação (2.33). Neste caso, a coerência induzida no meio é modulada espacialmente e será denominada de **grade de coerência Zeeman**. Apesar de não haver esta modulação no limite em que os campos são copropagantes, pode-se imaginar uma grade de coerência com um período infinito. Conforme será exposto adiante, a informação da direção de propagação dos campos pode ser armazenada na grade de coerência.

Na presença dos campos, são induzidas coerências (ópticas e *Zeeman*) entre os estados, conforme descrito na seção 2.2.3. Em particular, a grade de coerência *Zeeman* induzida entre estados fundamentais possui longo tempo de vida e contém informação sobre os campos incidentes, de forma que permite o armazenamento de informação ótica no meio atômico. Assim, se após a formação da grade de coerência (período que denominaremos de escrita da grade) os campos incidentes¹⁸ forem desligados, a grade de coerência ainda sobreviverá por um tempo finito. Durante este período a informação ótica sobre os campos de escrita pode ser recuperado. Na figura 2-17 têm-se os processos de escrita, armazenamento e leitura da coerência. O processo de leitura é descrito com maiores detalhes na subseção 2.4.3.

O período de decaimento da grade é chamado de tempo de armazenamento (t_s). Durante este período, as coerências ópticas induzidas decaem rapidamente, já que são destruídas pelo decaimento espontâneo do nível excitado. O tempo de armazenamento está diretamente associado à taxa de descoerência entre os estados fundamentais e determina também a largura espectral do sinal de EIT($fwhm_{eit}$). O tempo de armazenamento está relacionado com $fwhm_{eit}$ através de:

$$fwhm_{eit} = \frac{\gamma}{2\pi}, \quad t_s = 1/\gamma \quad (2.42)$$

Sendo γ a taxa de descoerência entre os estados fundamentais.

¹⁸Os campos relacionados nestes processo são denominados de campos de “escrita”

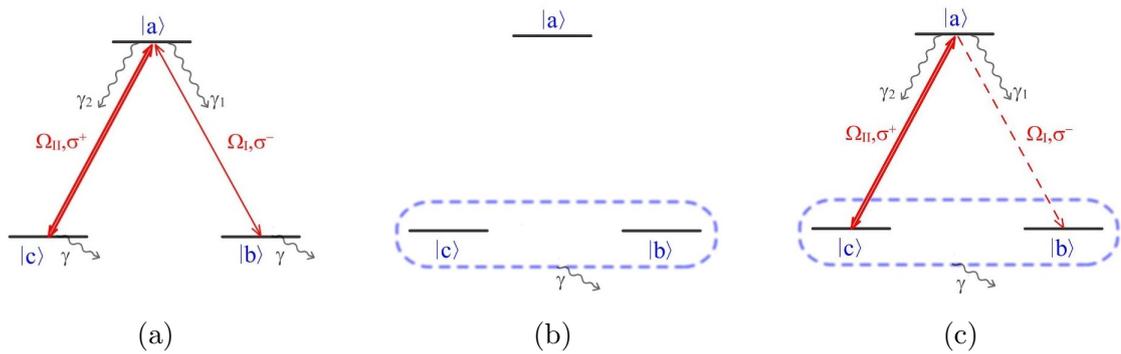


Figura 2-17: Processos para armazenamento de luz. Em (a) ambos campos (\vec{E}_1 e \vec{E}_2) interagem com o sistema e induzem coerências ópticas e Zeeman. (b) Na ausência dos campos, as coerências ópticas rapidamente decaem e resta apenas a coerência Zeeman. (c) O campo de leitura (\vec{E}_2) é ligado, e devido a coerência Zeeman, é gerado uma polarização no meio que dá origem a um pulso (mesmas características do campo de prova).

A coerência *Zeeman* por sua vez, está limitada a outros processos de decaimento, já que é induzida em estados fundamentais. Em vapor atômico, um dos principais processos de descoerência ocorre pelo movimento atômico, conforme será detalhado na subseção seguinte. O processo de leitura da coerência armazenada é descrito na subseção 2.4.3.

2.4.2 Efeito do movimento atômico sobre a grade de coerência

Se os átomos estivessem em repouso, a modulação espacial da coerência se manteria constante no tempo. Porém em um vapor atômico, o movimento dos átomos tende a apagá-la [9]. Isto ocorre porque os átomos preparados coerentemente em regiões de maiores densidades de coerência podem se movimentar para regiões de menores densidade de coerência, e assim diminuir o contraste da grade com o tempo. Como representado na figura 2-18.

Em vapores de baixas densidades, os átomos possuem um livre caminho médio relativamente grande, pode-se então desconsiderar¹⁹ interações entre os átomos e considerar que realizam movimentos balístico. Neste caso, se existisse apenas um grupo de velocidade, a grade de coerência seria apenas transladada espacialmente, e portanto não seria perdido seu contraste. No entanto é a existência de vários grupos de velocidades que ocasiona o borramento da grade.

¹⁹Dentro das dimensões impostas pelo recipiente ao qual o vapor está contido. A célula utilizada no experimento possui formato cilíndrico com aproximadamente 5.5 cm de extensão e 2.5cm de diâmetro

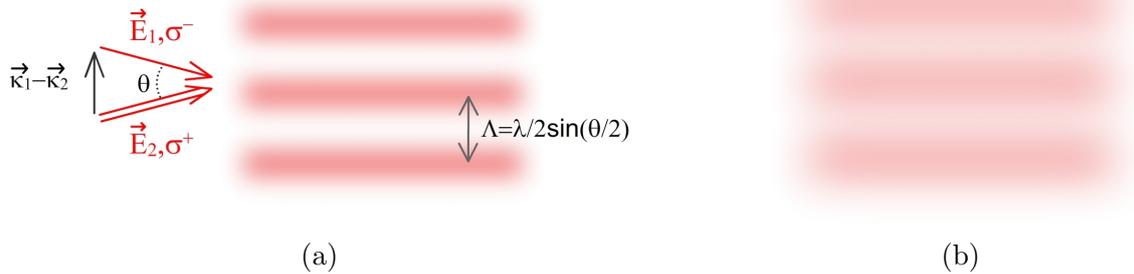


Figura 2-18: Em (a) $t=0$, momento onde é desligado os campos que induziram a grade de coerência. (b) em t , o movimento atômico diminui o contraste da grade.

A modulação espacial em função do tempo para um grupo de velocidade é dado por:

$$\sigma_{bc}^{(1)}(v) = \xi e^{-i\vec{q}\cdot\vec{v}t} \quad (2.43)$$

onde \vec{q} é o vetor de onda da grade de coerência e $\vec{v}t = \vec{r}$.

A expressão que representa a diminuição do contraste da grade $c(t)$ é então determinada pela convolução da equação (2.43) com cada grupo de velocidade, que é dado pela distribuição de Maxwell-Boltzmann [5]. Assim temos:

$$c(t) = \frac{1}{(u\sqrt{\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(i\vec{q}v t + v^2/u^2)} d^3v \quad (2.44)$$

Onde u é dado por (2.41)

A integral (2.44) é resolvida completando o quadrado da exponencial. Assim, torna-se:

$$c(t) = \frac{e^{(i\vec{q}t/2)^2}}{(u\sqrt{\pi})^3} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(v/u + i\vec{q}t/2)^2} d^3v \quad (2.45)$$

No qual chega-se à seguinte solução:

$$c(t) = e^{-(\vec{q}t/2)^2} \quad (2.46)$$

q é o número de onda associada à grade e é definido como $q = \frac{2\pi}{\Lambda}$. E o passo da grade Λ é definido como:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\text{sen}(\theta/2)} \quad (2.47)$$

Como o sinal observado após ligarmos o campo de leitura é proporcional ao quadrado de $c(t)$, temos que a amplitude do sinal apresenta um decaimento gaussiano com uma constante de tempo dada por:

$$t_{dg} = \frac{\Lambda}{\sqrt{2}u\pi} \quad (2.48)$$

O tempo de decaimento do sinal, t_{dg} , equivale ao tempo em que o sinal diminui por um fator $1/e$.

E portanto, a intensidade do campo recuperado em função do tempo é:

$$I(t) \propto e^{-(t/t_{dg})^2} \quad (2.49)$$

Na equação (2.48) vemos que o tempo de decaimento é diretamente proporcional ao passo da grade, que por sua vez depende do ângulo formado entre os campos. Conforme será exposto adiante na análise dos dados experimentais, este processo é fundamental para entendermos a forte diminuição da coerência no sistema com um pequeno ângulo entre os feixes, próximo à $1mrad$. No entanto, para ângulos nulos temos um passo infinito da grade de coerência e portanto não é este processo de borramento da grade que é relevante para o decaimento do sinal.

Para ângulos nulos, ou muito pequenos, é induzida uma grade de coerência cujo período Λ é maior que a região de interação dos campos com o meio. Considerando que os feixes (campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2) possuem mesmo raio r_0 e estão sobrepostos, a região de interação é um cilindro de raio r_0 e comprimento dado pela limitação da célula de vapor. O decaimento, neste caso, está associado à perda de átomos desta região de interação (cilíndrica). Sendo que, apenas os átomos que possuem componente de velocidade radial contribuem para este decaimento. Durante o processo de armazenamento de coerência, há uma expansão radial do volume preparado coerentemente e por consequência uma diminuição de densidade na região de interação. Conforme figura 2-19.

Se considerarmos que os átomos preparados coerentemente possuem uma velocidade média conforme (2.41), o raio deste volume preparado coerentemente é dado por:

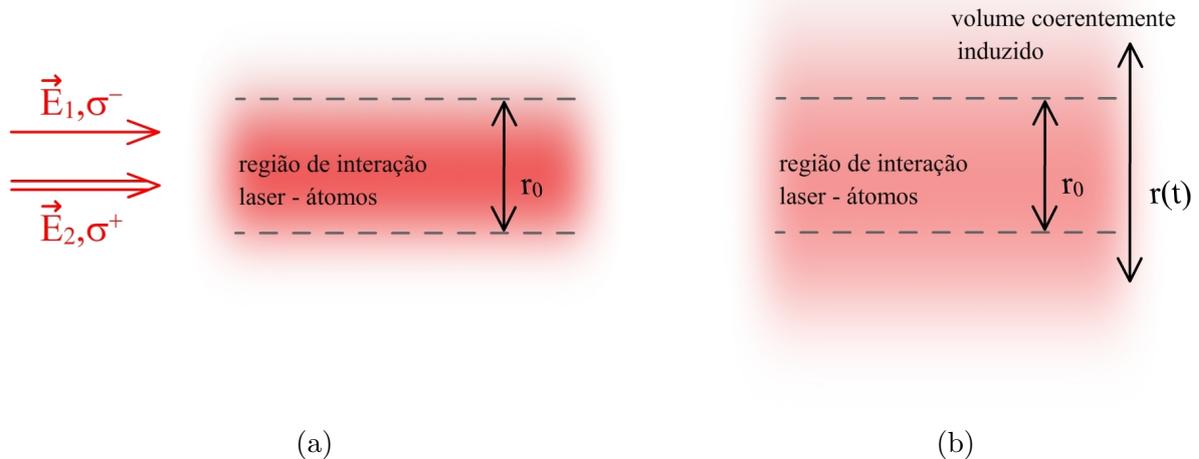


Figura 2-19: (a) $t=0$, momento onde é desligado os campos que induziram a grade de coerência, o volume (cilíndrico) preparado coerentemente possui aproximadamente mesmo raio dos feixes. (b) em t , o volume preparado coerentemente se expande diminuindo assim a densidade de coerência e a amplitude do sinal recuperado.

$$r(t) = r_0 + ut \quad (2.50)$$

A densidade de átomos coerentemente preparados na região de interação diminui, portanto, devido ao movimento atômico. Considerando que a densidade no instante em que os feixes são desligados é $\rho_0 = \frac{N}{\pi r_0^2 L}$, onde N é o número de átomos na região de interação e L o comprimento da célula, temos que após um tempo t a densidade será dada por:

$$\frac{\rho(t) v_{interacao}}{\rho_0} = \frac{r_0^2}{(r_0 + ut)^2} = \frac{1}{(1 + ut/r_0)^2} \quad (2.51)$$

E portanto, a intensidade do campo recuperado em função do tempo é:

$$I(t) \propto \frac{1}{(1 + ut/r_0)^4} \quad (2.52)$$

A coerência armazenada neste volume diminui a uma intensidade de $1/e$ quando:

$$t_{1/e, \theta=0} = \frac{r_0(e^{1/4} - 1)}{u} \quad (2.53)$$

2.4.3 Leitura da coerência armazenada

No processo de leitura é utilizado o campo de leitura para recuperamos as informações do campo \vec{E}_1 a partir da coerência atômica induzida no meio. O campo de leitura é composto apenas pelo campo \vec{E}_2 e pode ser escrito como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t)_R = |E_2| \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 \cdot t) \sigma^+ \quad (2.54)$$

Assim como na seção 2.2.1, estamos interessados na evolução do sistema na presença deste campo. Porém vale ressaltar que agora têm-se como condição inicial a existência de uma coerência entre os estados fundamentais. Neste sentido, assim como em 2.11, podemos definir a frequência de Rabi associada a \vec{E}_R como:

$$\Omega_R = \frac{eX_{ac} |E_2| e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}}{2\hbar} \quad (2.55)$$

E da mesma maneira que obtivemos as equações de Bloch para o processo de escrita da coerência, podemos obter as respectivas equações para o processo de leitura. Porém os cálculos são simplificados pelo fato de termos apenas um campo incidente neste processo. Destas equações, utilizaremos apenas as que descrevem a evolução da coerência σ_{ab} e σ_{cb} . Assim temos:

$$\dot{\sigma}_{ab} = -\Gamma_{ab} \sigma_{ab} + i\Omega_R \sigma_{cb} \quad (2.56a)$$

$$\dot{\sigma}_{cb} = \Gamma_{bc}^* \sigma_{cb} + i\Omega_R^* \sigma_{ab} \quad (2.56b)$$

Ambas equações podem ser desacopladas de forma a termos:

$$\ddot{\sigma}_{ab} + (\Gamma_{ab} - \Gamma_{bc}^*) \dot{\sigma}_{ab} + (|\Omega_R|^2 - \Gamma_{bc}^* \Gamma_{ab}) \sigma_{ab} = 0 \quad (2.57)$$

A equação (2.57) se assemelha à equação diferencial do oscilador harmônico amortecido (clássico), com o termo de amortecimento $(\Gamma_{ab} - \Gamma_{bc}^*)$. A solução completa desta equação encontra-se na referência [23], porém podemos expressá-la como:

$$\sigma_{ab}(\vec{r}, t) \propto \Omega_R(\vec{r})\sigma_{cb}f(t) \quad (2.58)$$

Onde a coerência σ_{cb} no instante inicial do processo de leitura é dada pela equação (2.33), enquanto $\Omega_R(\vec{r})$ pela equação (2.55). Evidenciando as exponenciais de (2.58), têm-se:

$$\sigma_{ab}(\vec{r}, t) \propto e^{i\vec{k}_1\vec{r}}g(\vec{r}, t) \quad (2.59)$$

A coerência (2.59) induz uma polarização relativa a transição $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ que é proporcional ao momento de dipolo. Assim temos:

$$\vec{p}_{ab}(\vec{r}, t) = \vec{d}_{ab}\sigma_{ab}(\vec{r}, t)e^{-i\omega_{ab}t} \quad (2.60)$$

Essa polarização no meio, gera um campo \vec{E}_D que é dado por:

$$\vec{E}_D(\vec{k}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0(2\pi)^{3/2}} \int \vec{p}_{ab}(\vec{r}, t)\eta(\vec{r})e^{-i\vec{k}\vec{r}}d^3r \quad (2.61)$$

Onde $\eta(\vec{r})$ representa a densidade atômica na posição \vec{r} .

