



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO

DEPARTAMENTO DE FÍSICA-CCEN

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**Emissão coerente no azul induzida por lasers de diodo
e de femtosegundos em vapor de rubídio**

Estudante: Jesús Pavón López.

Orientadora: Sandra Sampaio Vianna.

Recife
2015

JESÚS PAVÓN LÓPEZ

**EMISSÃO COERENTE NO AZUL INDUZIDA POR LASERES
DE DIODO E DE FEMTOSEGUNDOS EM VAPOR DE RUBÍDIO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientadora:
Profa. Dra. Sandra Sampaio Vianna
Universidade Federal de Pernambuco

Recife

2015

Catálogo na fonte
Bibliotecário Jefferson Luiz Alves Nazareno CRB4-1758

P339e Pavón López, Jesús.
Emissão coerente no azul induzida por lasers de diodo e de femtosegundos em vapor de rubídio. – Recife: O Autor, 2015.
71 f.: fig.

Orientadora: Sandra Sampaio Vianna.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco.
CCEN. Física, 2015.
Inclui referências e apêndice.

1. Física atômica. 2. Óptica não-linear. I. Vianna, Sandra Sampaio (Orientadora). II. Título.

539.7 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2015-43

JESÚS PAVÓN LÓPEZ

**EMISSÃO COERENTE NO AZUL INDUZIDA POR LASERES DE
DIODO E DE FEMTOSEGUNDOS EM VAPOR DE RUBÍDIO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 03/09/2015.

BANCA EXAMINADORA

Profa. Dra. Sandra Sampaio Vianna
Orientadora
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Edilson Lucena Falcão Filho
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Pablo Lima Saldanha
Examinador Externo
Universidade Federal de Minas Gerais

AGRADECIMENTOS

A DEUS por tudo o que tenho.

A minha amada esposa e meu filho, por sua ajuda, carinho, companhia, e abraços nos momentos de mais trabalho.

A Sandra, por ser também, minha orientadora.

Aos meus pais e irmã, sem os quais, provavelmente não estaria hoje aqui.

A minha família toda, por seu apoio. Em especial a Robersy por todo seu apoio incondicional.

Aos meus Irmãos em CRISTO, por toda a sua ajuda, nos momentos precisos. Em especial a Marcelo e sua mãe, Isis e Samuel, Marcelo (o cantor) e família, Tiago e Patricia, o pastor André e Susy, Ingrid, Deyfi e Marina, meus Irmão do PR.

A meus colegas de turma, pela paciência nas madrugadas de estudo. Só por citar alguns especiais: Antonio, Alyson, Camilo.

A Yuset, Raudel, por estar sempre quando precisei, e aos outros colegas de Cuba, por nosso pedacinho de “ilha” em Pernambuco.

A todos meus velhos amigos, onde quer que se encontrem. Os mais lembrados, Lary, Arita, Dary, Pache, Oscar, Pintado, Dennis, Margaret.

A todos os professores do grupo de Óptica do DF, e a Eduardo, por seus ensinamentos.

Ao povo brasileiro por me acolher como mais um filho desta formosa terra.

A todos os que esqueci mencionar no papel, mas estão presentes no meu coração.

*Enquanto vocês têm a luz, creiam na luz
para que possam viver na luz.*

João 12:36.

