

Relatório Final – F690 A

ESPECTROSCOPIA DE ABSORÇÃO SATURADA E
TRANSPARÊNCIA INDUZIDA
ELETROMAGNETICAMENTE EM VAPOR ATÔMICO
DE SÓDIO



Aluna: Larissa Gaydutschenko

Orientador: Luís Eduardo Evangelista de Araujo

Grupo de lasers e aplicações – Departamento de Eletrônica Quântica

Instituto de Física “Gleb Wataghin” – UNICAMP

Resumo dos resultados alcançados:

O projeto total, apresentado às disciplinas de F590 e F690 teve como objetivo a implementação de três experimentos (espectroscopia, EIT e Hanle-EIT), bem como a posterior análise dos espectros obtidos.

Durante os dois semestres de trabalho, contemplados com o auxílio da Pibic, foi possível montar todo o aparato experimental, por diversas vezes de fato fabricando parte da instrumentação necessária, e realizar os três experimentos propostos, ainda que um deles tenha fornecido resultados inconclusivos.

Para a espectroscopia de absorção saturada foram obtidos espectros para as duas linhas (D_1 e D_2) do sódio, utilizando duas células diferentes (com e sem o gás buffer). O semestre apresentado à disciplina corresponde, conforme o projeto, aos espectros obtidos para a segunda célula, que neste relatório serão comparados àqueles obtidos com a primeira.

O experimento de EIT também foi realizado com as duas células. Diversas medidas de caracterização da transparência eletromagneticamente induzida foram realizadas, variando a potência do feixe de bombeio.

No caso do experimento de Hanle-EIT, também implementado, não foi possível observar a estrutura hiperfina nos espectros obtidos. Ainda não há uma explicação exata para o motivo pelo qual o experimento não funcionou corretamente.

Aqui serão apresentados os resultados finais dos seis meses de trabalho apresentados à disciplina de F690, correspondentes ao segundo semestre de iniciação científica.

Introdução:

Foi implementado o experimento de espectroscopia de absorção saturada, neste semestre, com a célula de sódio sem o gás inerte. Os espectros obtidos durante o primeiro semestre de projeto. O experimento consiste em uma técnica relativamente simples, muito utilizada para medir espectros atômicos de pequena largura em vapor atômico com alargamento Doppler da ordem de 1GHz [1]. A técnica é limitada apenas pela largura natural da transição atômica (para as linhas D do sódio, estudadas neste projeto, essa largura é 10MHz).

A figura 1 ilustra a técnica aplicada. Dois feixes de laser contra-propagantes são enviados através de uma célula de vidro contendo vapor atômico do elemento que se deseja estudar. Neste caso foi usado o vapor atômico de sódio. Um dos feixes, chamado feixe de sonda, é mais fraco e incide na célula contra-propagante a um segundo feixe, chamado feixe de bombeio, mais forte. Os dois feixes provêm do mesmo laser, de forma que possuem exatamente a mesma frequência. Varrendo-se a

freqüência deste laser, é possível monitorar a absorção sofrida pelo feixe de sonda, através de um fotodetector, posicionado na saída da célula. Como os átomos dentro da célula estão em forma de vapor, suas velocidades são suficientemente altas para que eles percebam a freqüência do laser incidente com uma dessintonia causada pelo efeito Doppler. Sendo assim, se a freqüência incidente for igual a $\nu_0 - \Delta\nu$, onde ν_0 é a freqüência da transição atômica e $\Delta\nu$ a dessintonia vista pelo átomo devido ao efeito Doppler, então o feixe de sonda é absorvido por todos os átomos com velocidade ao longo da propagação do laser $u = c \cdot \Delta\nu / \nu_0$, pois para esses átomos a freqüência do feixe de sonda está deslocada pelo efeito Doppler exatamente para a freqüência da transição. Para todos os outros átomos, a freqüência incidente permanece fora de ressonância e por isso eles não contribuem para a absorção. O feixe de bombeio permanece com a freqüência ainda mais deslocada para esses átomos, pois este se propaga na direção oposta ao feixe de sonda.

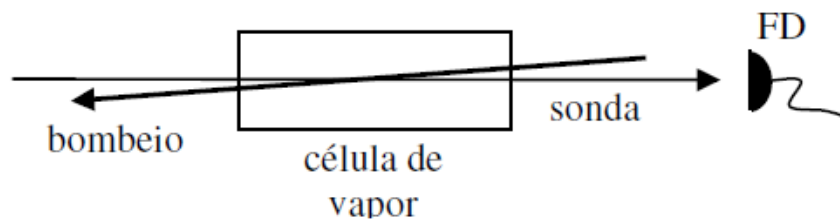


Figura 1: Esquema experimental para espectroscopia de absorção saturada. FD é um fotodetector.

Sendo assim, para as freqüências $\nu \neq \nu_0$ a absorção do feixe de sonda independe da presença do feixe de bombeio. No entanto, para a freqüência $\nu = \nu_0$ somente os átomos que só têm velocidade perpendicular à propagação dos feixes ($u=0$) absorvem os fótons, pois para eles não há dessintonia Doppler. Sendo assim, para esses átomos tanto o feixe de sonda quanto o feixe de bombeio estão em ressonância. Como o feixe de bombeio é forte o suficiente para excitar uma boa parte dos átomos, este satura a absorção do feixe de sonda. Portanto, para o caso de $\nu = \nu_0$, a absorção do feixe de sonda é muito menor na presença do feixe de bombeio do que na ausência dele.

O espectro obtido, portanto, corresponde a um perfil Doppler largo com picos estreitos nas freqüências que correspondem às transições atômicas. Também é possível observar picos correspondentes à chamada ressonância *cross-over*, gerados por átomos que se movem a velocidades para as quais o feixe de bombeio se encontra em ressonância com uma transição atômica, e o feixe de sonda com outra [2].

A implementação deste experimento serviu para identificar as transições do Na, de maneira que fosse possível sintonizar o laser de corante nas freqüências corretas para os experimentos de transparência induzida eletromagneticamente (do inglês EIT, *electromagnetically induced transparency*) [3], posteriormente realizados.

As propriedades óticas de um sistema quântico podem ser estudadas de diversas maneiras. Efeitos de coerência e interferência podem ser um caminho para determinação destas propriedades. A transparência eletromagneticamente induzida é um fenômeno dessa natureza. Sob efeito de EIT, um meio normalmente opaco torna-se transparente à radiação laser ressonante. Acontece também um aumento da dispersão do meio em torno da ressonância. Entre as várias aplicações de EIT, encontram-se a propagação lenta da luz [4], o armazenamento de pulsos de luz em um meio atômico [5], a amplificação e a oscilação laser na ausência de inversão [6] e a não-linearidade ótica gigante [7].