A discussão sobre a solução desta equação, supondo que se pode negligenciar efeitos de propagação (que é razoável para um vapor em baixa densidade) e que há uma contribuição atômica para o campo em todas as direções, é dada em [19] [24]²⁰.

Assim durante o processo de leitura, o campo \vec{E}_2 induz o campo \vec{E}_D a partir da coerência Zeeman armazenada e através da equação 2.61 verifica-se que a amplitude deste pulso é proporcional à coerência armazenada. Também a partir de 2.61, como é demonstrado em [19], verifica-se que o campo \vec{E}_D é não nulo apenas na direção do \vec{k}_1 . A direção do pulso, \vec{k}_1 , também pode ser entendido como uma interferência construtiva entre os campos gerados pelos átomos da grade de coerência (difração de Bragg).

²⁰Neste artigo o campo de leitura é contra-propagante à um dos feixes, resultando assim em um pulso gerado na direção contra-propagante do outro feixe

Capítulo 3

Espectroscopia de EIT e armazenamento de luz: experimento

3.1 Preparação do sistema

3.1.1 Aparato experimental

O aparato experimental que permite obter o espectro de EIT em um vapor de césio e relacionar sua largura com o ângulo entre os feixes incidentes está esquematizado na figura 3-1. Um esquema mais completo, com todos os componentes utilizados, está no **Apêndice C**. Neste aparato utilizamos um laser da *Toptica Photonics*, série DL100 (com cavidade externa), operando na região de 852nm. A corrente, temperatura e a posição da grade externa são controladas respectivamente pelos módulos comerciais DC110, DTC110 e SC110, também da *Toptica*. Na saída do laser foi utilizado um isolador óptico para evitar o retorno de feixes refletidos para o laser.

Após o isolador, uma parcela do feixe é direcionada a uma montagem de espectroscopia por absorção saturada e outra parcela a uma cavidade Fabry-Perot. Conforme esquema experimental, é utilizado um divisor de feixes polarizador (PBS - **P**olarizing **B**eam**S**plitter), precedido por uma placa de meia onda ($\lambda/2$), para controlar a transmissão do feixe. Neste caso, ajustando a polarização do feixe através da $\lambda/2$, ajusta-se a relação entre a intensidade do feixe transmitido (polarização vertical) e refletido (polarização horizontal). Os feixes são

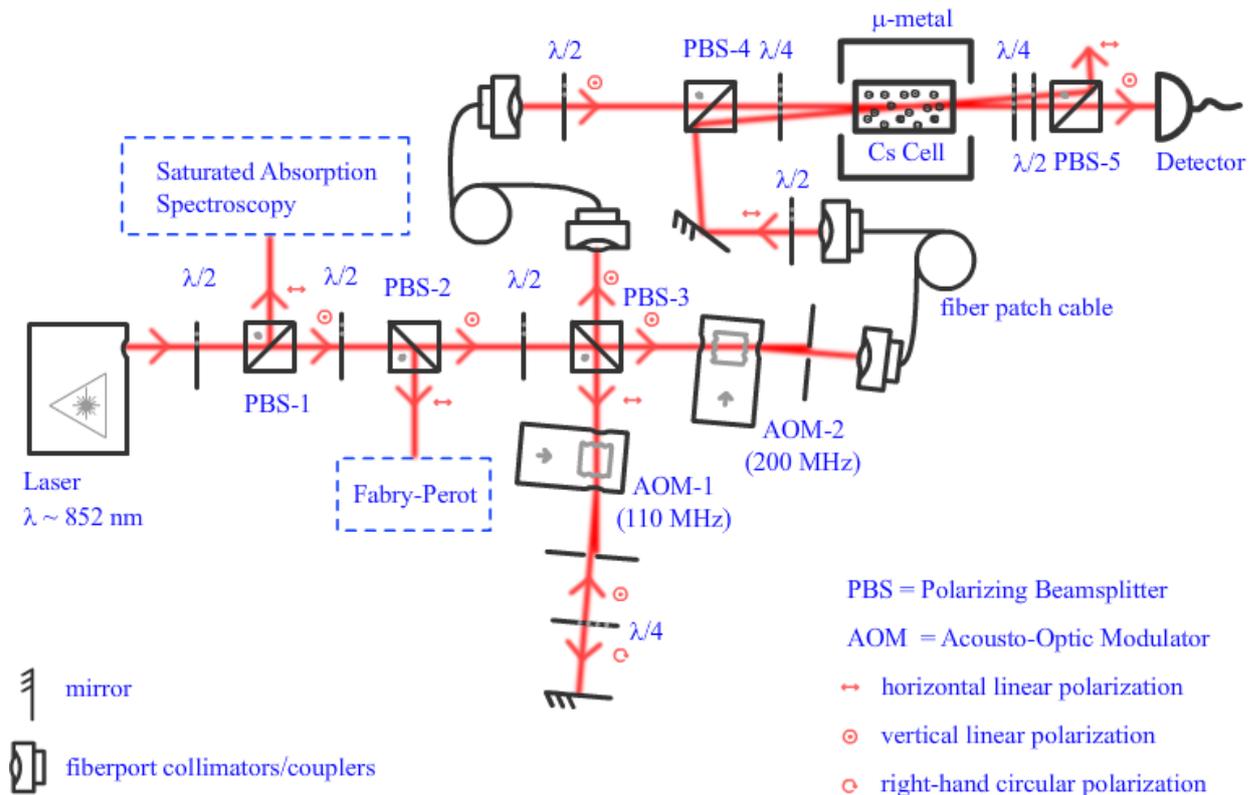


Figura 3-1: Esquema da configuração experimental.

direcionados à montagem de absorção saturada pelo PBS-1 e à cavidade Fabry-Perot pelo PBS-2. Utilizamos a absorção saturada com a cavidade Fabry-Perot para sintonizar o feixe em uma única frequência, conforme será exposto na seção 3.1.2.

Em sequência, o feixe é dividido em dois feixes pelo PBS-3. Um feixe será denominado de *feixe de acoplamento* e é direcionado ao modulador acústico-óptico (AOM - Acousto-Optic Modulator) de 200 MHz (AOM-2). O outro feixe será denominado de *feixe de prova* e é direcionado ao AOM de 100 MHz (AOM-1). Em nossa abordagem teórica, capítulo 2, o campo \vec{E}_2 representa o feixe de acoplamento enquanto o campo \vec{E}_1 representa o feixe de prova. Na seção 3.1.3, encontram-se maiores detalhes sobre os moduladores acústico-ópticos.

A frequência do feixe de acoplamento é deslocada em -200MHz (seleção da ordem negativa do feixe difratado) pelo AOM-2 e será mantida com frequência fixa. No AOM-1 foi realizada uma configuração de dupla passagem, conforme esquema experimental. Assim, a frequência do feixe de prova é deslocada em -100MHz a cada passagem no AOM-1, totalizando um deslocamento efetivo de -200MHz. Em única passagem, qualquer variação na frequência de

um feixe por um AOM é acompanhada por uma variação na sua direção de propagação¹. No entanto, na configuração de dupla passagem utilizada, parte da variação na direção do feixe na primeira passagem é compensada² na segunda passagem (no caminho inverso), de forma que esta é uma vantagem de se utilizar esta configuração em espectroscopia.

Na configuração de dupla passagem, foi adicionado uma placa de um quarto de onda ($\lambda/4$) de forma que o feixe de prova ao atravessá-la por duas vezes tem sua polarização girada por $\pi/2$. Assim, ao retornar ao PBS-3, o feixe de prova é transmitido. Depois do deslocamento em frequência, os feixes (prova e acoplamento) são acoplados em fibra óptica, o que permite na saída de cada fibra um feixe com uma cintura bem definida (feixe gaussiano). Antes de cada acoplador em fibra é adicionado uma placa $\lambda/2$ de forma que os feixes sejam acoplados no eixo principal da fibra, diminuindo assim flutuações na polarização e, conseqüentemente, na intensidade dos feixes.

Uma placa $\lambda/2$ na saída de cada fibra otimiza a transmissão do feixe prova e a reflexão do feixe de acoplamento no PBS-4. Assim, após o PBS-4, os feixes possuem polarizações lineares e ortogonais entre si. O feixe de acoplamento é refletido no PBS-4 formando um ângulo θ com o feixe de prova. Na seção 3.1.4 está detalhado a montagem experimental e os procedimentos para o ajuste do ângulo entre os feixes.

Antes da célula de césio³, uma placa $\lambda/4$ é ajustada de forma que os feixes fiquem com polarizações circulares e ortogonais entre si. A intensidade dos feixes que incidem na célula é ajustada através das placas $\lambda/2$ antes do PBS-3, de forma que o feixe de acoplamento possua uma intensidade muito maior comparado ao feixe de prova. A célula de césio é localizada no interior de uma blindagem magnética⁴ constituída de três camadas de um material de alta permeabilidade magnética (μ -metal) para evitar que campos magnéticos espúrios destruam a degenerescência Zeeman entre os níveis fundamentais. É importante frisar que neste ponto do experimento a condição dos feixes e da amostra de césio, satisfazem as considerações adotadas no capítulo 2.

¹Se logo após o feixe é acoplado em fibra óptica, esta variação altera o acoplamento do feixe e conseqüentemente ocorreria uma variação em sua intensidade na saída da fibra.

²A variação não é compensada totalmente porque a frequência do feixe inicial é diferente da frequência do feixe de retorno, e assim possuem difrações ligeiramente diferentes.

³A célula, em formato cilíndrico, possui aproximadamente 5,5 cm de extensão e 2,5cm de diâmetro

⁴Modelo ZG-206 da *Magnetic Shield Corporation*

Após a interação dos feixes com os átomos de césio, as polarizações dos feixes tornam-se lineares novamente através de outra placa $\lambda/4$ colocada após a célula. Em sequência, uma placa $\lambda/2$ com o PBS-5 separa os feixes de forma que apenas o sinal referente ao feixe de prova é detectado.

3.1.2 Sintonização e travamento da frequência do laser

Absorção saturada é uma técnica de espectroscopia que permite obter espectros atômicos com larguras menores do que o alargamento *Doppler* em temperatura ambiente. Assim o espectro de ressonância (referente à estrutura hiperfina do césio) pode ser resolvido e utilizado como referência para travar a frequência do laser.

A montagem da absorção saturada utilizada está representada na figura 3-2. Observa-se que o laser é inicialmente dividido pelo divisor de feixes BS-1 em um feixe de maior intensidade (feixe forte - transmitido 90%) e um de menor intensidade (feixe fraco - refletido 10%). Após passar pela célula, o feixe fraco é direcionado a um detector. Por outro lado, parte do feixe forte é direcionado pelo BS-2 no sentido contra-propagante do feixe fraco. Dessa forma, têm-se dois feixes contra-propagantes passando pela célula de césio.

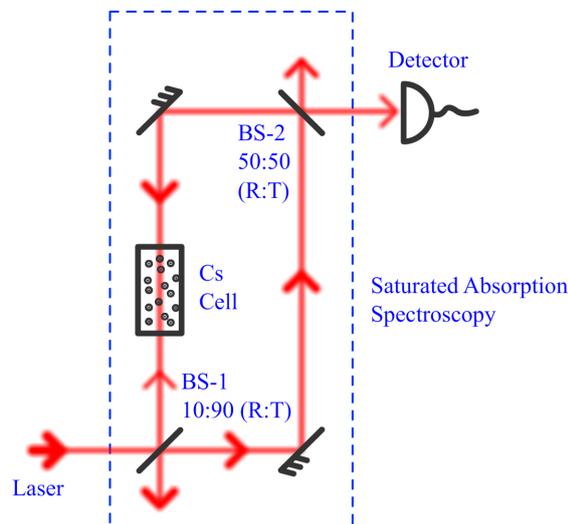


Figura 3-2: Arranjo experimental da espectroscopia por absorção saturada utilizada

Conforme dito anteriormente, seção 2.3.3, a distribuição de velocidades em um vapor atômico é dado pela distribuição de Maxwell-Boltzman, onde no referencial de cada grupo de velocidade os campos podem possuir frequências diferentes. No entanto, vale lembrar

picos que não correspondem diretamente às transições reais⁵ (segunda situação). Estes últimos picos são denominados de ressonância de *Cross-Over*.

Ao variar a frequência do laser obtém-se um espectro semelhante ao da figura 3-4A. Onde os picos $F'=2, 3$ e 4 , correspondem às transições reais entre $F=3$ (estado fundamental) para os respectivos estados excitados da linha D2 do césio, conforme figura 2-1. Naturalmente não há um pico referente à transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 5$, pois é proibido pelas regras de seleção de momento angular. Os picos $CO=2/3, 2/4$ e $3/4$, são os picos de cross-over. Em nossa pesquisa o laser foi sintonizado na frequência de ressonância de Cross-Over $2/4$ ⁶.