RESUMO

Neste trabalho apresentamos um estudo da geração de luz no azul, em vapor de rubídio, devido à ação combinada de um trem de pulsos ultracurtos (fs) e um laser contínuo (diodo). Os dois feixes com polarizações paralelas e lineares, operando em 780 nm (diodo) e 776 nm (fs), são focalizados no centro da célula de Rb, e são responsáveis por cada etapa da transição de dois fótons $5S_{1/2} - 5P_{3/2} - 5D$. Na configuração de feixes co-propagantes, uma coerência entre as transições $5S_{1/2} - 5P_{3/2} - 5D - 6P$ é induzida e, na condição de casamento de fase, um feixe azul, coerente, é gerado em 420 nm, através de um processo de mistura de quatro ondas. Medidas do espectro de excitação em função da frequência do laser de diodo, para diferentes temperaturas da amostra e intensidades dos lasers incidentes, indicam uma forte competição entre os efeitos de saturação, ganho e absorção. Estudos de polarização e uma comparação com os recentes resultados de fluorescência permitem caracterizar para que parâmetros o mecanismo de mistura de ondas é responsável pelo sinal observado. Utilizando um laser de femtosegundos com uma taxa de repetição da ordem de 76 MHz, é possível observar, dentro do perfil Doppler, a contribuição dos diferentes modos do pente de frequência na geração do feixe coerente.

Palavras Chaves: Transição de dois fótons. Mistura de quatro ondas. Luz azul coerente.

ABSTRACT

We present a study of blue light generation, in rubidium vapor, due to the combined action of a train of ultrashort pulses (fs) and a continuous laser (diode). The two beams with parallel and linear polarizations, operating at 780 nm (diode) and 776 nm (fs) are focused on the center of the Rb cell and are responsible for each step of the two photon transition from $5S_{1/2}$ - $5P_{3/2}$ - $5D$. In the configuration of the co-propagating beams, a coherence between the $5S_{1/2}$ - $5P_{3/2}$ - $5D$ - $6P$ transitions is induced and, in phase matching condition, a blue coherent beam is generated at 420 nm through a process of four wave mixing. The measurements of excitation spectrum as a function of the frequency of the diode laser, for different temperatures of the sample and intensities of the incident lasers, indicate a strong competition among saturation, gain and absorption effects. The polarization studies and a comparison with recent results of fluorescence are used to characterize the parameters for which the wave mixing mechanism is responsible for the observed signal. Using a femtosecond laser with a repetition rate of about 76 MHz, it is possible to observe, within the Doppler profile, the contribution of the different modes of the frequency comb in the generation of the coherent beam.

Key words: Two photon transition. Four wave mixing. Coherent blue light.

SUMÁRIO

1. Introdução.....	9
2. Fundamentos Teóricos.....	12
2. 1. INTERAÇÃO DA LUZ COM UM SISTEMA ATÔMICO.....	12
2. 2. SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BLOCH PARA UM CAMPO CONTÍNUO.....	16
2. 3. O TREM DE PULSOS ULTRACURTOS E SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BLOCH PARA UM TREM DE PULSOS ULTRACURTOS.....	17
2. 4. ABSORÇÃO DE DOIS FÓTONS.....	25
2. 5. MISTURA DE QUATRO ONDAS.....	28
3. Experimento, Resultados e Discussões.....	33
3. 1. SISTEMA EXPERIMENTAL.....	33
3. 1. 1. <i>O sistema atômico.....</i>	33
3. 1. 2. <i>O laser de diodo.....</i>	35
3. 1. 3. <i>O laser pulsado.....</i>	36
3. 1. 4. <i>A absorção saturada.....</i>	37
3. 1. 5. <i>Descrição do Experimento.....</i>	39
3. 2. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	41
3. 2. 1. <i>Apresentação geral do espectro do sinal e comparação com a fluorescência.....</i>	41
3. 2. 2. <i>Análise da polarização do sinal e impressão do pente de frequências.....</i>	43
3. 2. 3. <i>Dependência do sinal com a intensidade do laser de diodo.....</i>	47
3. 2. 4. <i>Varição do sinal com a densidade atômica.....</i>	57
Conclusões.....	65
Referências.....	66
APÊNDICE A.....	69

1. Introdução

A invenção do laser por T. H. Maiman [1], no ano 1960 revolucionou muitas áreas da ciência e em particular da física. Entre as muitas aplicações do laser, encontram-se, na medicina e biologia, construção de aparelhos para microtestes biológicos, análise de partículas microscópicas orgânicas e inorgânicas, aplicações em cirurgias de alta precisão [2]; na indústria, para cortes de metais e objetos em geral [3] e na física para o desenvolvimento da espectroscopia atômica [4], metrologia [5], caracterização de materiais [6], só por citar algumas. Uma das principais características do laser é sua coerência, a qual contribuiu para a descoberta de novos efeitos não lineares envolvendo a interação coerente entre a luz e a matéria, em particular os sistemas atômicos.