A transparência induzida eletromagneticamente é um fenômeno observado em sistemas de três níveis, como aquele ilustrado na figura 2(a). É preciso que das três transições atômicas entre os níveis, duas delas sejam dipolo permitidas e uma delas não seja. Um feixe de prova, com frequência de Rabi, Ω_p , é responsável por conectar o estado fundamental $|0\rangle$ ao estado excitado $|1\rangle$. Na ausência de um feixe de acoplamento (Ω_c), esse feixe é absorvido pelo meio, quando em ressonância. Como a potência do feixe de prova é bastante baixa, a frequência Ω_p do feixe de prova não é forte o suficiente para alterar de forma significativa a população do estado fundamental. No entanto, quando o feixe de acoplamento é ligado, sendo que este tem uma frequência de Rabi $\Omega_c \gg \Omega_p$, ocorre o aparecimento de uma janela de transparência no centro da curva de absorção do sistema original, entre os dois níveis $|0\rangle$ e $|1\rangle$. A figura 2(b) mostra a absorção do feixe de prova em função de sua dessintonia (em relação à transição $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$) na ausência e na presença do feixe de acoplamento. Na ressonância, não ocorre absorção quando o feixe de acoplamento está presente.

Uma explicação clássica de EIT seria dizer que, para eliminar o efeito de um meio sobre um feixe propagante, basta impedir que os elétrons se movam, pois se eles não se movem, não contribuem para a constante dielétrica. O “não-movimento” ocorre se, a cada frequência aplicada, os elétrons forem dirigidos por duas forças senoidais de diferentes fases. Como átomos devem ser tratados quanticamente, e em quântica sempre se tratam as amplitudes de probabilidade e os valores esperados das coordenadas dos elétrons, o que acontece é que a amplitude de probabilidade do esta-

(a)

(b)

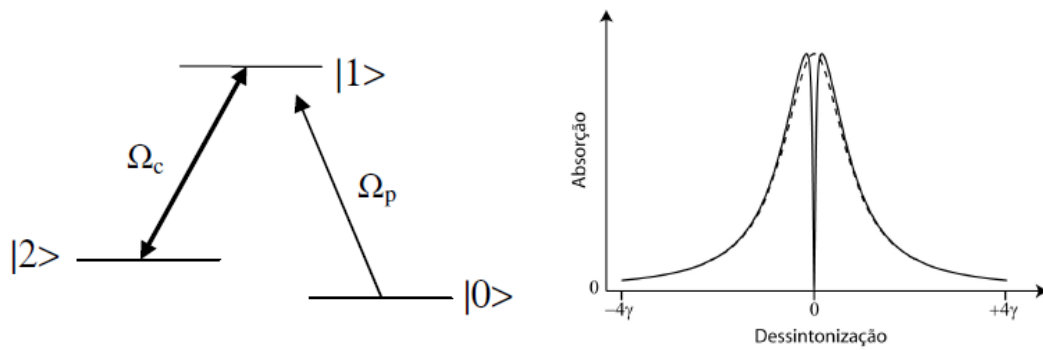


Figura 2(a): Esquema de níveis de energia para átomos interagindo com dois campos eletromagnéticos próximos da ressonância e 2(b): O mesmo sistema no formalismo do átomo vestido pelo campo Ω_c . Os dois estados excitados do átomo vestido são indistinguíveis se a separação entre eles, dada pela frequência de Rabi Ω_c do laser de acoplamento, for menor do que a largura natural do estado $|1\rangle$: $\Omega_c < \gamma$.

do $|1\rangle$, ainda na figura 2, é dada por dois termos de igual magnitude porém com sinais contrários. Um dos termos é proporcional à amplitude de probabilidade do estado fundamental $|0\rangle$. O outro termo tem fase oposta e é proporcional à amplitude de probabilidade do estado $|2\rangle$. Esses termos têm a mesma frequência Ω_p e se anulam de forma que a amplitude de probabilidade do estado $|1\rangle$ e o valor esperado da amplitude do movimento senoidal em cada uma das frequências aplicadas é zero. A coerência entre a transição do estado fundamental $|0\rangle$ e o estado $|2\rangle$ com o campo aplicado em Ω_c acaba com a defasagem necessária para que ocorra o cancelamento.

Na figura 3 consta o esquema de níveis de energia da linha D_1 do sódio. O Na só possui um isótopo estável, de massa atômica 23 e spin nuclear $3/2$. A transição entre os estados fundamental e excitado ocorre próximo a 589 nm, pico de fluorescência do corante Rodamina 590, usado nos lasers de corante pertencentes ao grupo de lasers. EIT no Na pode ser observado explorando, por exemplo, as transições da linha D_1 [8]. Neste caso o feixe de prova conectaria o estado fundamental $F=1$ (nível $|0\rangle$ de energia da figura 2) e o estado excitado $F' = 1$ ou $F' = 2$ (nível $|1\rangle$). O feixe de acoplamento conectaria o estado fundamental $F = 2$ (nível $|2\rangle$) ao nível $|1\rangle$.

Na figura 4 consta um esquema experimental para a observação de EIT em uma célula de sódio. A transmissão do feixe de prova, na presença do feixe de bombeio co-propagante através da célula, é monitorada por um fotodetector.

Para o experimentos que fazem uso da degenerescência Zeeman dos níveis hiperfinos é necessário uma blindagem da amostra de vapor a campos magnéticos espúrios. Sendo assim, a célula de Na é revestida por um material chamado μ -metal [9]

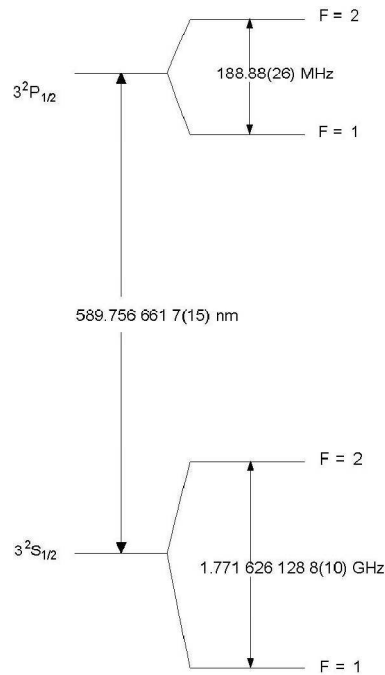


Figura 3: Esquema dos níveis de energia da linha D_1 do sódio.

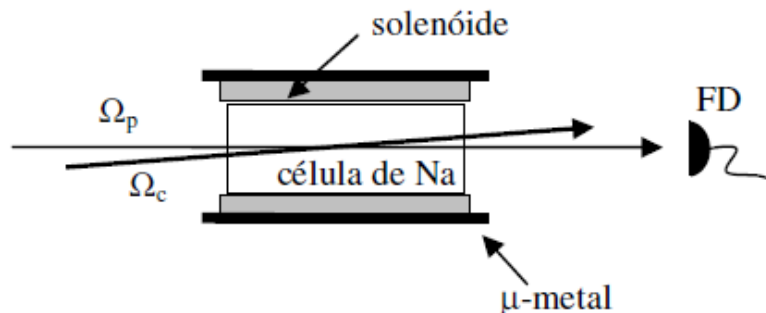


Figura 4: Esquema experimental para observação de EIT, onde FD é um fotodetector.

que tem propriedades de isolamento magnético, mantendo, então, a célula isolada. Para controlar o valor do campo magnético ao qual a célula é submetida, um campo longitudinal pode ser aplicado através de um solenóide construído ao redor da célula de sódio. Assim, ao invés de varrer a frequência do laser, é possível sintonizar os estados atômicos aos lasers varrendo o campo magnético aplicado, gerado pelo solenóide. Esse método é conhecido por Hanle-EIT [10].