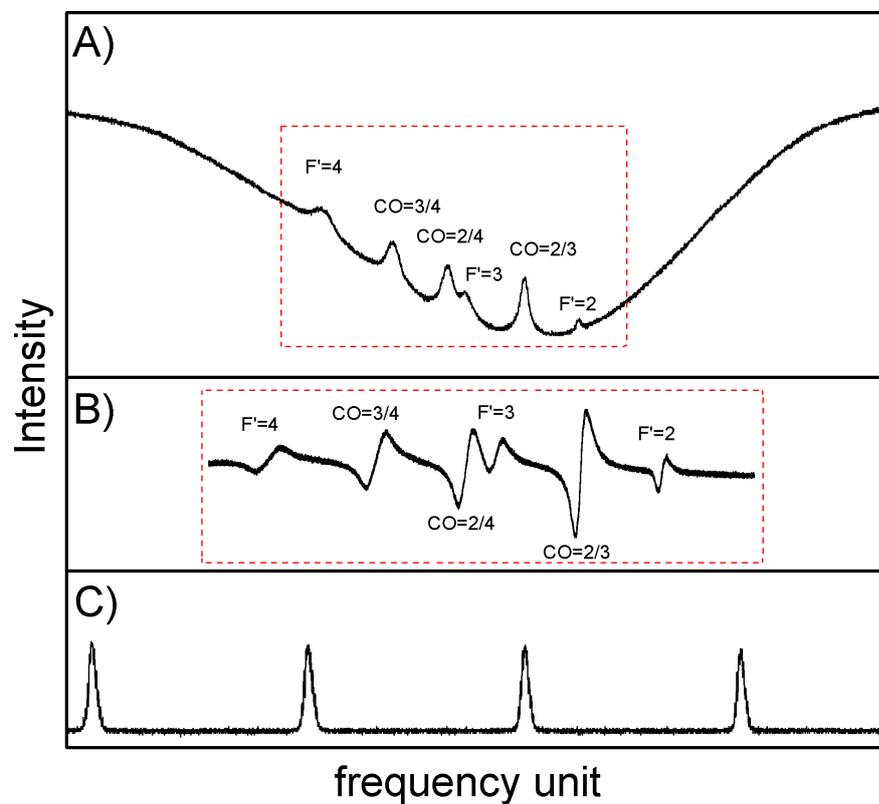


Figura 3-4: (A) Curva de absorção saturada para transição $6S_{1/2}, F = 3 - 6P_{3/2}, F'$. As respectivas transições e ressonâncias de Cross-Over (CO) estão identificadas em cada pico. (B) Sinal erro obtido no módulo de *Lock*. (C) Sinal obtido na cavidade Fabry-Perot.

Mesmo que o laser esteja inicialmente sintonizado em uma das frequências de ressonância, a sua frequência central pode variar conforme condições externas. Uma variação na temperatura do ambiente, por exemplo, pode alterar as dimensões da cavidade do laser e consequentemente alterar a sua frequência de emissão. Neste sentido, é necessário um sistema de

⁵No entanto, estão relacionados às duas transições reais

⁶A frequência do laser é deslocada posteriormente, através dos moduladores acústico-ópticos, para a transição $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$, que é uma transição cíclica

travamento de frequência (*sistema de lock*) capaz de compensar estes desvios em frequência controlando algum parâmetro do laser, por exemplo, a corrente. Utilizamos o módulo comercial LIR110 da *Toptica* para esta função.

Alimentando com o sinal do detector, durante a varredura da frequência do laser, esse módulo gera o sinal de erro conforme 3-4B. Este sinal (semelhante à derivada) é utilizada pelo circuito interno para corrigir possíveis desvios na frequência do laser. Para cada pico do espectro têm-se uma curva (aproximadamente linear) correspondente no sinal de erro, sendo que o centro desta região linear corresponde à frequência central do pico de ressonância.

Fixamos a frequência do laser limitando a varredura do laser ao pico de interesse e ajustando o *offset* do módulo de forma que, no centro da região linear do sinal de erro, a tensão seja nula. Após travado, o sistema é capaz de distinguir um desvio positivo ou negativo na frequência do laser através de um desvio positivo ou negativo na tensão do sinal de erro, e injetar uma tensão no laser para compensar o desvio.

O laser pode ter mais de uma componente de frequência (ou modo) ressonante com sua cavidade externa. Assim, é necessário garantir que esteja emitindo em uma única frequência, pois caso contrário a potência do laser não estará otimizada para a frequência de interesse e a condição de EIT será afetada pela existência de outras componentes de frequência.

Para esta finalidade, utilizamos uma cavidade Fabry-Perot. Na condição de única frequência, esta cavidade apresenta ressonância apenas para os modos nesta frequência. Neste caso, o monitoramento do feixe que passa por esta cavidade gera um sinal com picos de mesma amplitude e igualmente espaçados, conforme figura 3-4c. Quando existem outras componentes de frequência, tanto a amplitude quanto o espaçamento entre os picos diferem, pois existem mais de um modo ressonante com a cavidade Fabry-Perot.

3.1.3 Moduladores acústico-ópticos

Os moduladores acústico-ópticos que controlam os feixes de prova e acoplamento são da *Crystal Technology*, respectivamente dos modelos 3110-120 e 3200-124. Além do deslocamento em frequência (-200MHz) em ambos os feixes, O AOM-1 é utilizado para varrer a frequência do feixe prova em torno da frequência do feixe de acoplamento na *Espectroscopia*

pia de EIT. Para o *Armazenamento de Luz* no regime de EIT, ambos são utilizados para ligar/desligar os feixes.

No interior deste tipo de modulador existe um cristal onde é criada uma grade de difração. Esta grade de difração é criada pela incidência de uma onda acústica estacionária, aproximadamente transversal ao caminho de propagação do feixe óptico, que modula espacialmente o índice de refração do cristal. O controle da frequência e amplitude da onda acústica injetada no cristal é feita por seu *driver* e permite manipularmos a grade de difração criada.

Os feixes ópticos difratados pelo cristal possuem sua frequência deslocada (somadas ou subtraídas) pela frequência da onda acústica. E a seleção correta da ordem de difração permite obter a frequência desejada. O gráfico 3-5 mostra o deslocamento da frequência do feixe de prova ao passar uma única vez pelo AOM-1.

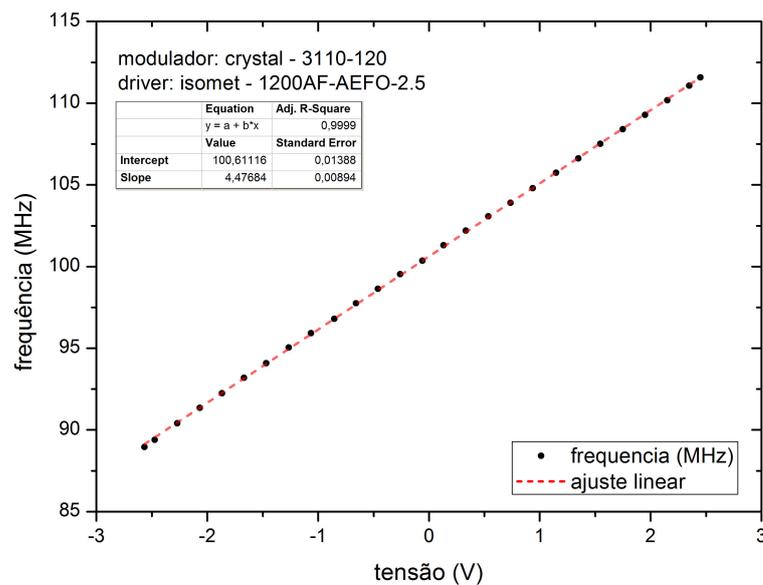


Figura 3-5: deslocamento em frequência do feixe de prova pelo AOM-1 em uma única passagem

3.1.4 Ajuste do ângulo entre os feixes

A montagem⁷ que permite ajustar e determinar o ângulo entre os feixes de prova e de acoplamento após as fibras óptica é mostrada na figura 3-6. Nesta montagem, no ponto A é posicionado uma câmera CCD e no ponto X o centro da célula.

⁷Esta montagem foi idealizada durante o mestrado de Jaqueline S. V. Santos, que estudou o alargamento do espectro de EIT em função do ângulo. Maiores informações encontram-se em [28].

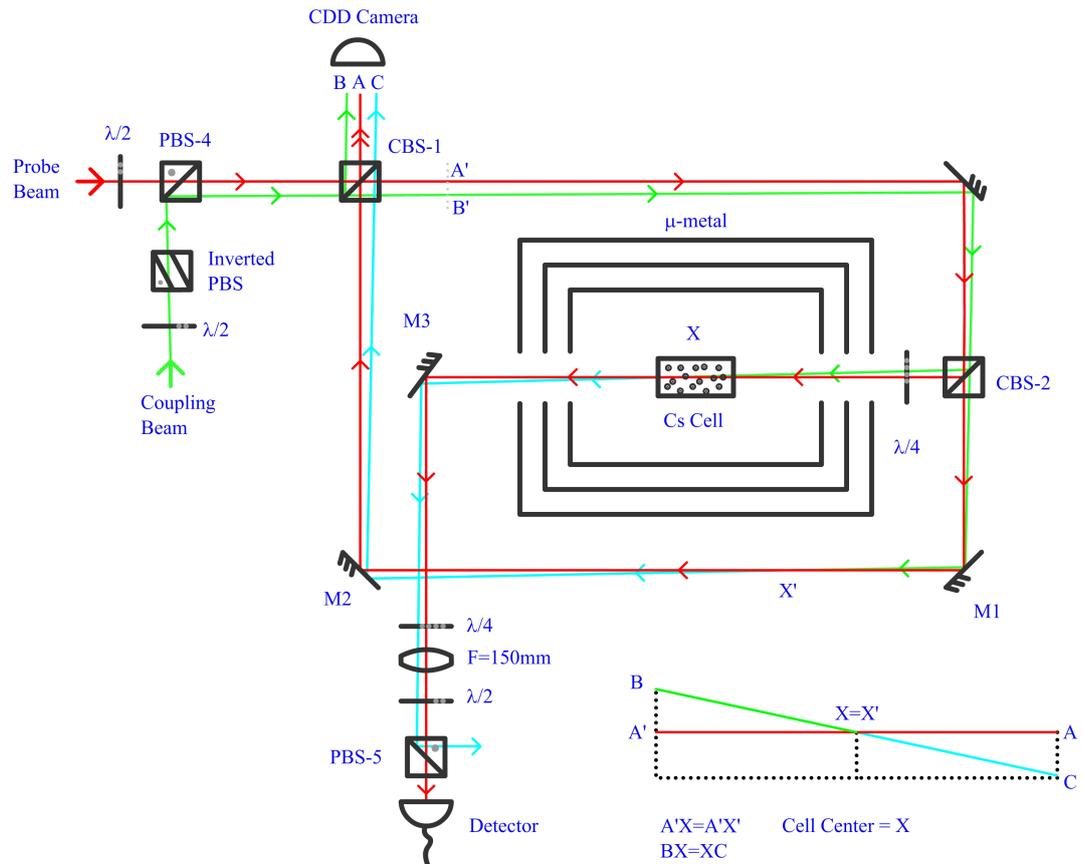


Figura 3-6: Configuração experimental para alinhamento dos feixes

Ao sair da fibra óptica, o feixe de prova é direcionado ao divisor de feixes CBS-1, sua transmissão é otimizada através de um placa $\lambda/2$ na saída da fibra. No CBS-1, uma parte do feixe de prova é refletida e direcionada ao ponto A , onde é posicionado uma câmera CCD, enquanto a parte transmitida é direcionada ao CBS-2 por um espelho. No CBS-2, este feixe é novamente dividido em outros dois feixes, um refletido que passa pelo ponto X , onde está localizado o centro da célula, e outro transmitido que é dirigido ao ponto A pelos espelho M1 e M2.

Sendo A' o ponto de imagem do ponto A ⁸, os espelhos M1 e M2 são posicionados de forma que a distância que o feixe de prova percorre em $A'-A$ é o dobro de $A'-X$. Assim, pode-se definir também um ponto X' de forma que $A'-X=A'-X'=X-A$.

⁸ou seja, considerando o caminho óptico do feixe de prova, a distância que o feixe percorre ao ser refletido no CBS-1 é a mesma percorrida ao ser transmitido

O alinhamento das duas parcelas do feixe de prova que são direcionados à câmera CCD é feito de tal maneira que as direções de propagação destes feixes sejam praticamente as mesmas⁹, portanto, a posição de incidência destes coincidem na câmera. Após o alinhamento do feixe de prova, sua posição permanece constante e é utilizada como referência para o alinhamento do feixe de acoplamento.

Por sua vez, ao sair da fibra óptica, o feixe de acoplamento é dirigido ao PBS-4. Onde é refletido formando um ângulo θ com o feixe de prova. Sua reflexão é otimizada por uma placa $\lambda/2$ na saída da fibra. Também foi adicionado um PBS invertido para garantir que o feixe que chega ao PBS-4 tenha um alto grau de polarização horizontal. Assim como ocorre no feixe de prova, duas parcelas deste feixe chegam à câmera CCD. A parcela que chega ao ponto B é resultante da reflexão ao passar pelo CBS-1 e a que chega ao ponto C é da sua transmissão no CBS-2. Como o ângulo θ normalmente é muito pequeno, $< 1\text{mrad}$, pode-se visualizar os três feixes (B,A,C) na câmera CCD. Se a distância AB é igual à AC , garante-se que ambos os feixes se cruzam no interior da célula. Neste caso, os feixes também se cruzam em X' . Cada feixe é capturado de forma individual pela câmera CCD bloqueando e/ou manipulando a polarização do feixe que se deseja eliminar. Na figura 3-7, têm-se os feixes obtidos nos pontos citados e o ajuste de uma superfície gaussiana para obter-se a posição central de cada feixe. O ajuste gaussiano foi realizado através do software *OriginLab*. A distância $A'-X$ é de 120cm, ao obter a distância entre os pontos A,B e C , pode-se facilmente obter o ângulo formado pelos feixes de prova e de acoplamento através de $\theta = \arctan(AB/AX)$.

Para o alinhamento do feixe de acoplamento, o PBS-4 pode ser transladado e rotacionado. E a câmera CCD também pode ser transladada perpendicularmente com relação às parcelas do feixe de prova para ângulos cuja a distância entre os feixes estrapola a área da câmera CCD.

Para ângulos pequenos existe uma forte interferência entre as duas parcelas do feixe de acoplamento de maneira que a posição dos feixes não são determinadas precisamente. Esta situação é contornada pela introdução de uma pequena vibração na mesa capaz de quebrar a relação de fase entre os feixes.