O laser de diodo foi inventado em 1962 e quatro anos depois os lasers de corante [7], sintonizáveis praticamente em todo o espectro óptico. Em 1977 veio a adição da cavidade externa dos laser de diodo, o que os deixou sintonizáveis e reduziu a sua emissão a um único modo longitudinal, com largura de linha de 32 MHz [8]. Quatro anos depois se inventou o laser de diodo na configuração Littrow [9], muito usado em espectroscopia atômica. Com esta configuração a largura de linha ficou abaixo de 1 MHz [10].

Por outro lado, também na década de 60, foi desenvolvida a técnica de travamento de modos (*mode-locking*), com a qual se fez possível a geração de trens de pulsos com duração temporal extremamente curta. A duração de cada pulso é determinada pela quantidade de modos travados, ou seja, a quantidade de modos que oscilam em fase dentro da cavidade do laser. Pulsos com espaçamentos no tempo uniformes correspondem a modos de frequência também uniformemente espaçados [11]. Essa característica ficou conhecida como pente de frequências ópticas, e estudos sobre o controle e utilização destes pentes de frequências deram o prêmio Nobel de Física no 2005 a Theodor W. Hänsch e John L. Hall.

Em 1978 é apresentado por Hänsch e colaboradores um dos primeiros lasers de corante *mode locking* com duração de centenas de femtosegundos [12]. Sem ainda ter sido caracterizado o pente de frequências, no próprio ano 78 foi publicado pela equipe de Hänsch um trabalho muito importante onde eles usaram a estrutura do pente deste laser de corante para medir a diferença de frequência entre os níveis hiperfinos do sódio [13].

Em 1982 foi apresentado o primeiro laser de Titânio-safira (Ti:safira) por P. E. Moulton [14], operando só no regime pulsado. No começo da década do 90, diversos trabalhos reportaram a geração de pulsos com menos de 100 femtosegundos (fs). No dia de hoje um laser típico de

Ti:safira, operando no regime de modos travados, produz pulsos com duração entre 10 fs e alguns picosegundos, a uma taxa de repetição entre 70 MHz e 10 GHz.

O interesse de produzir pulsos cada vez mais curtos no tempo é devido a que como consequência se obteriam lasers com luz branca, cuja emissão cobre todo o espectro. Entre as aplicações dos lasers pulsados se encontram: a espectroscopia, o desenvolvimento de relógios atômicos ópticos [15], medida de distância com resolução de sub-picômetros [16], calibração de espectrógrafos para observações astronômicas [17], caracterização de ruído em lasers [18], testes de possíveis variações de constantes fundamentais da física [19], informação quântica [20], computação quântica [21], e geração de pulsos de attosegundos através de altos harmônicos [22].

Os primeiros estudos teóricos envolvendo a interação coerente de um trem de pulsos ultracurtos e sistemas atômicos apareceram no final da década de 60 [23-24]. Porém o tratamento teórico da excitação dos sistemas atômicos por um trem de pulsos ultracurtos foi feito só até 1986, num trabalho de Kocharovskaya e Khanin [25]. Eles consideraram a relação de fase bem definida entre os pulsos do trem, e trataram a interação na condição em que o intervalo de tempo entre os pulsos é menor do que os tempos de vida dos átomos, condição conhecida hoje como “regime de acumulação coerente”.