Materiais e métodos utilizados:

Célula de sódio e aparato para Hanle-EIT

Para todos os experimentos realizados foi utilizada uma célula de sódio, ilustrada na figura 5(a), com as dimensões especificadas em amarelo. Tal célula consiste em um cilindro de vidro de 7,5 cm de comprimento e 2,5 cm de diâmetro,

com janelas de quartzo. Além do sódio sólido, a célula inicial continha 30 torr de gás “buffer” de neônio. Essa célula foi aquela utilizada durante o primeiro semestre do projeto. Os espectros obtidos com ela serão comparados, neste relatório, àqueles para a nova célula. Usando um fio resistivo de aço de espessura de cerca de 0,34 mm, foi feito um solenóide de aquecimento ao redor das extremidades da célula. Uma grande extensão do fio de aço foi encapada com fita teflon, material isolante e que atura bem altas temperaturas (até cerca de 260 °C), mantendo a espessura do fio praticamente igual.

Então a segunda célula foi preparada, a célula que não continha o gás inerte. As características dessa nova célula são praticamente as mesmas, exceto pela presença de gás “buffer”. As dimensões da nova célula são 10 cm de comprimento por 5,5 cm de diâmetro. As janelas da nova célula, ao contrário das janelas da primeira célula, são completamente perpendiculares ao eixo do cilindro. Na primeira célula as janelas tinham uma leve inclinação em relação ao eixo. A figura 5(b) mostra uma foto dessa nova célula. A nova célula foi comprada para melhorar a resolução dos espectros de absorção saturada obtidos, já que não ocorre o alargamento dos picos pela presença do gás. Após uma série de tentativas a configuração final de aquecimento ótima obtida encontra-se na figura 6.

No entanto, para o experimento de Hanle-EIT foi necessário um solenóide externo à célula, que controlasse o campo magnético gerado em seu interior. Para obter os dados da temperatura na extremidade da célula em função da corrente aplicada ao fio resistivo foi necessário levar em conta que todo o sistema estaria envolvido pelo solenóide correspondente ao experimento de Hanle-EIT e também pelo material μ -metal. Isso interfere no valor final da temperatura. Foram feitos, então, dois solenóides, um para cada célula. O fio de cobre utilizado tinha espessura de 0,4 mm e cobriu um tubo de vidro que envolve toda a célula, completando 1200 voltas. A figura 7 mostra uma foto do solenóide pronto, bem como suas dimensões, especificadas em amarelo.

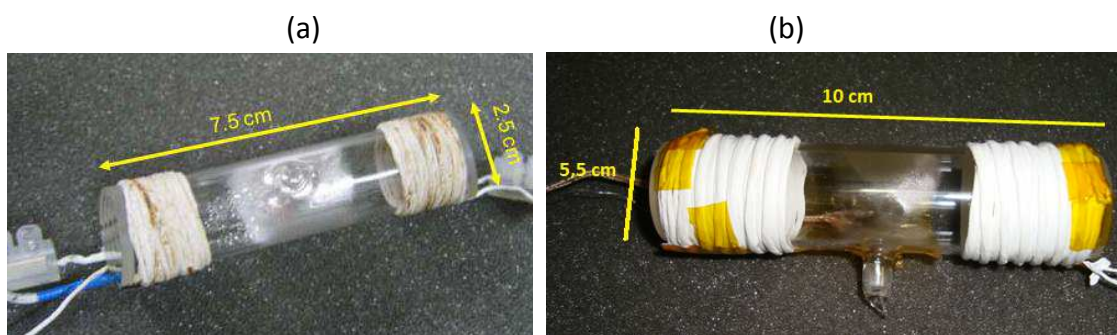


Figura 5: (a) Primeira e (b) segunda células de sódio, com dimensões indicadas em amarelo.



Figura 6: Foto do esquema final de aquecimento, já com o μ -metal.

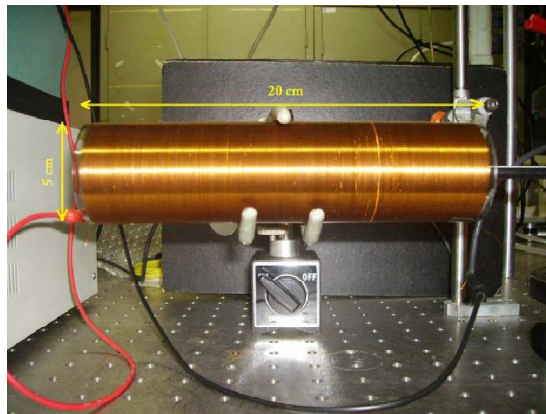


Figura 7: Solenóide final com 1200 volts para experimento de Hanle-EIT.

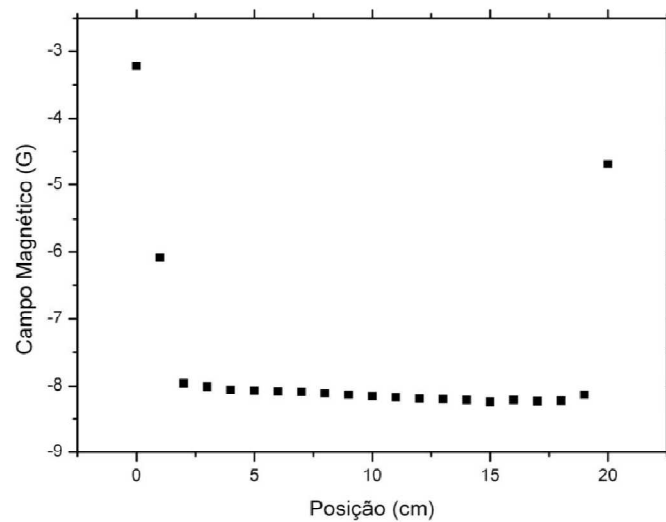


Figura 8: Homogeneidade do campo magnético gerado pelo solenóide representada por um gráfico do campo magnético medido em função da posição da ponta de prova do gaussímetro no eixo do solenóide.