⁹Isto é garantido ao verificar que mesmo a uma distância de aproximadamente 6m do local da câmera CCD a direção dos feixes continua coincidindo

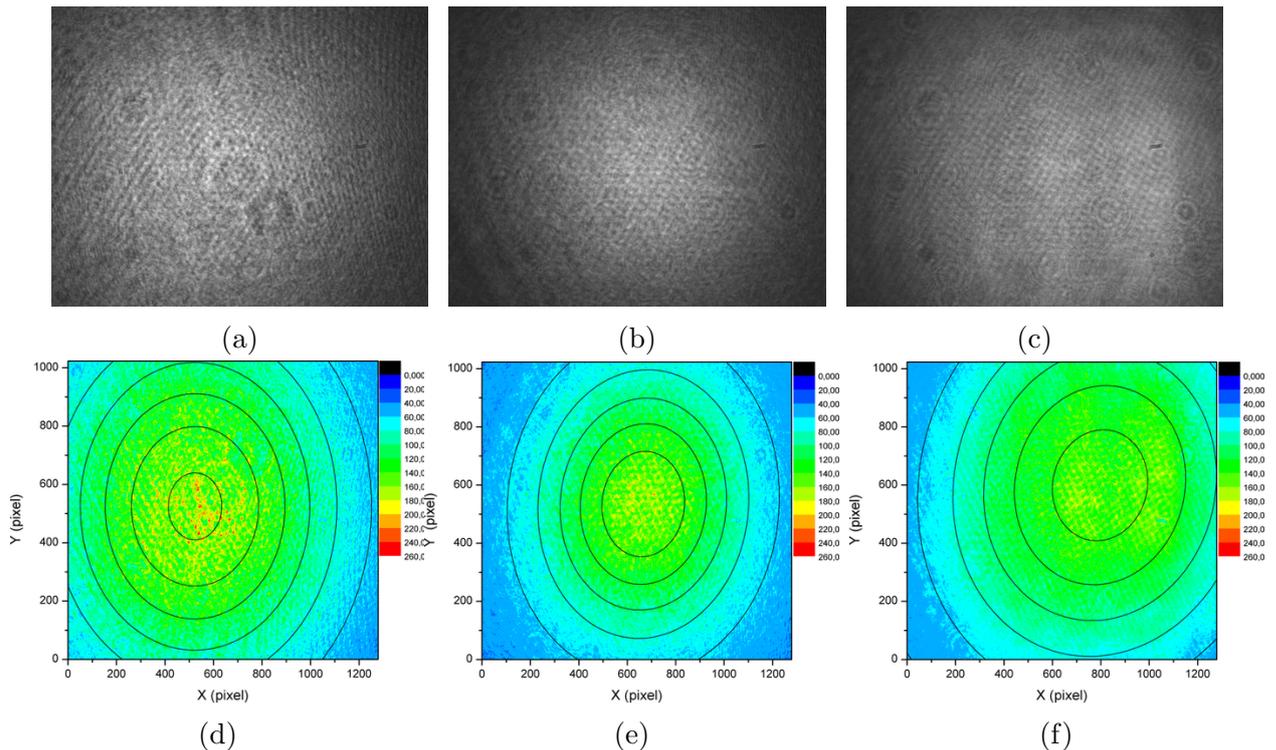


Figura 3-7: Feixes capturados pela camera CCD nas respectivas posições: (a) feixe de acoplamento na posição B; (b) feixe de prova em A; (c) feixe de acoplamento em C. Abaixo de cada figura, têm-se o respectivo ajuste gaussiano.

Os feixes (de prova e acoplamento) que passam por X, são direcionados ao detector pelo espelho M3. A sequência de uma placa $\lambda/4$, uma $\lambda/2$ e pelo PBS-5 têm como objetivo filtrar apenas o feixe probe.

3.2 Espectroscopia de EIT

Para obtermos o espectro de EIT a partir do sistema preparado, devemos variar a frequência do feixe prova em torno da frequência do feixe de acoplamento, que é mantida fixa. Obtemos esta condição ao introduzir um sinal de tensão do tipo “rampa” no *driver* que controla o AOM-1. Ao monitorar a intensidade do feixe de prova que chega ao detector em função de sua frequência, obtemos o espectro de EIT. Do qual verifica-se ser uma lorentziana, conforme descrito em 2.3.2, com o máximo de intensidade na frequência que satisfaz $\delta = 0$.

Na interação com o vapor atômico, pequenas frações das polarizações dos feixes são modificadas. Aliado à isto, a filtragem do feixe de prova que ocorre antes do detector não

é perfeita¹⁰. Assim temos um vazamento de feixe de acoplamento chegando no detector. Como este possui intensidade muito maior, um pequeno vazamento se torna significativo. Como as frequências dos feixes são muito próximas, ocorre ainda uma interferência entre os feixes produzindo um batimento no detector. Este batimento entre os feixes introduz uma modulação no espectro de EIT. Otimizamos a filtragem através das placas $\lambda/4$ e $\lambda/2$ antes do detector de forma a diminuir este vazamento.

Tanto para automatizarmos o processo de obtenção e análise do espectro de EIT, quanto para obtermos uma melhor definição através de médias temporais, foi desenvolvido um software em *Labview*. Este software foi desenvolvido pelo pós-doutor Welinton Martins e utiliza o osciloscópio de modelo DSO-X 2002-A da *Agilent* para controlar a frequência do feixe de prova e capturar seu sinal. O controle da frequência é realizado por um gerador de funções do próprio osciloscópio. Porém, ao invés de introduzir uma rampa de tensão no driver, é introduzido um sinal DC que é incrementado, por um pequeno valor de tensão, de um valor mínimo até um valor máximo de tensão (que corresponde à frequência de varredura).

Para cada incremento de tensão neste sinal, é realizado uma média no sinal obtido pelo detector. O valor desta média é armazenado juntamente com o valor da tensão aplicada ao driver. Ao final da varredura, os valores de tensão de varredura são transpostos para o correspondente deslocamento em frequência do feixe de prova e uma curva lorentziana é ajustada aos valores obtidos. A largura do espectro de EIT, sua amplitude, e a frequência de ressonância de dois fótons ($\delta = 0$) é determinada por este ajuste.

Os gráficos 3-8 foram obtidos com este software e evidenciam a dependência da largura do espectro de EIT com o ângulo formado entre os feixes incidentes. A figura 3-9 é a interface de controle do software.

¹⁰Devido as próprias limitações dos componentes utilizados.

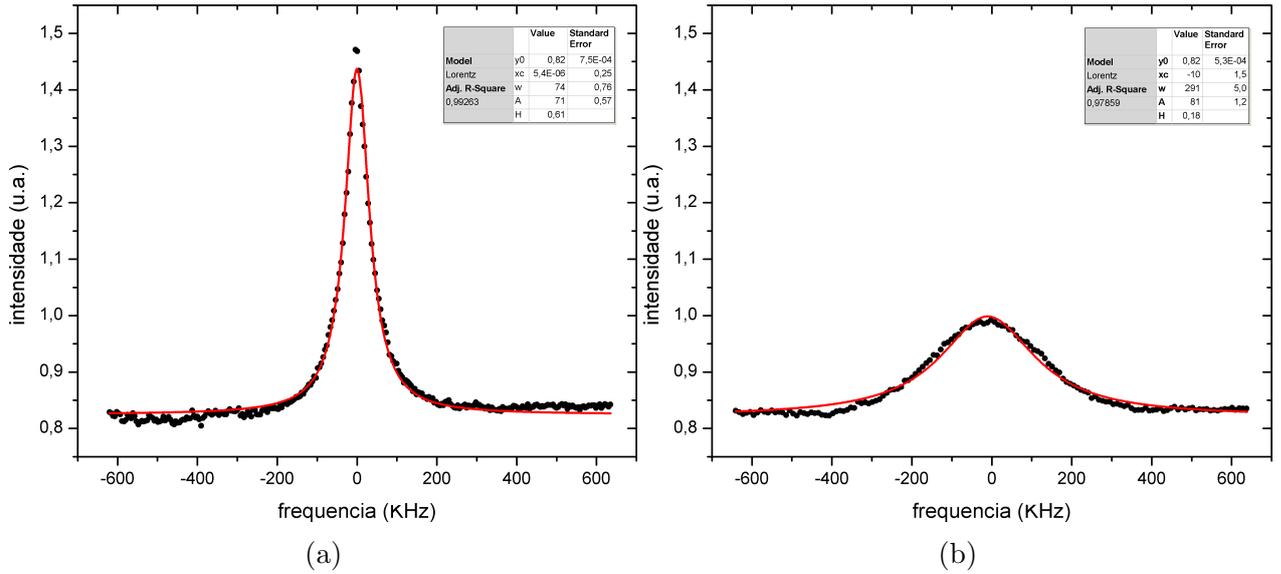


Figura 3-8: espectros de EIT para diferentes ângulos θ entre os feixes (a) $\theta \sim 0 \text{ mrad}$ (b) $\theta \sim 0.8 \text{ mrad}$

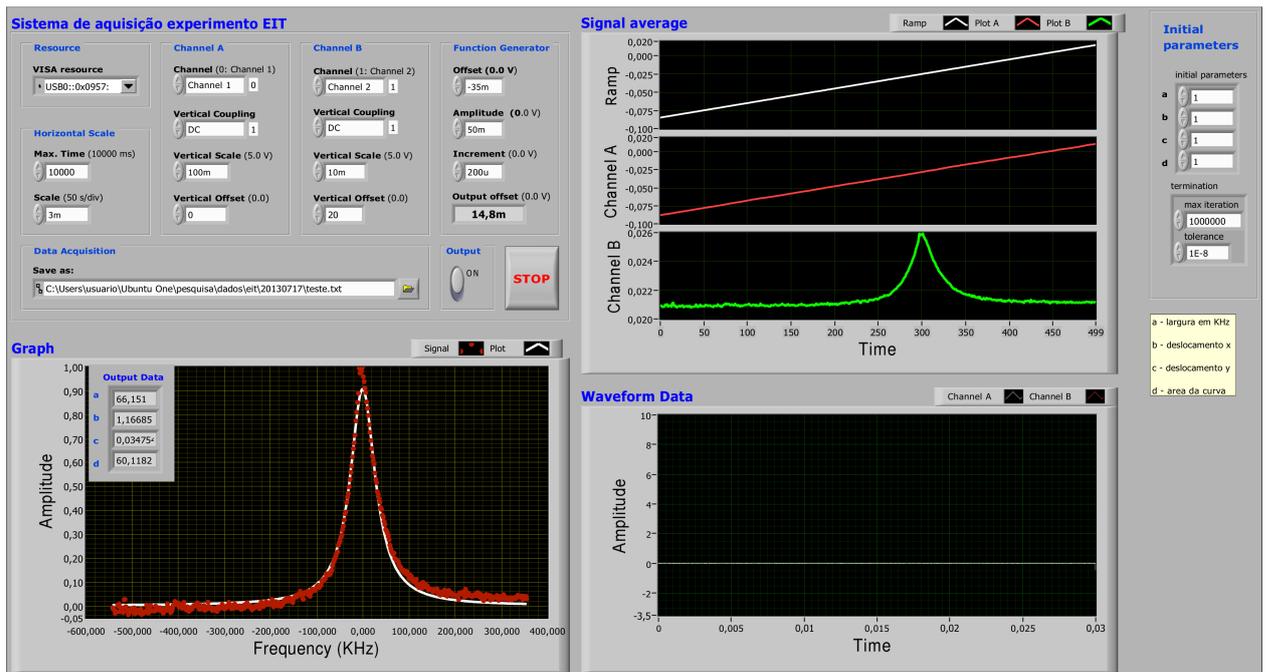


Figura 3-9: interface de controle do software de aquisição do espectro de EIT

3.3 Armazenamento de luz

Mantendo o sistema no regime de EIT, o que acontece fixando a frequência do feixe de prova em $\delta = 0$, armazenamos um pulso de luz na coerência induzida pelos campos de *escrita* e recuperamos posteriormente com a incidência do campo *leitura*, conforme descrito em 2.4.1.

Os campos de escrita e leitura são obtidos modulando a amplitude do feixe de prova e de acoplamento. Isto é feito introduzindo sinais do tipo “degrau” nos drivers que controlam os respectivos moduladores. O processo de escrita da grade de coerência corresponde ao momento que ambos os feixes (prova e acoplamento) estão ligados. E o processo de leitura ocorre quando apenas o feixe de acoplamento é ligado.

Para gerar os sinais necessários de modulação utilizamos a placa de modelo PCI-6133 da *National Instruments*. A sequência temporal dos pulsos é mostrada na figura 3-10. Quando o sinal está em 5V, o respectivo feixe está ligado, quando em 0V, está desligado. Um sistema de controle dos pulsos e aquisição de dados foi desenvolvido em *Labview*.

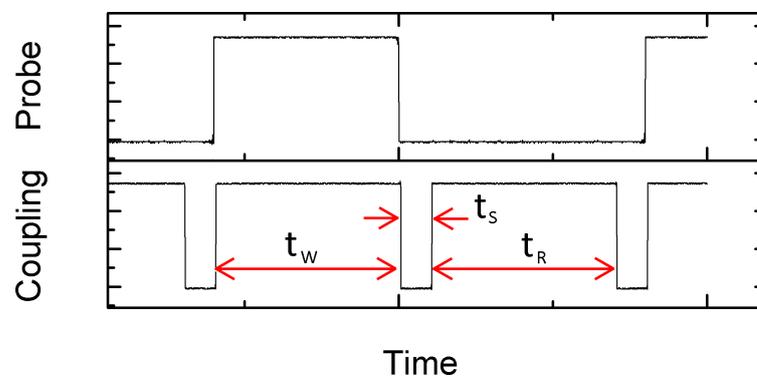


Figura 3-10: Sinais de modulação em amplitude dos feixes de acoplamento e de prova. t_W é o tempo de escrita da coerência, t_R o tempo de leitura e t_S o tempo de armazenamento.

Os sinais de modulação são sincronizados e disparados simultaneamente com relação a uma base de tempo interna da placa. Por limitação desta placa, o tempo mínimo de armazenamento é de 100ns. O osciloscópio DSO-X 2002-A, da *Agilent*, é sincronizado com os sinais gerados pela placa e é utilizado para a aquisição do pulso recuperado no processo de leitura. O software ainda permite que o tempo de armazenamento seja automaticamente incrementado com um passo mínimo de 100ns até um limite definido, onde a coerência é perdida. No processo de escrita, ambos os feixes são ligados um tempo suficiente para que o

sistema chegue à um regime estacionário. No gráfico 3-11a têm-se o sinal obtido do detector no processo de escrita, armazenamento e leitura.

O vazamento do campo de leitura está presente nas curvas adquiridas, conforme descrito em 3.2. Desta forma, para cada tempo de armazenamento, também foi adquirido uma curva do feixe de acoplamento na ausência do feixe de prova. Possibilitando assim subtraírmós posteriormente este vazamento das medidas. O batimento entre os feixes também produz uma flutuação na amplitude dos pulsos recuperados. Assim, para cada tempo de armazenamento foram adquiridas 50 curvas no processo de leitura. Assim, os resultados apresentados são as médias destas curvas. O gráfico 3-11b é uma curva média para pulsos obtidos com $\theta = 0.11mrad$ e $t_S = 1\mu s$.

Com o auxílio de outro software para tratamento dos dados, é realizada a subtração do vazamento do feixe de acoplamento e a identificação da amplitude do pulso recuperado.