Entre os sistemas atômicos mais estudados pela espectroscopia atômica se encontra o rubídio (Rb). Pelo fato de ser um metal alcalino, pode ser tratado como um átomo hidrogenoide e por esta razão é um dos elementos mais usados no estudo da interação da luz com a matéria.

A geração de luz coerente na região visível de baixos comprimentos de ondas, em específico em 420 nm (azul), tem sido estudada em vapor de Rb, utilizando um processo de mistura de quatro ondas [26-28], com dois lasers de diodo sintonizados em 780 nm e 776 nm, responsáveis pela transição de dois fótons $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D$. Por um processo de amplificação da emissão espontânea o próprio meio gera radiação devido a diferença de população criada entre os níveis $5D-6P$, produzindo na região do azul luz coerente no decaimento do sistema ao nível fundamental na transição $6P \rightarrow 5S_{1/2}$.

Estudos sobre a fluorescência gerada na região do azul a partir da combinação de um laser de diodo e um laser pulsado de femtosegundos no Rb foram feitos recentemente por nosso grupo de pesquisa [29]. A transição de dois fótons $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D$ é feita quando os dois feixes são contra-propagantes e sintonizados em 780 nm (diodo) e 776 nm (femtosegundos).

Porém a geração de luz coerente devido à combinação de um laser de diodo e um laser de femtosegundos não tem sido estudada até agora.

Neste trabalho centramos a atenção no estudo deste feixe azul coerente gerado pela

combinação de um laser de diodo e um laser de femtosegundos (Ti:safira) em vapor de Rb. Para gerar a luz coerente os dois feixes (diodo e femtosegundos) são combinados na configuração co-propagante, possibilitando o casamento de fase para o processo de mistura de ondas. A combinação dos dois feixes é responsável por fazer a transição de dois fótons $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D$ e, assim como no caso que foram usados dois feixes de diodo, por um processo de amplificação de emissão espontânea o próprio meio gera radiação devido a diferença de população criada entre os níveis $5D-6P$. Finalmente o espectro de excitação do feixe em 420 nm, gerado na transição ao nível fundamental $6P \rightarrow 5S_{1/2}$, pode ser estudado variando parâmetros como: a intensidade do laser de diodo e a temperatura da célula que contém o Rb.

No capítulo 2, discutimos os fundamentos teóricos fundamentais para a realização do experimento e a compreensão dos resultados obtidos. Numa primeira parte do capítulo analisamos como pode ser tratada a interação da luz com um sistema atômico de dois níveis, a partir do formalismo da matriz densidade, para chegar às equações de Bloch ópticas. Logo após usamos estas equações para estudar a interação de um campo contínuo com o sistema atômico, e depois analisamos a solução das equações quando o campo tem a forma de um trem de pulsos ultracurtos. Nesta parte, também são analisadas algumas características deste trem de pulsos ultracurtos. Finalmente analisaremos os fundamentos teóricos da absorção de dois fótons e de uma mistura de quatro ondas.

No capítulo 3, descreveremos o sistema experimental usado e apresentaremos os resultados obtidos no experimento, juntamente com uma discussão deles. Na primeira parte do capítulo, são apresentadas as características do sistema atômico Rb, do laser de diodo usado no experimento, do laser de Ti:safira e uma descrição da técnica de absorção saturada que foi usada para obter os sinais de referência. Depois é explicado em detalhe o sistema experimental

Na segunda parte do capítulo 3 são apresentados os resultados obtidos. Inicialmente são apresentadas as componentes da polarização do sinal azul colinear obtido para mostrar que o sinal é polarizado como resultado do processo de mistura de quatro ondas. Depois é feita a análise do espectro de excitação do sinal quando foram variados: a intensidade do laser de diodo e a temperatura da célula que contém o Rb. São estudados parâmetros como a largura de linha da emissão azul colinear obtida, e a posição do pico do sinal com respeito à transição cíclica. A discussão da dependência da emissão azul colinear com a intensidade e com a densidade atômica é feita enquanto se apresentam os resultados.