A caracterização do campo magnético gerado pelo solenóide na célula foi realizada com a ajuda de um gaussímetro, utilizado para medir o valor do campo em um ponto específico do eixo do solenóide em função da corrente aplicada ao fio. O solenóide já estava encapado com μ -metal, que isolou a célula em seu interior de campos magnéticos externos, conforme mencionado na introdução. As medidas foram plotadas com a ajuda do programa Origin. A figura 8 mostra a homogeneidade do campo obtido, um gráfico do campo magnético em função da ponta de prova no eixo do solenóide. A linha sólida em vermelho na figura 9 é a curva teórica prevista para o campo magnético em função da corrente aplicada, sendo o campo magnético teórico dado pela fórmula:

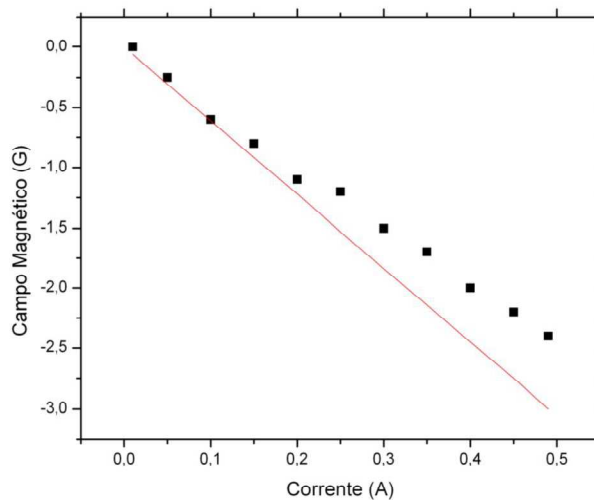


Figura 9: Curva teórica prevista para o campo magnético em função da corrente aplicada. Pontos experimentais em preto e curva teórica em vermelho.

$$B = \mu_0 \cdot n \cdot i, \quad (I)$$

onde B é o campo magnético, μ_0 é a constante de permeabilidade magnética do vácuo, n é o número de voltas do solenóide e i é a corrente que percorre cada volta do fio [11].

Para fixar a célula dentro da bobina, já pronta, foram utilizados suportes feitos com teflon, que além de isolante elétrico é um bom isolante térmico. Finalmente, foram realizadas medidas para a caracterização da temperatura em função da corrente aplicada, para o sistema de aquecimento da célula de sódio. Foram coletadas utilizando-se um termopar preso a uma das janelas e aumentando periodicamente a corrente no fio resistivo. Os dados obtidos foram plotados em um gráfico que consta como figura 10, um gráfico da temperatura em função da corrente. Posteriormente um segundo termopar foi posicionado no centro da célula para que a temperatura lá também fosse monitorada. Esse termopar marca, em média, cerca de 20 °C a menos do que a temperatura medida para as janelas.

Montagem experimental para espectroscopia de absorção saturada

O aparato para espectroscopia de absorção saturada requer somente um laser, do qual são tirados dois feixes, um mais forte e um mais fraco, que incidem sobre a célula contra-propagantes. O laser utilizado foi um laser de corante da Coherent, Rodamina 590. Foi utilizado um fotodetector, e diversos aparatos óticos, como lentes, espelhos, placas de vidro e placas de onda e também uma cavidade de Fabry-Perot [12], utilizada para a calibração. O esquema experimental se encontra na figura 11. Tudo foi montado sobre uma mesa ótica com fluxo laminar.

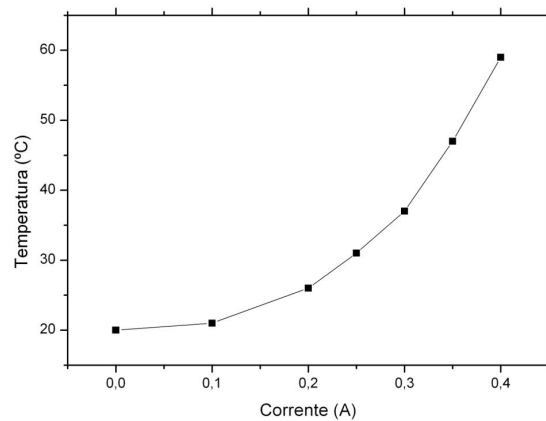


Figura 10: Temperatura medida na extremidade da célula em função da corrente aplicada ao sistema de aquecimento. A linha é só um guia para os olhos.

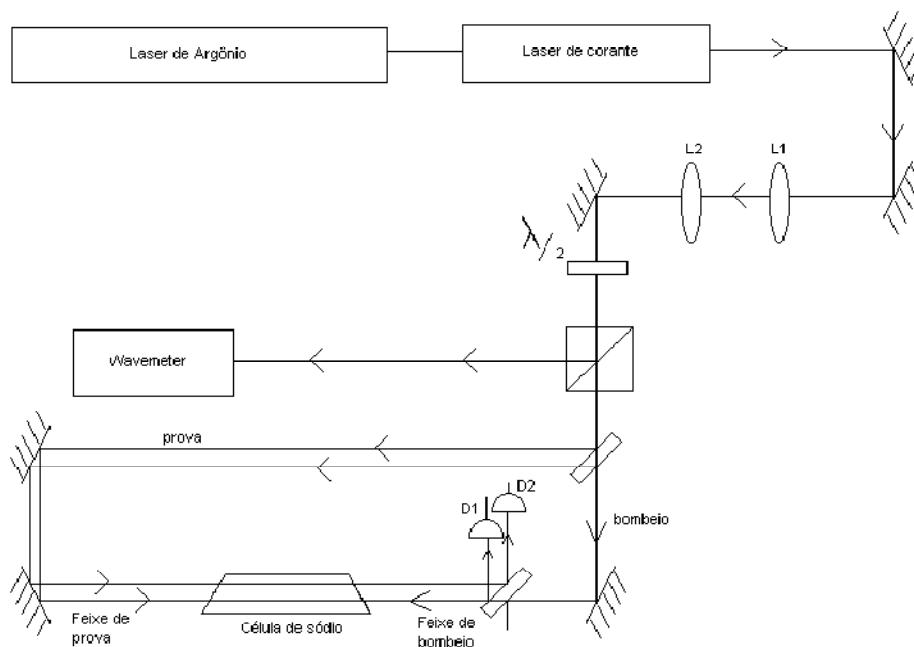


Figura 11: Esquema experimental implementado para espectroscopia de absorção saturada.

Para obter os espectros foi utilizado um osciloscópio Tektronix, modelo TDS3034B, digital, que enviou para um computador, através de um cabo GPIB, todos os dados obtidos. Isso foi realizado através de um programa feito com a ajuda do software Lab View. Este programa salvou os dados coletados por todos os canais do osciloscópio e os digitalizou, de forma que pudessem ser plotados, novamente, com a ajuda do programa Origin. Para acertar o comprimento de onda desejado para o laser foi utilizado um “wavemeter” da marca Burleigh, modelo WA1000. O laser de corante Rodamina 590 emite radiação nos comprimentos de onda necessários para acessar as transições D_1 e D_2 do sódio.

No esquema experimental, o laser de argônio bombeia o laser de corante, que tem seu feixe com potência de cerca de 500 mW e emite em comprimentos de onda em torno de 589 nm. Seu feixe é colimado por um “telescópio” formado por duas lentes L_1 e L_2 e é enviado para uma placa de meia onda. De lá, passa pelo beam splitter que divide o feixe em duas partes. Uma delas vai para o “wavemeter” (onde verificamos qual o comprimento de onda do laser). A outra parte é enviada através de uma placa de vidro, de onde seguem, com menor intensidade, dois feixes (feixes de prova) que passam pela célula. Um deles é alinhado de forma a ser contrapropagante ao feixe de bombeio, mais intenso, provindo da outra parte do feixe inicial que passou pela placa. A detecção desse feixe no fotodetector D_1 fornece o espectro de absorção saturada. A detecção do segundo feixe de prova fornece apenas o perfil Doppler de absorção, já que a distribuição de velocidades dos átomos dentro da célula faz com que cada um deles se encontre em ressonância em um comprimento de onda diferente e, à medida que o a frequência do laser varia com a varredura esses átomos passam se encontram em ressonância, absorvendo os fótons incidentes.