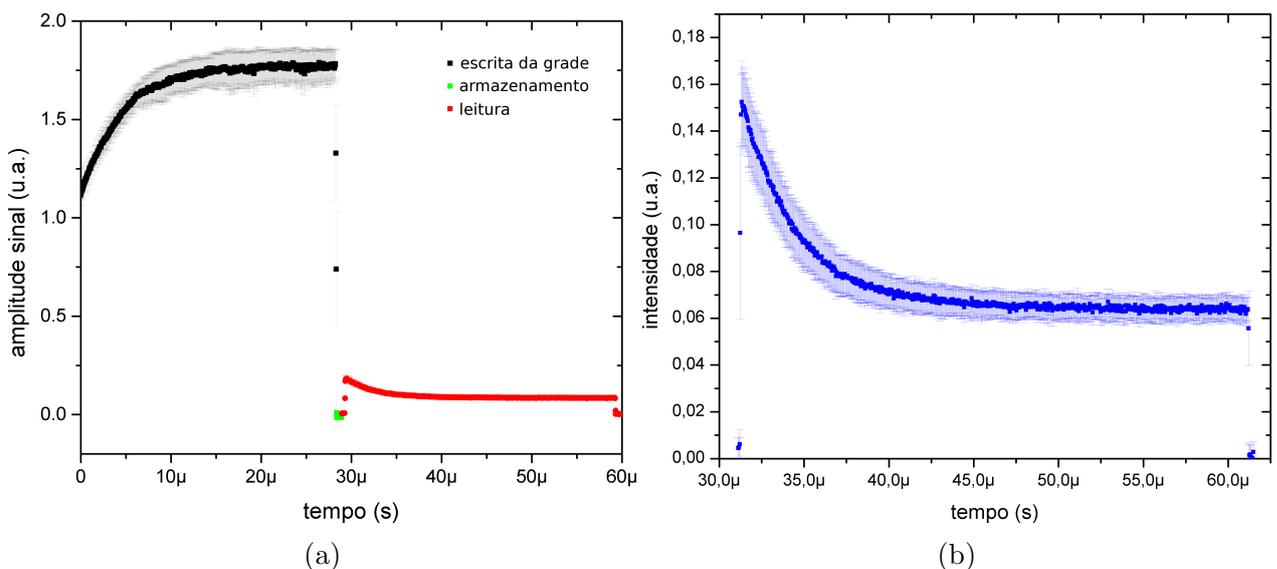


Figura 3-11: (a) Sinal obtido no detector nos processos de escrita, armazenamento e leitura da grade (b) Curva média dos pulsos recuperados no processo de leitura

Capítulo 4

Resultados e conclusão

4.1 Resultados

Os feixes, de prova e acoplamento, que incidem na célula de césio são gaussianos e seus raios foram determinados através do método borda-da-lâmina (knife-edge) [2]. Nos gráficos 4-1b e 4-1a têm-se a intensidade de cada feixe em função da posição de sua obstrução, onde na posição $x = 0 \text{ mm}$ os feixes estão totalmente obstruídos. Obtemos o raio do feixe, w , através do ajuste da função $I(x) = A/2(1 + \text{erf}(x - x_0)/w)$ nos pontos experimentais ¹. Para o feixe de acoplamento têm-se $w_{ac} = (2.53 \pm 0.01) \text{ mm}$ e para o feixe de prova $w_p = (2.33 \pm 0.03) \text{ mm}$. O ótimo ajuste da função demonstra que ambos os feixes são gaussianos.

Durante as medidas, a potência do feixe de acoplamento foi mantido em $P_{ac} = (112.6 \pm 0.6) \mu W$, que corresponde a uma intensidade de $I_{ac} = (0.560 \pm 0.004) \text{ mW/cm}^2$, e o feixe de prova em $P_p = (10.3 \pm 0.2) \mu W$, que corresponde a $I_p = (0.060 \pm 0.002) \text{ mW/cm}^2$. A largura do espectro de EIT depende da potência dos feixes (alargamento por potência), conforme 2.3.4, e do diâmetro dos feixes, que está diretamente relacionado ao tempo que os átomos permanecem na região de interação com o feixes (tempo de trânsito) [8]. Assim, a intensidade e o diâmetro dos feixes, dentre as limitações experimentais, foram escolhidos de forma a minimizar a largura a meia altura do espectro de EIT ($fwhm_{eit}$) e, conseqüentemente, maximizar o tempo de armazenamento da coerência. A dependência de $fwhm_{eit}$ com a

¹Na referência [2] têm-se tanto a descrição do método utilizado, quando de um método alternativo de se ajustar os dados

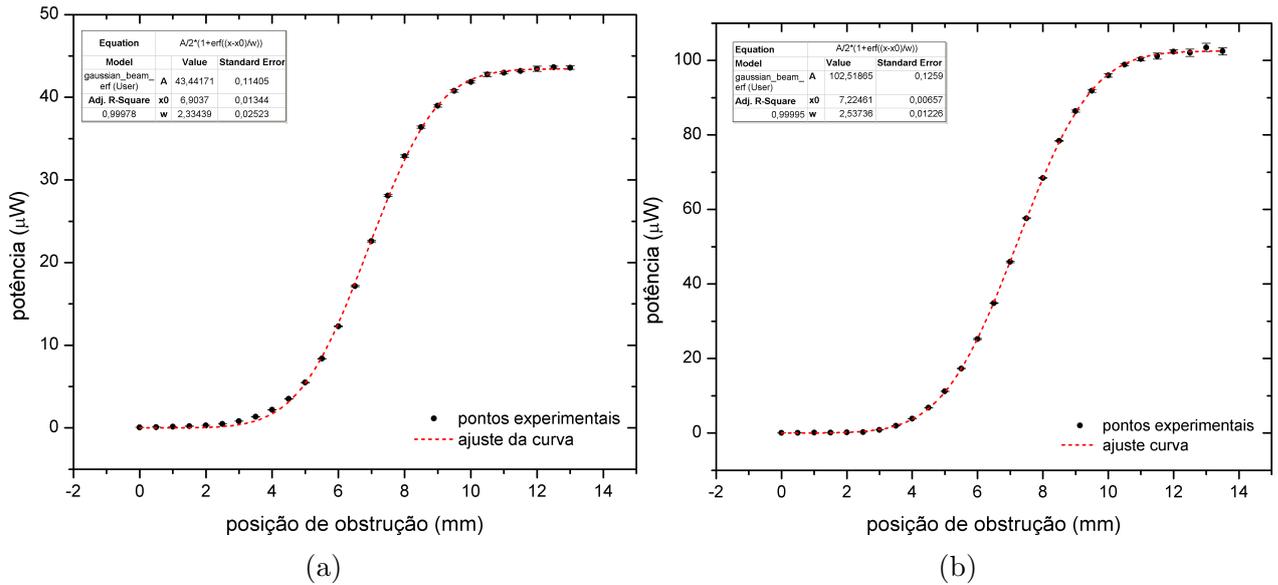


Figura 4-1: Intensidade do feixe em função da posição de obstrução. Em $x = 0 \text{ mm}$ os feixes estão totalmente obstruídos (a) feixe de prova (b) feixe de acoplamento.

intensidade do feixe de acoplamento ou com o diâmetro dos feixes estão em [28]².

No gráfico 4-2 têm-se a dependência de $fwhm_{eit}$ em função do ângulo. Para cada ângulo foram obtidos 5 espectros de EIT, dos quais são obtidos os valores de $fwhm_{eit}$ com o ajuste de uma função lorentziana. Assim, cada ponto no gráfico é a média desses valores.

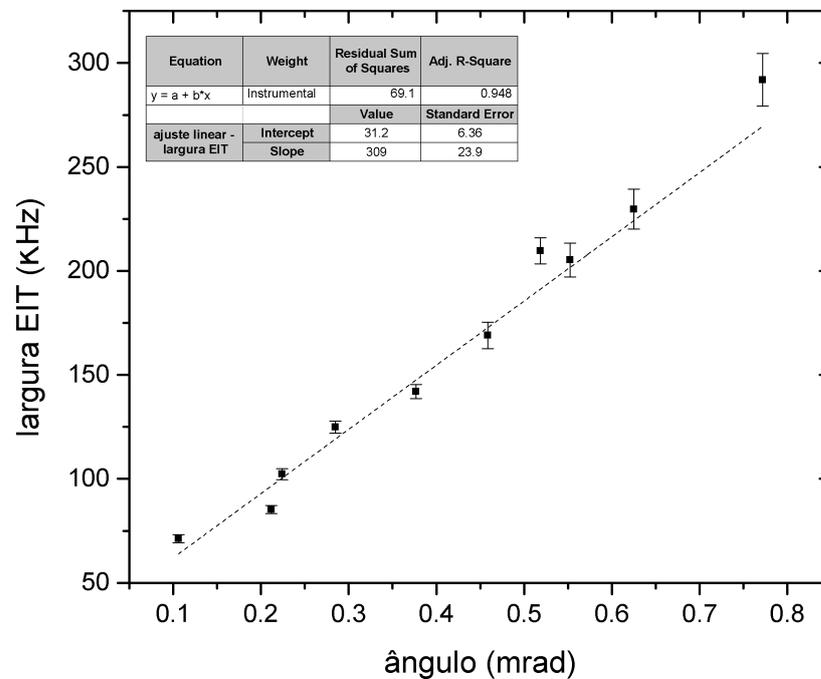


Figura 4-2: Largura a meia altura do espectro de EIT em função do ângulo entre os feixes

Nota-se que a largura do espectro de EIT possui uma forte dependência com o ângulo

²Esta caracterização foi realizada com feixes copropagantes.

formado entre os feixes. Esta dependência é linear com um coeficiente angular $\alpha = (309 \pm 24)kHz/mrad$ e um coeficiente linear de $\beta = (31 \pm 6)kHz/mrad$. Em medidas anteriores [28], obteve-se $\alpha = (320 \pm 20)kHz$ e $\beta = (60 \pm 10)kHz$ para ângulos variando de 0.3 a 5.0 *mrad*. Apesar de medirmos esta dependência em uma região menor, 0.1 a 0.8 *mrad*, obtivemos boa concordância com resultados anteriores.

Após obtermos os espectros de EIT para um determinado ângulo, determinamos e mantivemos a frequência do feixe de prova na condição de ressonância de dois fótons. Assim, utilizamos a condição de EIT para induzirmos coerência entre os estados fundamentais, conforme descrito na seção 3.3. No processo de escrita ambos os feixes permanecem ligados um tempo suficiente para que a coerência induzida atinga um regime estacionário, experimentalmente chegamos a este regime com $t_w = 30\mu s$, conforme figura 3-11a.

No processo de leitura, quando é religado apenas o feixe de acoplamento, obtivemos pulsos conforme a figura 4-3a. Nessa figura têm-se os pulsos recuperados, com a subtração do vazamento do feixe de acoplamento, para diferentes tempos de armazenamento. Conforme descrito na seção 2.4.2, a intensidade máxima deste pulso está relacionada com o quadrado da coerência armazenada. Neste sentido, a descoerência do sistema é obtida ao através da amplitude do pulso recuperado em função do tempo de armazenamento.

Na figura 4-3b temos os pulsos recuperados em um mesmo tempo de armazenamento ($t_s = 1\mu s$) para diferentes ângulos. Verifica-se que a amplitude do sinal recuperado, bem como a largura do espectro de EIT, dependem do ângulo entre os feixes.

Na figura 4-4 temos a amplitude máxima normalizada do pulso recuperado em função do tempo de armazenamento para o ângulo $\theta = 0.1mrad$. Para cada tempo de armazenamento foram recuperados 50 pulsos, de forma que cada ponto no gráfico é a amplitude máxima da média destes pulsos.

Com o aumento do ângulo entre os feixes, a amplitude máxima dos pulsos recuperados decresce rapidamente. O ângulo máximo no qual pudemos caracterizar o decaimento da amplitude máxima foi de 0.8*mrad*. A partir deste ângulo a amplitude máxima do pulso recuperado cai dentro do ruído e não pode ser medido.

No gráfico 4-5 ajustamos os dados normalizados de $\theta = 0.11mrad$ pela equação (2.49),

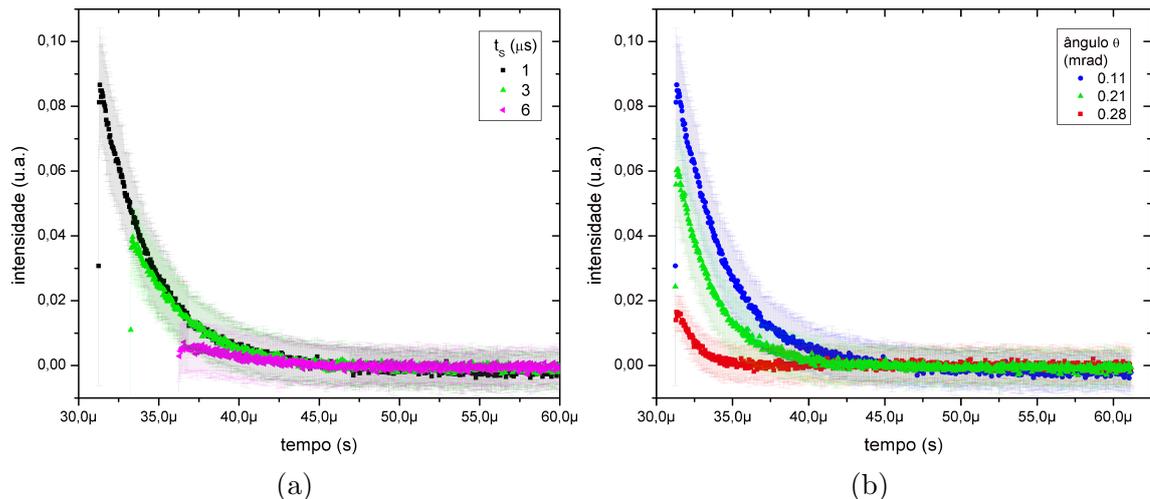


Figura 4-3: (a) Pulsos recuperados para diferentes t_s com $\theta = 0.1\text{mrad}$ (b) Pulsos recuperados para diferentes ângulos θ com $t_s = 1\mu\text{s}$

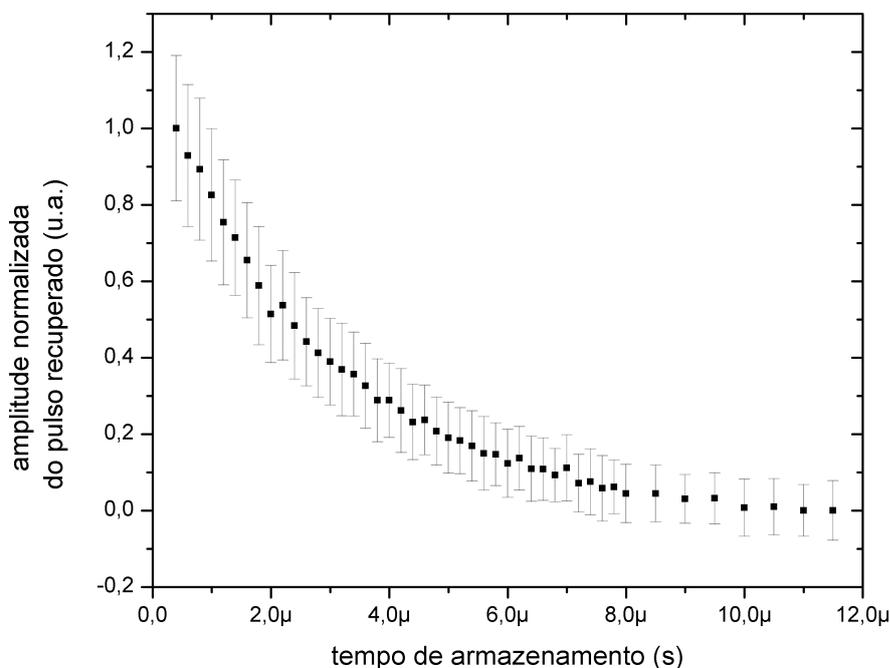


Figura 4-4: Amplitude dos pulsos recuperados em função do tempo de armazenamento para $\theta = 0.1\text{mrad}$ ($fwhm_{eit} = 71\text{KHz}$)

que corresponde ao decaimento gaussiano do contraste da grade, e os dados de $\theta = 0.77\text{mrad}$ pela equação (2.52), o que se refere ao modelo de um cilindro de coerência se expandindo.