Finalmente no capítulo 4, se apresentarão as conclusões deste trabalho.

2. Fundamentos Teóricos

Neste capítulo apresentaremos os fundamentos teóricos para a compreensão dos fenômenos envolvidos no experimento realizado.

Começaremos discutindo a interação de um sistema atômico na presença de um campo eletromagnético (em nosso caso luz laser). Aqui usaremos três aproximações fundamentais: trataremos o campo eletromagnético como uma grandeza puramente clássica (devido a sua intensidade ser muito alta para serem consideradas suas propriedades corpusculares); usaremos a aproximação de dipolo elétrico que trata da natureza da interação átomo-campo; e a última aproximação geral será que, pelo fato de nosso sistema atômico estar formado por átomos de um metal alcalino, apenas um elétron (o de maior energia) interage com o campo [4].

Logo após analisaremos os casos particulares de um campo contínuo e de um campo pulsado. Isto será feito porque nosso experimento envolve uma transição de dois fótons na qual uma primeira transição é feita por um laser de diodo (contínuo) e a segunda transição é feita por um laser de Ti:safira (pulsado). O caso pulsado será estudado especificamente para um trem de pulsos ultracurtos, fazendo ênfase na importância deste conceito no experimento.

Também serão discutidos os processos de absorção de dois fótons e de mistura de ondas, em específico a mistura de quatro ondas.

2. 1. Interação da luz com um sistema atômico

A primeira coisa que será esclarecida é que embora os átomos possuam infinitas ressonâncias só vamos analisar as que ficam perto da ressonância com a frequência do campo. Isto nos permitirá tratar o átomo como um sistema de dois níveis sempre que colocemos a frequência de nosso campo perto da primeira transição num metal alcalino, que é o caso do Rb (rubídio).

Sendo assim, podemos escrever o Hamiltoniano de nosso sistema como:

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

onde,

$$\hat{H}_0 = \sum_{k=1}^2 \hbar \omega_k |k\rangle\langle k|, \quad (2.2)$$

representa o hamiltoniano livre, isto é, sem a presença do campo, com $\hbar \omega_k$ sendo a energia do estado $|k\rangle$. O termo,

$$\hat{V} = -e\hat{r} \cdot \vec{E}(t), \quad (2.3)$$

está relacionado com a interação do átomo com o campo na aproximação de dipolo elétrico, onde e é a carga do elétron, \hat{r} é o operador vetor posição do elétron, e $\vec{E}(t) = \hat{e} E(t)$ representa o campo elétrico. Mais adiante escreveremos o termo $e\hat{r} \cdot \vec{E}(t)$ como $\hat{\mu}E(t)$, sendo $\hat{\mu}$ a componente do operador momento de dipolo na direção do campo.

Como vamos trabalhar com um ensemble atômico usaremos o formalismo da matriz densidade para o cálculo da probabilidade de encontrarmos o sistema em um determinado estado, quando interage com o campo eletromagnético. Para isso deveremos resolver a equação de Liouville-Neumann para a evolução temporal da matriz densidade:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}], \quad (2.4)$$

onde $\hat{\rho}$ é o operador densidade. Os elementos da diagonal principal, ρ_{jj} , da matriz densidade representam as populações atômicas, ou seja a probabilidade de que determinado estado $|j\rangle$ seja populado após a interação com o campo, e os elementos não diagonais, ρ_{jl} , representam as coerências, isto é, indica a coerência entre os estados.

Devemos levar em conta o fenômeno de decaimento espontâneo e incluí-lo em nossa equação. Isto pode ser feito fenomenologicamente, levando-se em conta que a evolução temporal da população deve decair de forma exponencial quando o campo é desligado:

$$\frac{d\rho_{jj}}{dt} = \dots - \gamma_j \rho_{jj} \dots \quad (2.5)$$

Sendo $\gamma_j = \frac{1}{T_j}$ a taxa de decaimento do nível $|j\rangle$, com T_j representando o tempo de vida do próprio estado.