Os espectros de absorção saturada para as linhas D_1 e D_2 do sódio, bem como o perfil Doppler, obtido pela detecção do feixe de sonda quando o feixe de prova está desligado, encontram-se na seção de resultados. Constam os espectros obtidos para as duas células, com e sem gás “buffer”.

Montagem experimental para observação de EIT

Para o experimento de EIT, conforme a teoria apresentada na introdução, os dois lasers de corante foram utilizados. Enquanto um deles varria as frequências ou outro permanecia ‘locado’ na transmissão atômica da linha estudada. Os dois lasers utilizados foram lasers de corante Rodamina 590. Ambos os lasers já pertenciam ao grupo.

A montagem experimental foi realizada conforme a figura 12. O segundo laser de corante foi introduzido de maneira a atingir o primeiro beam splitter da montagem para o experimento de espectroscopia de absorção saturada. Os feixes dos dois lasers

ficam sobrepostos e co-propagantes dentro da célula de sódio. Foi necessário bloquear o feixe-contrapropagante residual do experimento de absorção saturada.

Então, o laser de bombeio foi sintonizado na transição $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$ e a EIT para o feixe de prova ocorreu quando este ficou ressonante com a transição $F = 1 \rightarrow F' = 1, 2$. A redução de absorção observada aqui é diferente daquela vista em absorção saturada. Os lasers estão sintonizados em transições hiperfinas diferentes e possuem polarizações ortogonais. Em absorção saturada, além de os feixes serem contra-propagantes, os dois feixes acessam a mesma transição e possuem a mesma polarização. Assim, com um dos lasers varrendo o espectro e mantendo fixa a frequência do feixe de bombeio, obtivemos janelas de transparência para as linhas D_1 e D_2 do sódio.

Para o estudo de EIT foram realizadas diversas capturas de espectros, variando tanto a temperatura da célula de sódio, quanto a potência do feixe de bombeio. Variando a temperatura observou-se que os espectros com melhor aspecto sinal/ruído foram obtidos para cerca de $140\text{ }^\circ\text{C}$. O estudo do efeito da variação da potência do feixe de bombeio sobre o espectro deu bons resultados, sendo possível obter dados de largura a meia altura das linhas observadas em função das potências aplicadas.

Para a primeira célula foram tirados apenas alguns espectros das linhas D_1 e D_2 . Para a segunda célula, no entanto, diversos espectros foram obtidos, não somente com diferentes potências de bombeio, como também com diferentes varreduras, sendo possível observar bem as janelas de transparência.

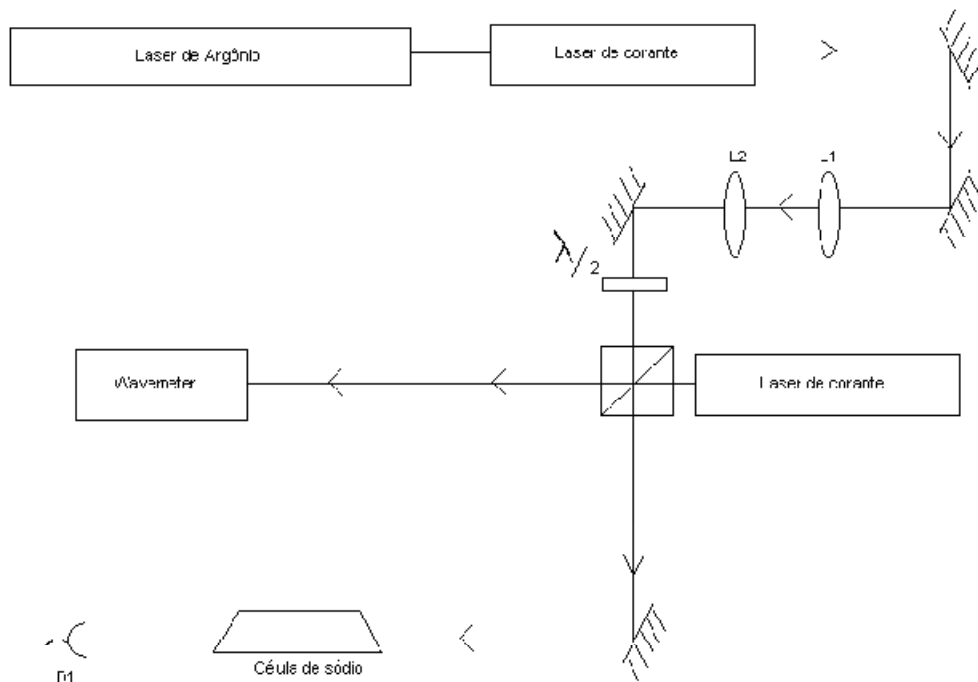


Figura 12: Esquema experimental para observação do fenômeno de EIT.

Os espectros obtidos estão na seção de resultados.

Montagem experimental para Hanle-EIT

Para o método de Hanle-EIT o aparato experimental já havia sido preparado. O solenóide para controlar o campo magnético aplicado já havia sido caracterizado. A mudança consistiu em ligar esse solenóide a um gerador de funções e, controlando o campo, capturar os espectros de absorção do laser de prova.

O aparato experimental é o mesmo daquele para o experimento de EIT. No entanto, ao invés de varrer a frequência do laser de prova, variou-se o campo magnético dentro da célula.

Infelizmente os espectros obtidos não ficaram claros.

Resultados:

Absorção saturada

Durante o primeiro semestre de trabalho, os espectros foram obtidos com o uso da célula de sódio ainda contendo o gás “buffer”. Eles serão acrescentados a esse relatório como forma de comparação para os novos espectros, obtidos para a célula sem o gás. A figura 13 mostra o espectro obtido para o experimento de espectroscopia de absorção saturada para a linha D₁ do sódio com a segunda célula. Esse é o espectro que condiz com a absorção pelos átomos com diferentes velocidades dentro da célula, ou seja, o perfil Doppler de absorção.

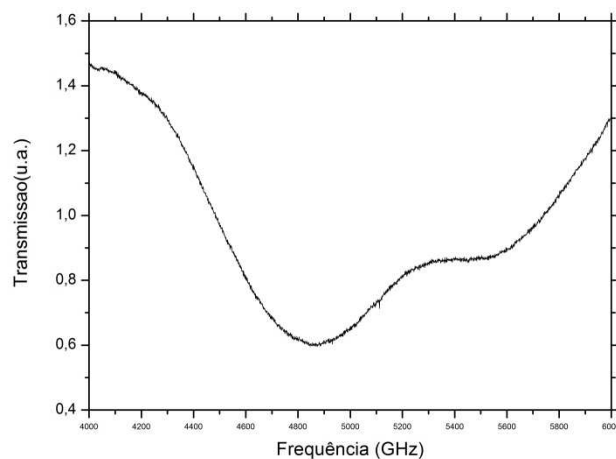


Figura 13: Perfil Doppler obtido para a segunda célula de sódio.