Através da equação (2.47) obtemos para o ângulo de $\theta = 0.11\text{mrad}$ um passo da grade de $\Lambda = 8.52\text{mm}$, que é da ordem do diâmetro dos feixes. E assim, o tempo de decaimento³ da coerência pelo processo de borrimento da grade, equação (2.48), é $t_{dg} = 9,93\mu\text{s}$. No entanto vemos no gráfico 4-5 que a coerência é perdida em um tempo menor e que o ajuste gaussiano

³Tempo onde o sinal decai por um fator de $1/e$ da amplitude inicial

não é adequado para este caso. Assim nota-se que o processo de borramento da grade não é o fator limitante para pequenos ângulos.

No entanto temos um ajuste satisfatório ao considerar que o decaimento da intensidade está associado à diminuição de densidade de coerência na região de interação dos feixes. Estimando o tempo de decaimento por este processo temos $t_{dens.} = 3,6\mu s$. Esta estimativa é compatível com o ajuste das curvas por esse processo.

Com o aumento do ângulo θ , verifica-se um forte decaimento da coerência. A perda de coerência por átomos que saem da região de interação se torna insuficiente para explicar este comportamento, pois esta não tem uma dependência explícita do ângulo. No gráfico 4-5, têm-se o ajuste dos dados de $\theta = 0,77mrad$ para este modelo. Vemos que o ajuste também não é adequado pois infere uma amplitude inicial do pulso que tende a divergir para maiores valores de θ e que o sinal decai mais rapidamente do que o ajuste da curva. Neste caso, o ajuste do decaimento da coerência pela diminuição do contraste da grade se torna satisfatório já que a amplitude inicial não diverge para grandes valores de θ e prevê um forte decaimento. Isto é um forte indício de que é um dos processos responsável pelo decaimento.

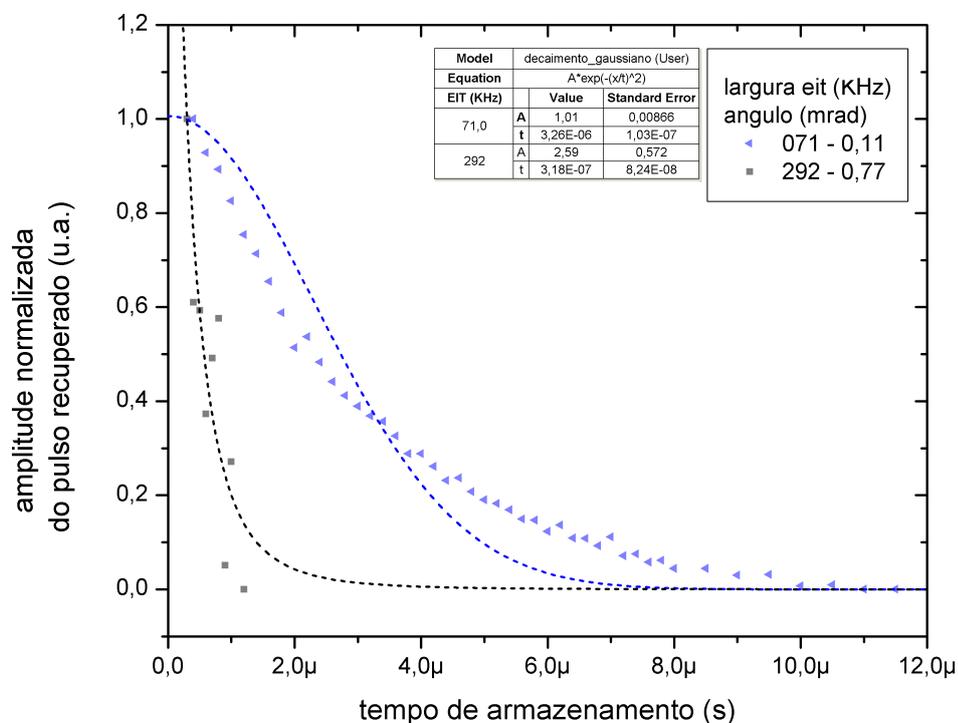


Figura 4-5: Amplitude dos pulsos recuperados para $\theta = \{0,11; 0,77\}mrad$ com ajuste não adequado das curvas. $\theta = 0,11mrad$ ajustado com a expansão do volume coerentemente preparado e $\theta = 0,77mrad$ ajustado com o decaimento gaussiano da grade

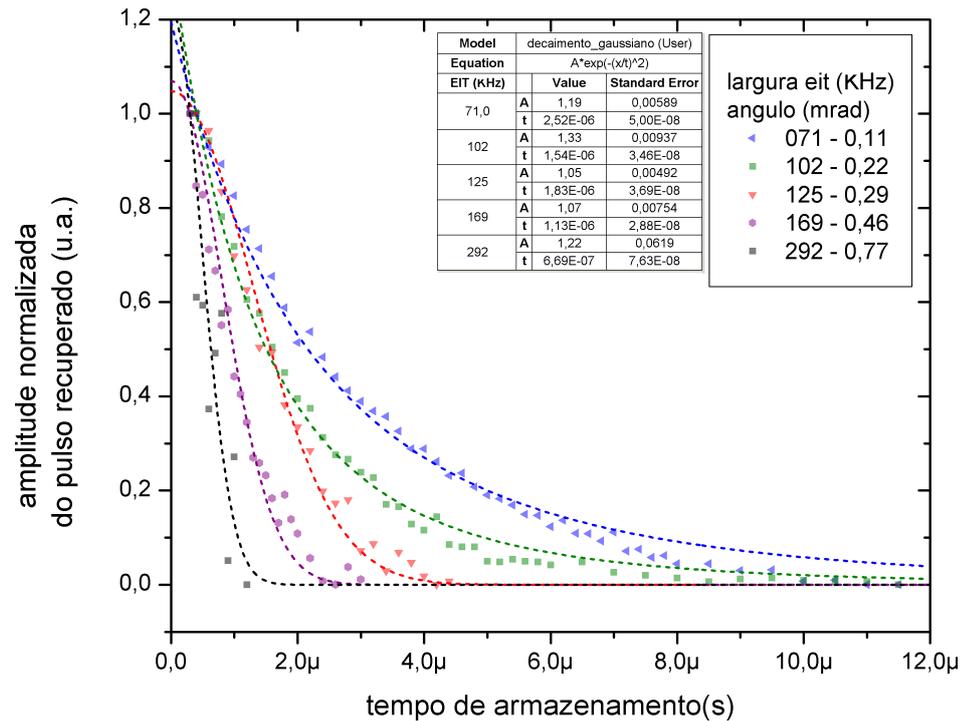


Figura 4-6: Amplitude dos pulsos recuperados para diferentes ângulos. O ajuste das curvas é realizado considerando a expansão do volume coerentemente preparado para $\theta = \{0.11; 0.22\} \text{ mrad}$ e o decaimento gaussiano para os demais ângulos

Obtemos os tempos de decaimento ajustando a equação (2.52) para ângulos inferiores à 0.22 mrad e ajustando a equação (2.49) para os demais ângulos, conforme discussão anterior. Apresentamos no gráfico 4-6 estes ajustes para alguns ângulos. Notamos que neste caso as curvas possuem um ajuste satisfatório, o que nos permite obter o tempo de decaimento quando a amplitude do sinal decai por um fator de $1/e$.

No gráfico 4-7 temos a comparação entre os valores de $fwhm_{eit}$ obtidos diretamente do espectro de EIT e os obtidos através do tempo de decaimento, pela equação (2.42). Observa-se que os valores obtidos através do tempo de decaimento são sistematicamente menores do que os obtidos diretamente. Uma possível explicação para este fato é que a medida de $fwhm_{eit}$ envolvendo o tempo de decaimento está livre de alargamento por potência, pois durante o tempo de armazenamento nenhum feixe está presente. Assim, esta pode ser uma possível maneira de se medir a largura de EIT livre de alargamento por potência.

O gráfico 4-8 mostra os valores de $fwhm_{eit}$ obtidos pelo tempo de decaimento em função dos valores de $fwhm_{eit}$ obtidos diretamente. Naturalmente a relação é linear cujo ajuste deveria ter uma inclinação de 45° , no entanto um possível alargamento por potência nas

medidas diretas ocasiona uma inclinação menor.

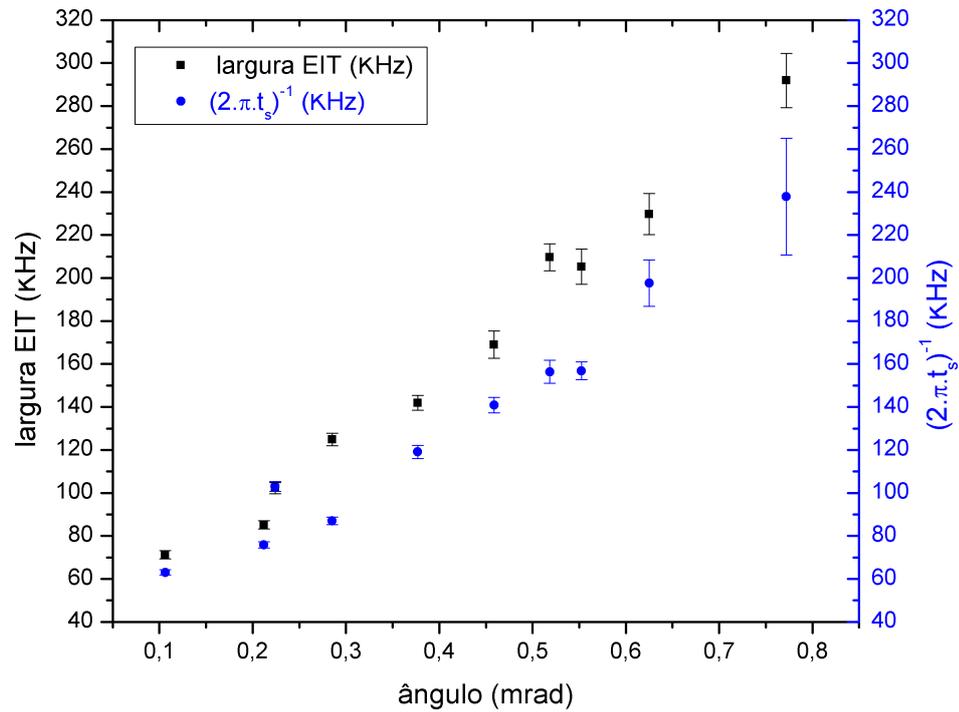


Figura 4-7: Dependência angular da largura a meia altura do sinal de EIT obtida diretamente e obtida através do tempo de decaimento

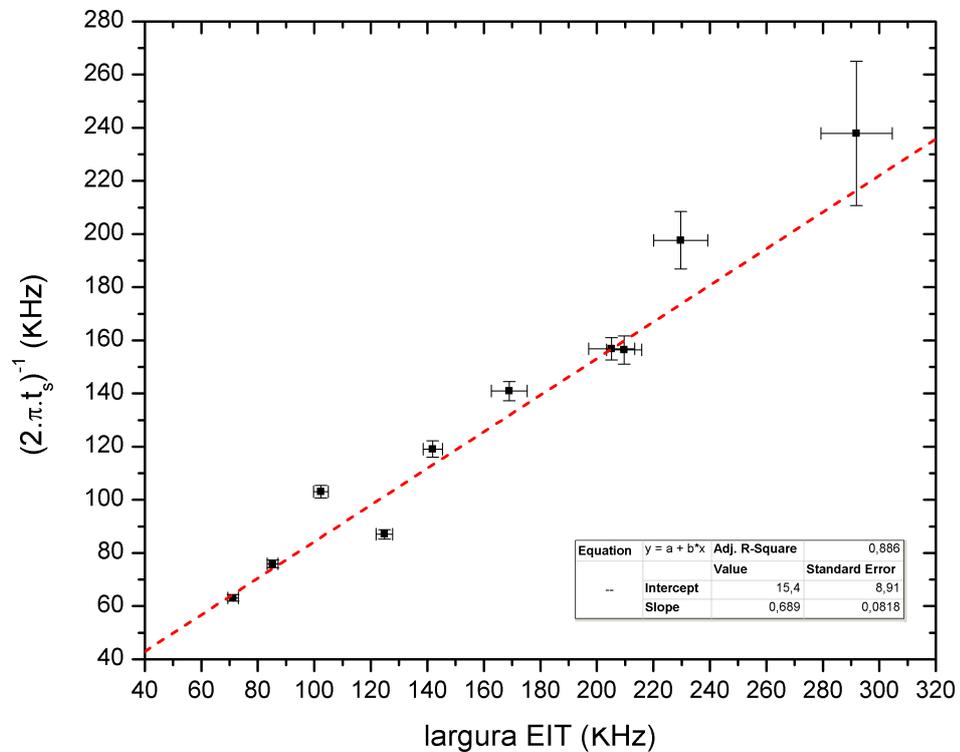


Figura 4-8: Corelação entre as larguras a meia altura de EIT obtidas diretamente e obtidas através dos tempos de decaimentos

4.2 Conclusão

Nesta dissertação, utilizamos um vapor de césio à temperatura ambiente para armazenar informações ópticas de um feixe de prova (amplitude, fase, polarização e direção). A partir da estrutura de níveis do césio, demonstramos como obtém-se um sistema de três níveis do tipo Λ manipulando as polarizações dos feixes incidentes. Utilizando este sistema, realizamos o estudo sobre sua evolução através das equações de Bloch e obtemos as equações para as coerências óticas e Zeeman perturbativamente considerando que um dos campos é muito mais intenso que o outro. Para compatibilizarmos esta consideração com os nossos resultados, mantivemos o feixe de acoplamento cerca de dez vezes mais intenso que o feixe de prova. Através da coerência ótica σ_{ab} obtivemos o espectro de EIT e através da coerência Zeeman viabilizamos o armazenamento de luz.