No caso dos termos de coerência, ρ_{jl} , a sua evolução temporal deve depender tanto da taxa de decaimento do nível $|j\rangle$ quanto do nível $|l\rangle$, de forma que usamos a média delas:

$$\frac{d\rho_{jl}}{dt} = \dots - \frac{1}{2}(\gamma_j + \gamma_l)\rho_{jl} \dots = \dots - \gamma_{jl}\rho_{jl} \dots \quad (2.6)$$

Depois de ter visto como incluir o fenômeno de decaimento espontâneo, estamos em condições de reescrever a equação (2.4); e de forma geral para sistema totalmente aberto, para cada um dos termos da matriz densidade:

$$\frac{d\hat{\rho}_{jl}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}\langle j|[\hat{H}, \hat{\rho}]|l\rangle - \gamma_{jl}\langle j|\hat{\rho}|l\rangle, \quad (2.7)$$

Trabalhando nesta equação para os termos de $\hat{\rho}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{jl}}{dt} &= -\frac{i}{\hbar} \sum_k [\hbar\omega_k (\langle j|k\rangle\langle k|\hat{\rho}|l\rangle - \langle k|l\rangle\langle j|\hat{\rho}|k\rangle) \\ &\quad + (\langle j|\hat{\rho}|k\rangle\langle k|\hat{\mu}|l\rangle - \langle j|\hat{\mu}|k\rangle\langle k|\hat{\rho}|l\rangle)E(t) - \gamma_{jl}\langle j|\hat{\rho}|l\rangle] \\ \frac{d\rho_{jl}}{dt} &= -(i\omega_{jl} + \gamma_{jl})\rho_{jl} + \frac{i}{\hbar}E(t)\sum_k (\mu_{jk}\rho_{kl} - \mu_{kl}\rho_{jk}) \\ \frac{d\rho_{jl}}{dt} &= -(i\omega_{jl} + \gamma_{jl})\rho_{jl} + i\sum_k \Omega_{jk}(t)\rho_{kl} + c.c. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Nas equações acima $\omega_{jl} = \omega_j - \omega_l$ representa a diferença de frequência entre os níveis j e l . O termo $\mu_{jl} = \langle j|\hat{\mu}|l\rangle$ é o momento de dipolo da transição $|j\rangle \rightarrow |l\rangle$, á taxa de transição

entre estes estados segundo a regra de ouro de Fermi [30], é proporcional ao módulo quadrado $|\mu_{jl}|^2$. Também usamos a definição de frequência de Rabi:

$$\Omega_{jl} = \frac{\mu_{jl}E(t)}{\hbar} \quad (2.9)$$

Escrevendo explicitamente o sistema de equações para o nosso sistema de dois níveis e considerando agora um sistema fechado, e usando a notação $\frac{d\rho}{dt} = \dot{\rho}$, temos:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \gamma_{22}\rho_{22} - i\Omega_{12}(t)\rho_{12} + i\Omega_{21}(t)\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{22} &= -\gamma_{22}\rho_{22} + i\Omega_{12}(t)\rho_{12} - i\Omega_{21}(t)\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{12} &= -\gamma_{12}\rho_{12} + i\omega_{21}\rho_{12} - i\Omega_{12}(t)(\rho_{22} - \rho_{11}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Vamos esclarecer que na primeira equação colocamos o termo $... + \gamma_{22}\rho_{22}...$ devido a que nosso sistema é um sistema atômico fechado, ou seja, os átomos que se encontram no nível $|2\rangle$ só podem decair para o nível $|1\rangle$, e este último não tem taxa de decaimento espontânea pelo fato de ser o nível fundamental. Também vamos dizer que não escrevemos a equação para $\dot{\rho}_{21}$ já que ela é dada pelo o complexo conjugado de $\dot{\rho}_{12}$. Estas são conhecidas como equações de Bloch ópticas.