Para que o feixe de prova e o feixe de bombeio se encontrem em ressonância com os átomos na célula, tais átomos só podem estar com velocidades na direção perpendicular à propagação do laser.

As figuras 14(a) e 14(b) mostram espectros de absorção saturada típicos obtidos para as linhas D_1 e D_2 , respectivamente. Na Figura 14 (a) temos a linha D_1 resolvida para o sódio, com o laser sintonizado em 16956.17 cm^{-1} , feixe fraco com $300 \mu\text{W}$ e feixe forte com 29 mW , varredura em 8 GHz e temperatura de $157 \text{ }^\circ\text{C}$. Na figura 14 (b) temos a linha D_2 do sódio, com o laser em $16973,00 \text{ cm}^{-1}$, varredura de 8 GHz , feixe fraco com $300 \mu\text{W}$ e de bombeio com 29 mW , e temperatura da célula de $151 \text{ }^\circ\text{C}$. Para a linha D_1 , conseguimos observar parte da estrutura hiperfina do estado excitado. A separação hiperfina ficou mais clara na ressonância de cross-over. Para a linha D_2 , não foi possível resolver a estrutura hiperfina do estado excitado. Esse fato à presença do gás neônio na célula utilizada, já que colisões dos átomos de sódio com os do gás neônio tendem a alargar as larguras de linha das transições, reduzindo a resolução espectral.

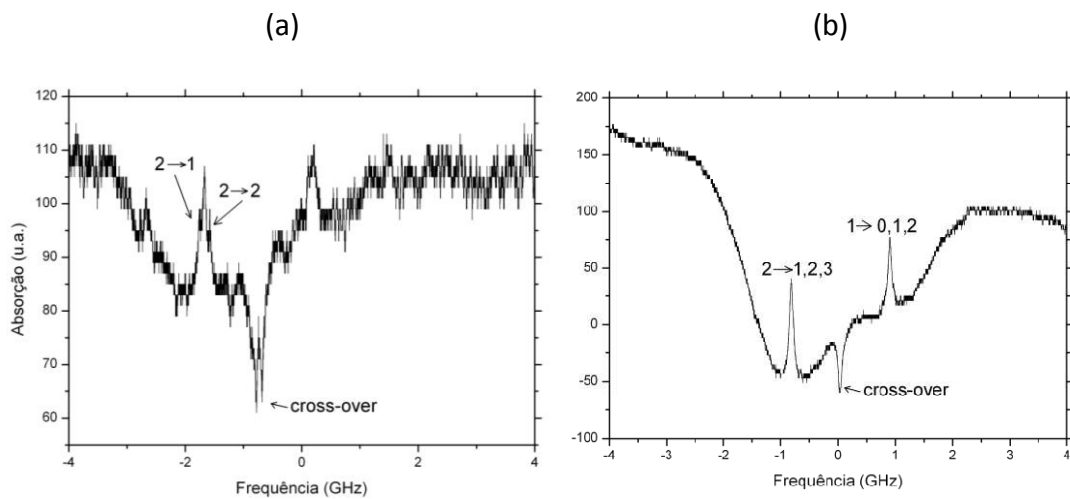


Figura 14: (a) Espectro de absorção saturada obtido para a linha D_1 com a primeira célula de sódio e (b) Espectro de absorção saturada para a linha D_2 do sódio obtido com a primeira célula.

Das figuras 14(a) e 14(b), observamos que o espaçamento entre os estados excitados da linha D_2 é bem menor do que o espaçamento entre os estados excitados da linha D_1 . Por isso, é possível se observar parte da estrutura hiperfina da linha D_1 , mas não na linha D_2 .

As figuras 15(a) e 15(b) mostram os espectros de absorção saturada para a linha D_1 , utilizando, desta vez, a célula sem o gás neônio. Fica claro que os espectros estão com uma clareza maior e as linhas têm larguras menores, quando comparadas às do espectro correspondente para a primeira célula de sódio. A figura 15(a) corresponde à varredura de 10 GHz e a figura 15(b) à varredura de 1 GHz . Os espectros correspondentes à linha D_1 foram obtidos com a célula a $141 \text{ }^\circ\text{C}$, temperatura medida na extremidade, com o laser emitindo em $16956,17 \text{ cm}^{-1}$. Os feixes de prova e de bombeio com $4 \mu\text{W}$ e 5 mW de potência, respectivamente. O osciloscópio estava tirando uma média de 8 para os pontos capturados. A figura 16 mostra o espectro de

absorção saturada para a linha D_2 do sódio. Corresponde à varredura de 10 GHz. O espectro foi obtido com a célula a $143\text{ }^\circ\text{C}$ na extremidade e o laser no comprimento de onda de $19973,36\text{ cm}^{-1}$. Os feixes de prova e de bombeio com potência de $8,5\text{ }\mu\text{W}$ e $6,8\text{ mW}$ respectivamente. O osciloscópio estava tirando uma média de 4 para os pontos capturados.

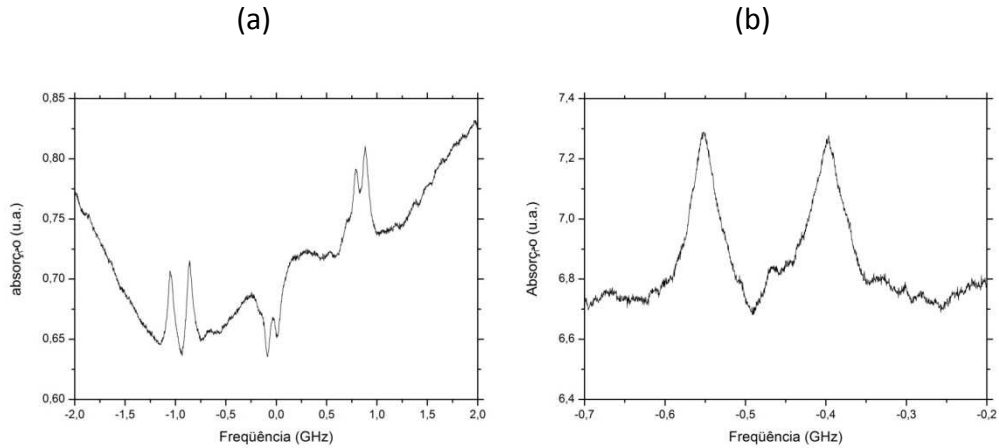


Figura 15: (a) Espectro de absorção saturada para a linha D_1 com 10 GHz de varredura e (b) espectro de absorção saturada para a linha D_1 com 1 GHz de varredura

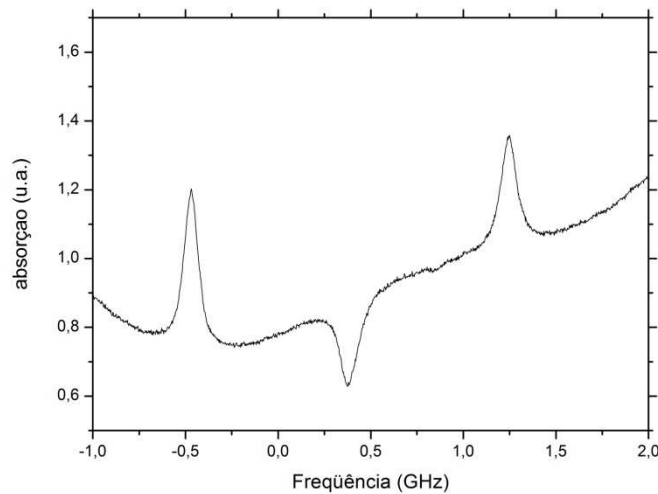


Figura 16: Espectro de absorção saturada para a linha D_2 com 10 GHz de varredura.