Foi proposto dois modelos para a descoerência do sistema, um que prevê o decaimento de população e coerência, e outro para o decaimento apenas da coerência dos estados fundamentais. Mostramos que para baixas intensidades, o bombeamento óptico compete diretamente com o decaimento de população dos estados fundamentais no primeiro modelo, a amplitude máxima de absorção é então proporcional à intensidade do feixe de acoplamento. Este caso não ocorre no modelo que inclui apenas decaimento de coerência, pois toda a população é bombeada para o estado que acopla o feixe de prova. Considerando os átomos em repouso, comparamos a largura a meia altura para ambos modelos e verificamos que são equivalentes. No entanto ao considerar o efeito do movimento dos átomos através de uma rotina de integração, notamos que a largura a meia altura do espectro de EIT no modelo que inclui decaimento de população e coerência possui um comportamento não linear para baixas intensidades, no entanto a partir de certa intensidade do feixe de acoplamento, ambos modelos são equivalentes. Por limitações do aparato experimental, não foi possível comprovar experimentalmente este comportamento.

Utilizando a expressão da coerência Zeeman discutimos e demonstramos como pode ser implementado o armazenamento de luz no vapor, bem como o surgimento da grade de coerência devido ao ângulo entre os feixes. Neste cenário, analisamos duas situações para o decaimento da coerência. Primeiro analisamos o efeito do movimento atômico sobre a

grade de coerência e como o contraste de sua modulação decai com o tempo. Neste caso, o decaimento da grade de coerência é uma gaussiana cujo o tempo de decaimento está relacionado ao período da grade, o que concorda bem com o rápido decaimento da intensidade do pulso recuperado a partir de certo ângulo. Também demonstramos que para ângulos muito pequenos a diminuição do contraste da grade não é o fator limitante para a perda de coerência, mas sim a própria perda de átomos coerentemente preparados da região de interação com os feixes. Criamos um modelo para este decaimento considerando a diminuição de densidade de coerência devido a expansão do volume coerentemente preparado com o tempo. Este modelo, apesar de ser muito simplificado, concorda bem com os resultados obtidos.

A montagem para o ajuste do ângulo foi essencial para determinarmos o ângulo entre os feixes com precisão, visto que o armazenamento está restrito a ângulos inferiores a 1 *mrad*. Após o ajuste e determinação do ângulo, obtivemos o espectro de EIT e de tempo de armazenamento associado. Assim pudemos caracterizar a relação da largura à meia altura do espectro de EIT e o tempo de armazenamento em função do ângulo. Fizemos a comparação entre a largura do espectro de EIT medido diretamente e a largura obtida através do tempo de decaimento, determinado pelo ajuste dos dados experimentais. Observamos que os valores obtidos para a largura de EIT pelo tempo de decaimento são sistematicamente menores do que os obtidos diretamente. Uma possível explicação é que essas medidas estão livres de alargamento por potência, visto que durante o tempo de armazenamento não há campos ópticos incidindo no meio.

4.3 Perspectivas

Conforme vimos, esta técnica de armazenamento está fortemente limitada ao movimento atômico. Podemos aumentar o tempo de armazenamento no vapor utilizando uma célula de césio com gás Buffer⁴. A presença deste gás diminui o livre caminho médio dos átomos de forma que o átomo permanece um tempo maior na região de interação com os feixes. Naturalmente a amostra é facilmente saturada e deve-se trabalhar com feixes de menores

⁴A célula também pode ser aquecida de forma a aumentar a densidade atômica

potências. Isto afeta diretamente a amplitude do pulso recuperado. Assim o próximo passo da nossa pesquisa é caracterizar a dependência angular na célula com este gás.

Em seguida, utilizando a célula com gás Buffer, pretendemos viabilizar o armazenamento de luz via eco de fótons [6] [16] que têm-se demonstrado uma promissora técnica de armazenamento e manipulação de luz para aplicações em óptica quântica [17]. Neste técnica também é possível recuperar a forma temporal de um pulso armazenado, o que não é possível na técnica que utilizamos.

Referências

- [1] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented na vapour. *Il Nuovo Cimento B Series 11*, 36(1):5–20, 1976.
- [2] M. A. Araújo, R. Silva, E. Lima, D. P. Pereira, and P. C. Oliveira. Measurement of gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis. *Appl. Opt.*, 48(2):393–396, Jan 2009.
- [3] E. Arimondo. V coherent population trapping in laser spectroscopy. volume 35 of *Progress in Optics*, pages 257 – 354. Elsevier, 1996.
- [4] K. J. Boller, A. Imamolu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2593–2596, May 1991.
- [5] G. C. Cardoso. Mistura de ondas via transferência de grade de população em Átomos frios. Master’s thesis, Departamento de Física - UFPE, 1998.
- [6] N. W. Carlson, W. R. Babbitt, T. W. Mossberg, L. J. Rothberg, and A. G. Yodh. Storage and time reversal of light pulses using photon echoes. *Opt. Lett.*, 8(9):483–485, Sep 1983.
- [7] P. R. S. Carvalho, L. E. E. Araujo, and J. W. R. Tabosa. Angular dependence of an electromagnetically induced transparency resonance in a doppler-broadened atomic vapor. *Phys. Rev. A*, 70:063818, Dec 2004.
- [8] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Advanced texts in physics. Springer, 2003.

- [9] O. Firstenberg, M. Shuker, A. Ron, and N. Davidson. *ijcolloquiumij*: Coherent diffusion of polaritons in atomic media. *Rev. Mod. Phys.*, 85:941–960, Jul 2013.
- [10] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77:633–673, Jul 2005.
- [11] H. M. Florez, L. S. Cruz, M. H. G. de Miranda, R. A. de Oliveira, J. W. R. Tabosa, M. Martinelli, and D. Felinto. Power-broadening-free correlation spectroscopy in cold atoms. *Phys. Rev. A*, 88:033812, Sep 2013.
- [12] C. J. Foot. *Atomic Physics (Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics)*. Oxford University Press, USA, 1 edition, February 2005.
- [13] B. S. Ham, P. R. Hemmer, and M. S. Shahriar. Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal. *Optics communications*, 144(4):227–230, 1997.
- [14] S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Physics Today*, 50:36–42, July 1997.
- [15] L. V. Hau, Z. Harris, S. E. and Dutton, and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397(6720):594–598, Feb 1999.
- [16] G. Hétet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler. Photon echoes generated by reversing magnetic field gradients in a rubidium vapor. *Opt. Lett.*, 33(20):2323–2325, Oct 2008.
- [17] Mahdi Hosseini, Ben M. Sparkes, Gabriel Hetet, Jevon J. Longdell, Ping Koy Lam, and Ben C. Buchler. Coherent optical pulse sequencer for quantum applications. *Nature*, 461(7261):241–245, Sep 2009.
- [18] A. Imamoglu and S. E. Harris. Lasers without inversion: interference of dressed lifetime-broadened states. *Opt. Lett.*, 14(24):1344–1346, Dec 1989.
- [19] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully. Stopping light via hot atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 86:628–631, Jan 2001.

- [20] Y-q Li and M. Xiao. Observation of quantum interference between dressed states in an electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 51:4959–4962, Jun 1995.
- [21] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409(6819):490–493, Jan 2001.
- [22] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press Inc., 2000.
- [23] D. Moretti. Armazenamento e manipulação de luz em coerências zeeman de átomos frios. Master’s thesis, Departamento de Física - UFPE, 2009.
- [24] D. Moretti, N. Gonzalez, D. Felinto, and J. W. R. Tabosa. Dynamics of bragg diffraction in a stored light grating in cold atoms. *Phys. Rev. A*, 78:023811, Aug 2008.
- [25] R. A. Oliveira. Espectroscopia de bragg em átomos frios coerentemente preparados. Master’s thesis, Departamento de Física - UFPE, 2010.
- [26] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 86:783–786, Jan 2001.
- [27] F. B. M. Santos and J. W. R. Tabosa. Application of electromagnetically induced transparency for cold-atom velocimetry. *Phys. Rev. A*, 73:023422, Feb 2006.
- [28] J. S. V. Santos. Mecanismos de descoerência entre subníveis zeeman em vapor atômico de césio. Master’s thesis, Departamento de Física - UFPE, 2013.
- [29] J. W. R. Tabosa and A. Lezama. Light grating storage in cold atoms. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40(14):2809, 2007.

Apêndice A

Cálculo das populações

Considerando as equações 2.23 e omitindo a ordem dos termos:

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \dot{i} * \sigma_{ac}^* \Omega_{ac} - \dot{i} \sigma_{ac} \Omega_{ac}^* \quad (1)$$

$$0 = \gamma_{ab} \sigma_{aa} - \gamma (\sigma_{bb} - \sigma_{bb}^o) \quad (2)$$

$$0 = \dot{i} * \sigma_{ac} \Omega_{ac}^* - \dot{i} * \sigma_{ac}^* \Omega_{ac} + \gamma_{ac} \sigma_{aa} - \gamma (\sigma_{cc} - \sigma_{cc}^o) \quad (3)$$

$$0 = -\Gamma_{ab} \sigma_{ab} + \dot{i} * \Omega_{ac} \sigma_{bc}^* \quad (4)$$

$$0 = -\Gamma_{ac} \sigma_{ac} + \dot{i} * \Omega_{ac} (\sigma_{cc} - \sigma_{aa}) \quad (5)$$

$$0 = \Gamma_{bc} \sigma_{bc} - \dot{i} * \sigma_{ab}^* \Omega_{ac} \quad (6)$$

Reescrevendo a equação (5):

$$\sigma_{ac} = \frac{\dot{i} * \Omega_{ac} (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{\Gamma_{ac}} \quad (7)$$

$$\sigma_{ac}^* = \frac{-\dot{i} * \Omega_{ac}^* (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{\Gamma_{ac}^*} \quad (8)$$

Substituindo (8) em (1):

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \left(\frac{\Omega_{ac}^* (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{\Gamma_{ac}^*} \right) \Omega_{ac} + \left(\frac{\Omega_{ac} (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{\Gamma_{ac}} \right) \Omega_{ac}^*$$

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \frac{|\Omega_{ac}|^2 \Gamma_{ac} (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{|\Gamma_{ac}|^2} + \frac{|\Omega_{ac}|^2 \Gamma_{ac}^* (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{|\Gamma_{ac}|^2}$$

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \frac{|\Omega_{ac}|^2 \Gamma_{ac} (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{|\Gamma_{ac}|^2} + \frac{|\Omega_{ac}|^2 \Gamma_{ac}^* (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{|\Gamma_{ac}|^2}$$

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \frac{(\Gamma_{ac} + \Gamma_{ac}^*) |\Omega_{ac}|^2 (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})}{|\Gamma_{ac}|^2}$$

Considerando:

$$\frac{(\Gamma_{ac} + \Gamma_{ac}^*) |\Omega_{ac}|^2}{|\Gamma_{ac}|^2} = \beta$$

$$\Gamma_{ac} = \gamma + \frac{\Gamma}{2} + i\delta_2$$

temos:

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \beta (\sigma_{cc} - \sigma_{aa})$$

$$0 = -(\gamma + \Gamma) \sigma_{aa} + \beta \sigma_{cc} - \beta \sigma_{aa}$$

$$0 = -(\gamma + \Gamma + \beta) \sigma_{aa} + \beta \sigma_{cc} \quad (9)$$

reunindo as equações (9), (2) e a condição de normalização:

$$-(\gamma + \Gamma + \beta) \sigma_{aa} + \beta \sigma_{cc} = 0 \quad (10)$$

$$\gamma \sigma_{aa} - \gamma \sigma_{bb} = -\gamma \sigma_{bb}^0 \quad (11)$$

$$\sigma_{aa} + \sigma_{bb} + \sigma_{cc} = 1 \quad (12)$$

reescrevendo o sistema em matriz na base $\{\sigma_{aa}, \sigma_{bb}, \sigma_{cc}\}$:

$$\begin{pmatrix} -\beta - \gamma - \Gamma & 0 & \beta & 0 \\ \gamma_{ab} & -\gamma & 0 & -\gamma \sigma_{bb}^0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_1 = -\mathbf{l}_1 / ((\gamma + \Gamma + \beta));$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -\frac{\beta}{\beta + \gamma + \Gamma} & 0 \\ \gamma_{ab} & -\gamma & 0 & -\gamma \sigma_{bb}^0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_2 = \mathbf{l}_1 * \gamma_{ab} - \mathbf{l}_2$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -\frac{\beta}{\beta + \gamma + \Gamma} & 0 \\ 0 & \gamma & -\frac{\beta \gamma_{ab}}{\beta + \gamma + \Gamma} & \gamma \sigma_{bb}^0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_2 = \frac{\mathbf{l}_2}{\gamma}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -\frac{\beta}{\beta + \gamma + \Gamma} & 0 \\ 0 & 1 & -\frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)} & \frac{\gamma \sigma_{bb}^0}{\gamma} \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_3 = \mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_3$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -\frac{\beta}{\beta + \gamma + \Gamma} & 0 \\ 0 & 1 & -\frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)} & \frac{\gamma \sigma_{bb}^0}{\gamma} \\ 0 & -1 & -1 - \frac{\beta}{\beta + \gamma + \Gamma} & -1 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_3 = \mathbf{l}_2 + \mathbf{l}_3$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -\frac{\beta}{\beta+\gamma+\Gamma} & 0 \\ 0 & 1 & -\frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \\ 0 & 0 & -1 - \frac{\beta}{\beta+\gamma+\Gamma} - \frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & -1 + \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_1 = \mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_3$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 + \frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & 1 - \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \\ 0 & 1 & -\frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \\ 0 & 0 & -1 - \frac{\beta}{\beta+\gamma+\Gamma} - \frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & -1 + \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_3 = \mathbf{l}_3 * \left(-\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) + \beta + (\beta \gamma_{ab}) / \gamma}{(\beta + \gamma + \Gamma)} \right)^{-1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 + \frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & 1 - \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \\ 0 & 1 & -\frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_2 = \mathbf{l}_2 * \left(-\frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)} \right)^{-1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 + \frac{\beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)} & 1 - \frac{\gamma \sigma_{bb}^c}{\gamma} \\ 0 & -\frac{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)}{\beta \gamma_{ab}} & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) \gamma \sigma_{bb}^c}{\beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_1 = \mathbf{l}_1 * \left(\frac{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)} \right)^{-1}$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma) + \beta \gamma_{ab}} & 0 & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & -\frac{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)}{\beta \gamma_{ab}} & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) \gamma \sigma_{bb}^c}{\beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_2 = \mathbf{l}_2 - \mathbf{l}_3$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma) + \beta \gamma_{ab}} & 0 & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & -\frac{\gamma (\beta+\gamma+\Gamma)}{\beta \gamma_{ab}} & 0 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) \gamma \sigma_{bb}^c}{\beta \gamma_{ab}} + \frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta+\gamma+\Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^c)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_1 = \mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_3$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} & 0 & 0 & -\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} + \frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & -\frac{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)}{\beta \gamma_{ab}} & 0 & -\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{bb}^0}{\beta \gamma_{ab}} + \frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_1 = \mathbf{l}_1 * \left(\frac{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)}{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \right)^{-1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \frac{\beta (\gamma - \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & -\frac{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)}{\beta \gamma_{ab}} & 0 & -\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{bb}^0}{\beta \gamma_{ab}} + \frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{l}_2 = \mathbf{l}_2 * \left(-\frac{\gamma (\beta + \gamma + \Gamma)}{\beta \gamma_{ab}} \right)^{-1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \frac{\beta (\gamma - \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 1 & 0 & \frac{\beta \gamma_{ab} + (2\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{bb}^0}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \end{pmatrix}$$