Vamos supor que inicialmente o sistema encontra-se no estado fundamental e que nosso sistema é fechado, tal que $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$. Usando esta condição, chamando $\Omega(t) \equiv \Omega_{12}(t)$, e lembrando que $\rho_{12} = \rho_{21}^*$, podemos escrever:

$$\dot{\rho}_{12} = (i\omega_{21} - \gamma_{12})\rho_{12} - i\Omega(t)(1 - 2\rho_{22}) \quad (2.11)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\gamma_{22}\rho_{22} + i\Omega(t)\rho_{12} + c.c. \quad (2.12)$$

Agora vamos usar uma outra aproximação chamada “aproximação da onda girante”, ela consiste em que, quando a frequência do campo $E(t)$ estiver próxima da frequência de ressonância da transição, $\omega_c \approx \omega_{21}$, a coerência ρ_{12} oscilará aproximadamente na frequência

do campo, desprezando os termos que oscilam no dobro da frequência. Assim podemos escrevê-la como:

$$\rho_{12}(t) = \sigma_{12}(t)e^{i\omega_c t}, \quad (2.13)$$

onde $\sigma_{12}(t)$ é uma função que varia muito lentamente no tempo comparada com a exponencial. Escrevendo o campo também como $E(t) = E_0(t)e^{i\omega_c t}$, com $E_0(t)$ sendo a envoltória do campo, vamos transformar as equações (2.11) e (2.12) em:

$$\dot{\sigma}_{12} = (i\delta - \gamma_{12})\sigma_{12} - i\Omega_0(t)(1 - 2\rho_{22}) \quad (2.14 \text{ a})$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\gamma_{22}\rho_{22} + i\Omega_0(t)\sigma_{12} + c.c. \quad (2.14 \text{ b})$$

Este é o sistema de equações que vamos resolver para obter a evolução temporal dos termos de nossa matriz densidade [31-32], isto é, das populações e das coerências, para o caso de um campo contínuo e de um campo pulsado. Nas equações (2.14), usamos $\delta = \omega_{21} - \omega_c$, e $\Omega_0(t) = \frac{\mu_{12}E_0(t)}{\hbar}$.

2. 2. Solução das equações de Bloch para um campo contínuo

Se a amplitude do campo $E(t)$ é constante no tempo, isto é, temos um campo contínuo, as soluções das equações (2.14) no regime estacionário, quando $\dot{\sigma}_{12} = \dot{\rho}_{22} = 0$, são [31]:

$$\bar{\sigma}_{12} = \frac{(i\gamma_{12} + \delta)\Omega_0}{\gamma_{12}^2 + \delta^2 + 4\Omega_0^2(\gamma_{12}/\gamma_{22})} \quad (2.15)$$

$$\bar{\rho}_{22} = \frac{2\Omega_0^2}{\gamma_{12}\gamma_{22} + \delta^2(\gamma_{22}/\gamma_{12}) + 4\Omega_0^2} \quad (2.16)$$

Nestas equações a barra está indicando que são as soluções para o regime estacionário, e se usou que $\Omega_0(t) = \Omega_0$ já que estamos falando de um campo contínuo.

Na figura 2.1 mostramos a população do nível 2 como função da dessintonia do campo.