Transparência eletromagneticamente induzida

Para este experimento, conforme a figura 12, foram utilizados dois lasers de corante. Os feixes dos dois lasers ficam sobrepostos e co-propagantes dentro da célula de sódio. Foi necessário bloquear o feixe contrapropagante residual do experimento de absorção saturada.

Para a primeira célula de sódio, temos os espectros representados nas figuras 17(a) e 17(b) para EIT. Várias temperaturas foram utilizadas para obtenção de dados,

mas as figuras selecionadas para as linhas D_1 e D_2 correspondem aos espectros com melhor aspecto de sinal/ruído. Na figura 17(a) temos o espectro relacionado à linha D_1 , para a célula à temperatura de $138\text{ }^\circ\text{C}$ na extremidade próxima à janela e $110\text{ }^\circ\text{C}$ no centro. A varredura era de 2 GHz, a potência do feixe de bombeio era 70 mW e a do feixe de prova $152\text{ }\mu\text{W}$. Podemos verificar uma redução de quase 50% na absorção do feixe. A figura 17(b) corresponde ao espectro de EIT para a linha D_2 do sódio, com a célula à temperatura de $129\text{ }^\circ\text{C}$ na extremidade e $103\text{ }^\circ\text{C}$ no centro. A varredura era de 2 GHz, o feixe de prova com $125\text{ }\mu\text{W}$ de potência e o feixe de bombeio, sintonizado em 16976.31 cm^{-1} , com potência de 72 mW. Nesse caso a redução na absorção foi menor, de apenas 38%.

Para a segunda célula de sódio, sem o gás neônio, foram obtidos diversos espectros de EIT. As figuras 18 e 19 correspondem aos espectros de EIT da linha D_1 e D_2 do sódio, obtidos à temperatura de $145\text{ }^\circ\text{C}$ na extremidade da célula e com potências do feixe fraco e do feixe forte de 565 mW e $0,7\text{ }\mu\text{W}$, com média de 4. O laser estava ajustado para 16956.13 cm^{-1} .

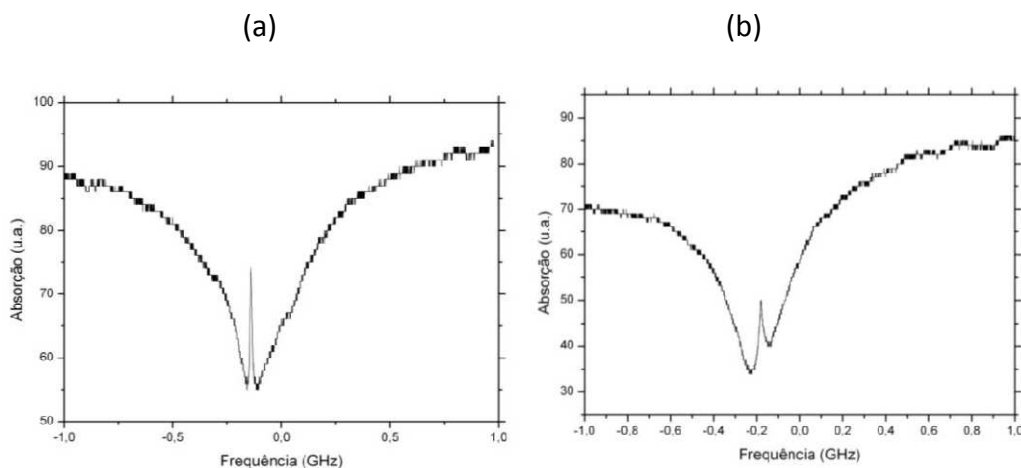


Figura 17: Espectro de EIT obtido com a primeira célula para a linha (a) D_1 e (b) D_2 do sódio.

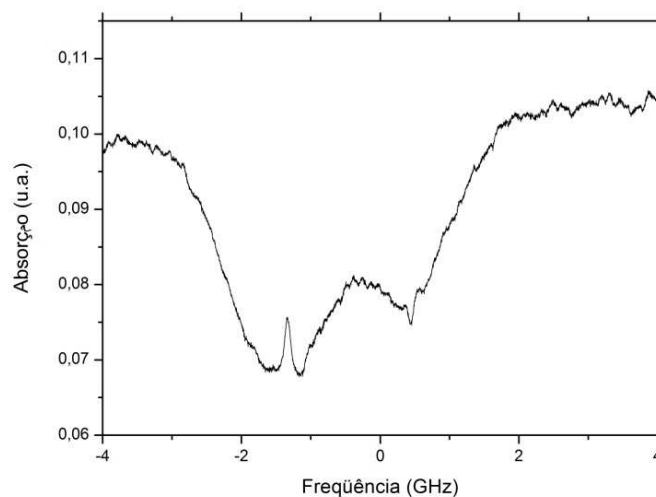


Figura 18: Espectro de EIT para a linha D_1 com 10 GHz de varredura.

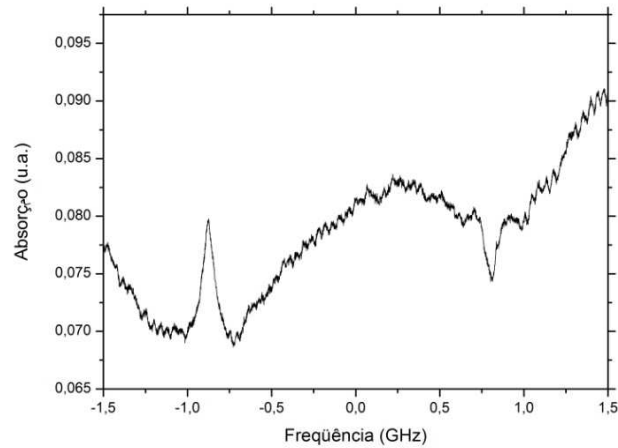


Figura 19: Espectro de EIT para a linha D_1 com 3,56 GHz.

A figura 18 corresponde à varredura de 10 GHz e a figura 19 a 3,56 GHz.

Ainda para a linha D_1 foram obtidos diversos espectros para estudar o comportamento da largura da janela de transparência obtida em função da potência do laser de acoplamento. Um gráfico da largura a meia altura em função da potência aplicada também foi plotado com esses gráficos.