Verificando que a soma das populações deve ser 1:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\beta (\gamma - \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} + \frac{\beta \gamma_{ab} + (2\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{bb}^0}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} - \frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \right) \\ & \frac{1}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} (\beta (\gamma - \gamma \sigma_{bb}^0) + \beta \gamma_{ab} + (2\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{bb}^0 - (\beta + \gamma + \Gamma) (-\gamma + \gamma \sigma_{bb}^0)) \\ & \frac{1}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} \\ & (\beta \gamma - \beta \gamma \sigma_{bb}^0 + \beta \gamma_{ab} + 2\beta \gamma \sigma_{bb}^0 + \gamma \gamma \sigma_{bb}^0 + \Gamma \gamma \sigma_{bb}^0 + \gamma \beta + \gamma \gamma + \gamma \Gamma - \gamma \sigma_{bb}^0 \beta - \gamma \sigma_{bb}^0 \gamma - \gamma \sigma_{bb}^0 \Gamma) \\ & \frac{1}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} (2\beta \gamma + \beta \gamma_{ab} + \gamma \gamma + \gamma \Gamma) \\ & \frac{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}} = 1 \end{aligned}$$

Assim, têm-se:

$$\sigma_{aa}^{(0)} = \frac{\beta (\gamma - \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}}$$

$$\sigma_{bb}^{(0)} = \frac{\beta \gamma_{ab} + (2\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{bb}^0}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}}$$

$$\sigma_{cc}^{(0)} = \frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (\gamma - \gamma \sigma_{bb}^0)}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}}$$

Apêndice B

Integração em velocidade

(* definicoes *)

$$\beta = \frac{(2\gamma + \Gamma) \Omega_{ac} \text{Conjugate}[\Omega_{ac}]}{\left(\gamma + \frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \delta^2};$$

$$\gamma_{ab} = 0.5;$$

$$\gamma_{ac} = 0.5;$$

$$\Gamma_{ab} = \gamma + \frac{\Gamma}{2} + i \delta_1;$$

$$\Gamma_{ac} = \gamma + \frac{\Gamma}{2} + i \delta_2;$$

$$\Gamma_{bc} = -\gamma - \gamma_g + i (\delta_1 - \delta_2);$$

$$\delta_1 = \mathbf{x} + \mathbf{k}\mathbf{v};$$

$$\delta_2 = \delta_0 + \mathbf{k}\mathbf{v};$$

(* populacoes *)

$$p_{oaa} = \frac{\beta (\gamma - \gamma \sigma_{obb})}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}};$$

$$p_{obb} = \frac{\beta \gamma_{ab} + (2\beta + \gamma + \Gamma) \gamma \sigma_{obb}}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}};$$

$$p_{occ} = \frac{(\beta + \gamma + \Gamma) (\gamma - \gamma \sigma_{obb})}{\gamma (2\beta + \gamma + \Gamma) + \beta \gamma_{ab}};$$

$$\sigma_{ab} =$$

$$\frac{i \Omega_{ab} (\text{Conjugate}[\Gamma_{ac}] \text{Conjugate}[\Gamma_{bc}] (p_{obb} - p_{oaa}) + \Omega_{ac} \text{Conjugate}[\Omega_{ac}] (p_{occ} - p_{oaa}))}{\Gamma_{ab} \text{Conjugate}[\Gamma_{ac}] \text{Conjugate}[\Gamma_{bc}] - \Omega_{ac} \text{Conjugate}[\Omega_{ac}] \text{Conjugate}[\Gamma_{ac}]}$$

;

$$\sigma_{ab} / .$$

$$\{\Gamma \rightarrow 1, \Omega_{ab} \rightarrow 0.0001, \Omega_{ac} \rightarrow 0.01, \gamma \rightarrow 0.001, \gamma_g \rightarrow 0, \sigma_{obb} \rightarrow 0.5, \delta_0 \rightarrow 0, \mathbf{k}\mathbf{v} \rightarrow 272.86\} /$$

```

(* Rotina de integracao *)

(* apaga qualquer valor e definição na variavel fwhmxeit -
onde será armazenada a relação freq_rabi_feixe_forte x FWHM *)
Clear[fwhmxeit];
(* define fwhmxeit como um vetor nulo *)
fwhmxeit = {};
(* define valores:
coup - frequencia de rabi do feixe forte
coupmax - valor máximo da frequencia de rabi do feixe forte
couppitch- passo de variação da frequencia de rabi do feixe forte
tmax - dessintonia máxima do feixe fraco
ymin=
onde será armazenado o valor mínimo da integração para um determinado coup
ymin= onde será armazenado o valor máximo
da integração para um determinado coup
*)
coup = 0.4; coupmax = 1; couppitch = 0.02; tmax = 0.02; ymin = 0; ymax = 0;
(* loop incremento freq rabi do feixe forte *)
While[coup ≤ coupmax,
  (* define os parametros da coerência *)
  σoab = σab /. {
    Γ → (γab + γac),
    Ωab → 0.0001,
    Ωac → coup,
    γ → 0.001,
    γg → 0,
    σobb → 0.5,
    δo2 → 0
  };
  Clear[t, x, j, curve, yold]; t = 0; curve = {}; yold = 0; findmax = 0; tpitch = 0.001;
  (* loop para incremento da
  dessintonia do feixe probe e integração em velocidade *)
  While[t < tmax,
    (* verifica se a região do FWHM foi alcançada e redefine a região
    de varredura e o passo para determinar o máximo do espectro *)
    If[t + tpitch ≥ tmax && findmax == 0, findmax = 1; tpitch *= 20; tmax *= 60];
    (*Print[yold, " ", t, " ", tpitch, " ", tmax, " ", findmax];*)
    (* define constantes e a função a ser integrada em velocidade *)

$$j = \frac{\sigma_{oab} * \text{Exp}\left[-\left(\frac{kv}{272.86}\right)^2\right]}{u * N[\text{Sqrt}[\text{Pi}]]} /. \{$$

    u → 193.74,
    x → t
  };
  y = Im[NIntegrate[j, {kv, -1000, 1000}, MaxRecursion → 1000, WorkingPrecision → 24,
    PrecisionGoal → 10, AccuracyGoal → 10, Method → "GlobalAdaptive"]] // Quiet;
    (* guarda a dessintonia e integração atual em um vetor (espectro) *)

```

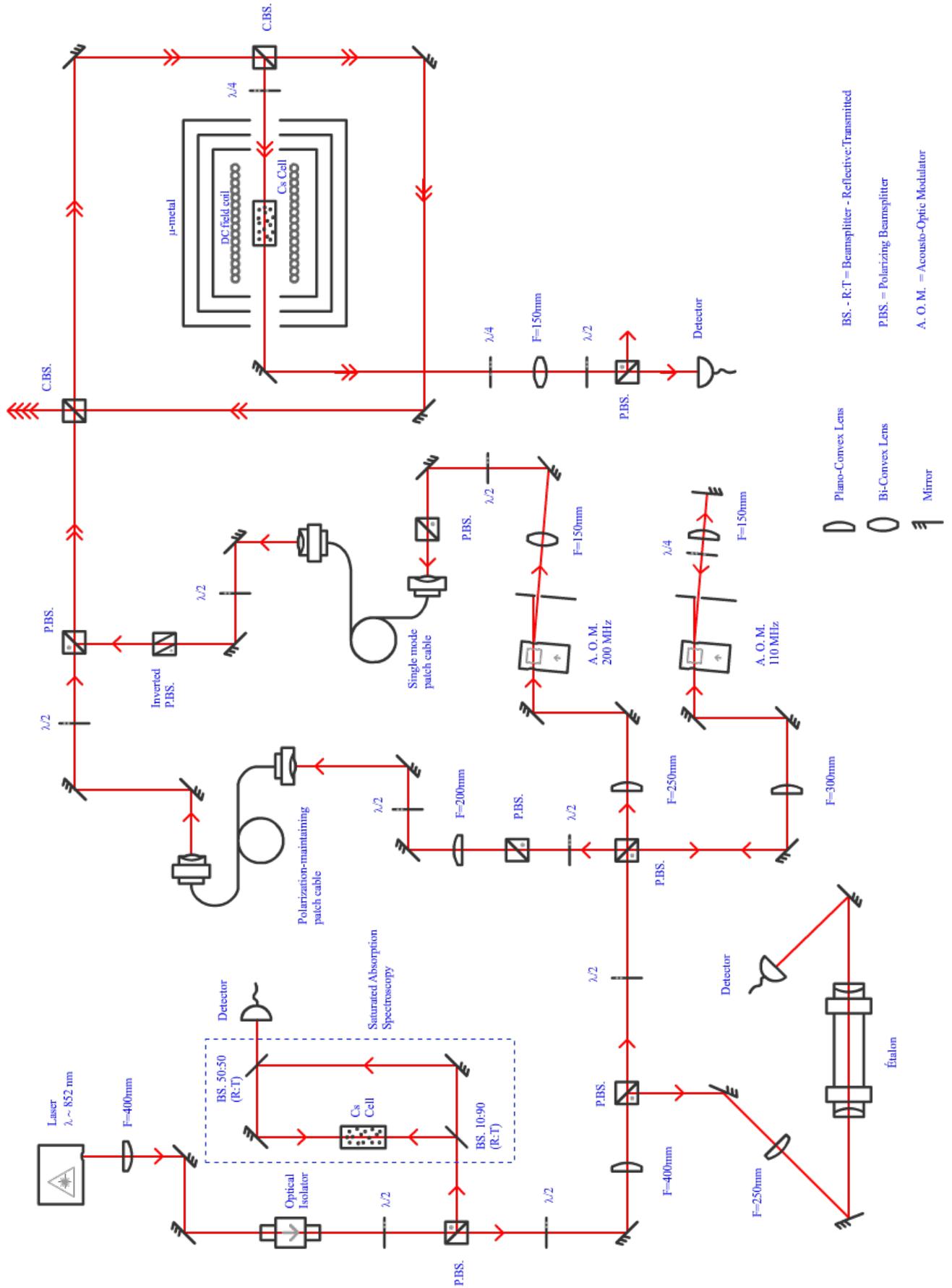
```

curve = Append[curve, {t, y}];
(* se dessintonia igual a zero, guarda o valor mínimo do espectro *)
If[t == 0, ymin = y];
(*Print[t, ", ", y, ", "m];*)
(* se valor atual da integração for maior do que o valor anterior,
guarda ele como máximo *)
If[y > yold, ymax = y; m = 0, m += 1];
If[m > 20, t = tmax * 1.1];
(* guarda integração atual para ser utilizada no próximo loop *)
yold = y;
(* incrementa a dessintonia para o proximo loop *)
t = t + tpitch
];
(* define "pasta + arquivo.csv" - Ex. coup=0.001 => arquivo=0_001.csv *)
path = "/home/allanjohnes/Desktop/largura_eit_pot/gamma-2/" <>
StringReplace[ ToString[coup], "." -> "_" ] <> ".csv";
Print[path];
(* Salva "pasta + arquivo.csv" *)
Export[path, curve];
(* Valor da integração (absorção) à meia altura *)
ymed =  $\frac{ymax + ymin}{2}$ ;
Clear[fwhm, desvio, i, z];
i = 1; fwhm = {}; z = Infinity;
(* loop para encontrar valor mais próximo à meia altura (ymed) *)
While[ i < Length[curve],
(* valor absoluto da diferença entre ymed e um ponto da curva *)
desvio = Abs[ymed - curve[[i, 2]]];
(* o ponto como menor diferença é armazenada como fwhm *)
If[desvio <= z, z = desvio; fwhm = curve[[i]]];
(*Print[desvio, ", ", fwhm, curve[[i]]];*)
i++;
];
(* Imprime na tela valor y_máximo, y_mínimo e o ponto da fwhm *)
Print[ymax, ", ", ymin, ", ", ymed, ", ", fwhm[[1]], ", ", fwhm[[2]]];
(* Guarda valor freq._rabi_feixe_forte,
y_máximo, y_mínimo e o ponto da fwhm *)
fwhmxeit = Append[fwhmxeit, {coup, ymax, ymin, ymed, fwhm[[1]], fwhm[[2]]}];
(* atualiza valor máximo da dessintonia para o próximo loop-
coup como 2*y_fwhm *)
tmax = N[fwhm[[1]] * 2, 2];
(* incrementa freq rabi feixe forte *)
coup = coup + coupitch
];
(* salva relação freq_rabi_feixe_forte x FWHM *)
path2 = "/home/allanjohnes/Desktop/largura_eit_pot/gamma-2/fwhmxeit-1.csv";
Export[path2, fwhmxeit];

```

Apêndice C

Esquema experimental



A. O. M. = Acousto-Optic Modulator

P.B.S. = Polarizing Beamsplitter

BS - R:T = Beamsplitter - Reflective:Transmitted

Mirror

Bi-Convex Lens

Plano-Convex Lens

Étalon

Detector

F=250mm

F=400mm

$\lambda/2$

$\lambda/2$

P.B.S.

$\lambda/2$

$\lambda/2$

Optical Isolator

F=400mm

Detector

Saturated Absorption Spectroscopy

Cs Cell

BS, 50:50 (R:T)

BS, 10:90 (R:T)

Laser $\lambda \sim 852 \text{ nm}$

F=300mm

F=250mm

$\lambda/4$

F=150mm

A. O. M. 200 MHz

$\lambda/2$

P.B.S.

$\lambda/2$

Single mode patch cable

Polarization-maintaining patch cable

Inverted P.B.S.

$\lambda/2$

P.B.S.

$\lambda/2$

C.B.S.

$\lambda/4$

Detector

P.B.S.

F=150mm

$\lambda/4$

C.B.S.

μ -metal

DC field coil

Cs Cell