Na figura 20 constam 5 dos espectros obtidos para essas medidas, designados por sua potência conforme a legenda. Esses espectros foram obtidos durante o segundo semestre do projeto, conforme o cronograma apresentado à disciplina F690.

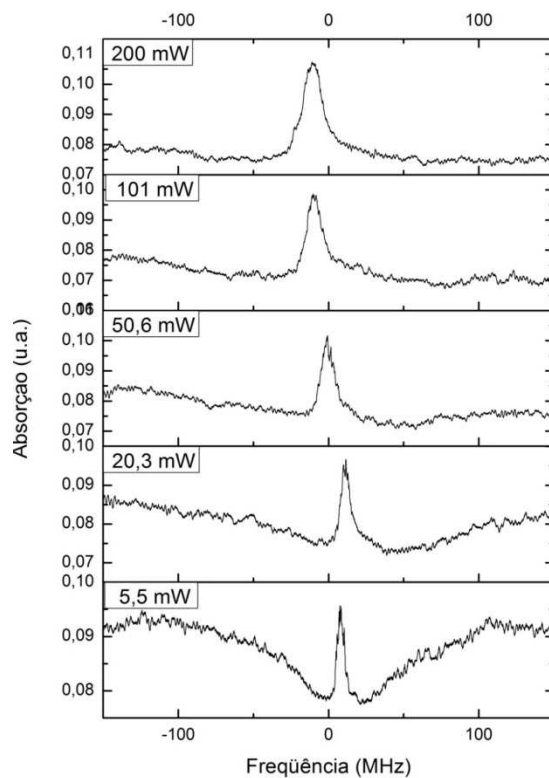


Figura 20: Espectros obtidos para EIT da linha D_1 designados pela potência utilizada para o laser de acoplamento.

A curva da largura a meia altura em função da potência aplicada está na figura 21. Foram utilizados 14 espectros, com potências variando entre 5,5 mW até 200 mW.

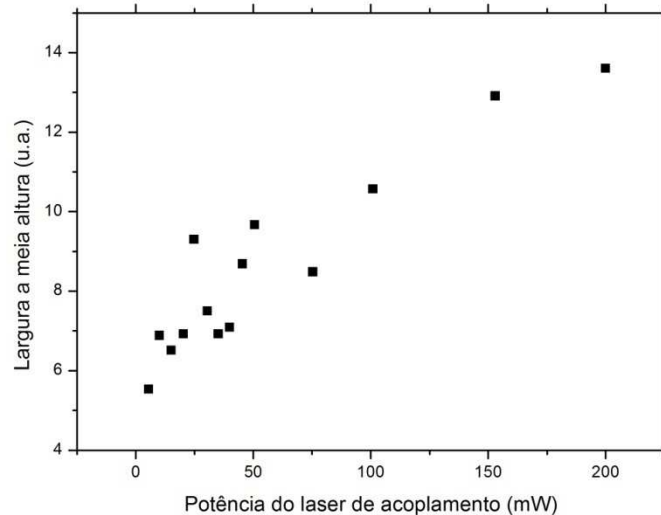


Figura 21: Largura a meia altura em função da potência do laser de acoplamento para os espectros de EIT obtidos para a linha D_1 do sódio.

É possível observar, de acordo com o dados mostrados na figura 21, que para potências de bombeio abaixo de 70 mW, a largura do sinal observado é subnatural, ou seja, menor do que a largura natural da transição (10 MHz, como já foi mencionado na introdução). Essa é uma das características importantes do fenômeno de EIT.

Hanle-EIT

Os espectros de Hanle-EIT obtidos foram inconclusivos. Não foi possível resolver a estrutura hiperfina do sódio variando o campo magnético no solenóide construído.

Apesar de terem sido obtidos diversos espectros a fonte do problema não pôde ser identificada.

Conclusão:

As propostas para os dois semestre de iniciação científica foram a implementação dos experimentos de espectroscopia e a observação do fenômeno da transparência induzida eletromagneticamente. A montagem experimental e a caracterização dos equipamentos que precisaram ser construídos foram o objetivo principal durante os primeiros meses, apresentados no primeiro semestre da

disciplina de F590. Uma vez tendo sido feito isso, passamos para a fase da obtenção dos espectros. Foi possível verificar a interferência de diversas variáveis no espectro, como mudança de temperatura, varredura e potência. Os melhores espectros foram escolhidos e estavam condizentes com o que era esperado pela literatura.

O experimento de absorção saturada foi implementado primeiro pois, por se tratar de um experimento mais simples, foi de grande ajuda para o entendimento do funcionamento dos principais equipamentos do laboratório, como uma preparação para a implementação dos experimentos de EIT.

Os espectros obtidos com o experimento de EIT ficaram de acordo com o que era esperado pela teoria. O estudo das conseqüências da mudança na potência do feixe de acoplamento também foi muito bem sucedido.

Infelizmente o experimento de Hanle-EIT não funcionou como esperado.

Bibliografia:

- [1] “Doppler-free saturated absorption: Laser spectroscopy”. D. W. Preston; *American Journal of Physics* **64**, 1432 (1996).
- [3] “Electromagnetically Induced Transparency”. S. Harris; *Phys. Today* **50** (7), 36 (1997).
- [4] “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas”. L. V. Hau *et al.*; *Nature* **397**, 594 (1999).
- [5] “Storage of Light in Atomic Vapor”. D. F. Phillips *et al.*; *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
- [6] “Lasers without inversion – Interference of dressed lifetime broadened states”. A. Imamoglu and S. Harris; *Opt. Lett.* **14**, 1344 (1989).
- [7] “Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency”. H. Schmidt and A. Imamoglu; *Opt. Lett.* **21**, 1936 (1996).
- [8] “Subkilohertz linewidths measured by heterodyne-detected coherent population trapping in sodium vapor”. K. Motomura, T. Koshimizu, K. Harada, *et al.*; *Optics Letters* **29**, 1141 (2004).
- [9] http://www.mumetal.com/about_mumetal.html
- [10] “Coherent population trapping with losses observed on the Hanle effect of the D1 sodium line”. F. Renzoni, W. Maichen, L. Windholz, and E. Arimondo; *Physical Review A* **55**, 3710 (1997).

[11] D. Halliday, R. Resnick e J. Walker. Trad. A. S. Azevedo e J. P. S. de Azevedo, “Fundamentos de Física: Eletromagnetismo” – Rio de Janeiro, LTC Editora, 2003, vol3.

[12] Hernandez, G. (1986). Fabry-Pérot Interferometers. Cambridge: Cambridge University Press.

Parecer do orientador

Na segunda etapa do projeto, uma nova célula de vapor de sódio foi utilizada com a intenção de melhorar a qualidade dos resultados obtidos anteriormente. A aluna descreve no relatório as melhorias obtidas nos espectros atômicos assim como os novos resultados alcançados. Novamente a aluna demonstrou bastante entusiasmo pelo trabalho que foi bem executado. Com esse projeto a aluna aprendeu algumas técnicas experimentais de Física Atômica e aprendeu a trabalhar com lasers de corante. Realizou também toda a parte de análise dos resultados.