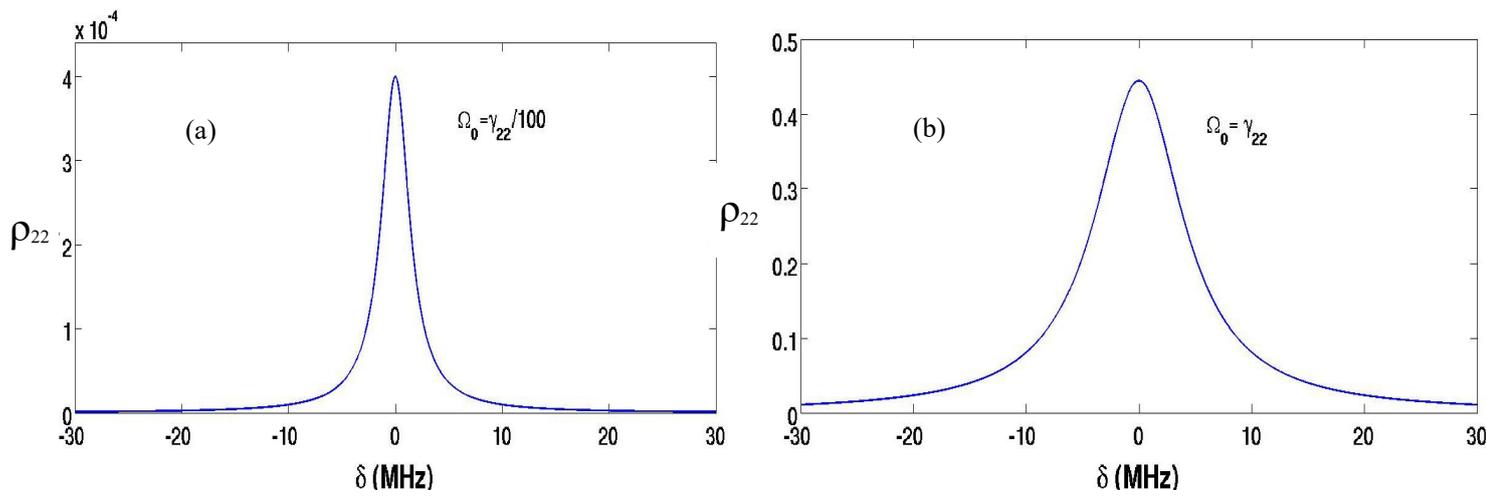


Figura 2.1 População do nível 2, no regime estacionário, como função da dessintonia do campo para diferentes valores da frequência de Rabi.

Como vemos na fig. 2.1 (a) $\Omega_0 = \gamma_{22}/100$, quando a frequência de Rabi é pequena em comparação com γ_{22} , a largura de linha para a população é dominada pela largura de linha natural da transição (γ_{22}). Quando aumentamos a intensidade do campo de tal forma tal que a frequência de Rabi é comparável com γ_{22} , como na fig. 2.1 (b) onde $\Omega_0 = \gamma_{22}$, vemos um aumento da largura de linha que se conhece como alargamento por potência, o que pode ser visto na própria figura.

Este fenômeno é importante de ser lembrado, pois nos resultados apelaremos a ele.

2. 3. O trem de pulsos ultracurtos e solução das equações de Bloch para um trem de pulsos ultracurtos

Vamos esclarecer primeiro o que se entende por pulso ultracurto. Um pulso ultracurto é um pulso cuja duração é menor do que a duração de muitos procesos atômicos e moleculares, o qual está na ordem de pico a femto segundos ($10^{-15} - 10^{-12}$ s).

Por outra parte, um trem de pulsos ópticos é uma sequência de pulsos eletromagnéticos com envoltórias idênticas, separados temporalmente por um intervalo constante, e com uma relação de fase muito bem definida entre si. Matematicamente, podemos escrever o módulo do campo de um trem de pulsos como:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_0(t - nT_R) e^{-i(\omega_c t - n\omega_c T_R + n\Delta\phi)}, \quad (2.17)$$

$E_0(t)$ representa a envoltória de um pulso, N indica a quantidade de pulsos, T_R o intervalo de tempo entre dois pulsos consecutivos, ω_c a frequência da onda portadora e $\Delta\phi$ a diferença de fase pulso-a-pulso induzida pelos elementos ópticos da cavidade do laser.

Fazendo a transformada de Fourier, podem-se ver as componentes de frequência de um certo campo [33]. Aplicando isto à equação (2.17), temos:

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N-1} E_0(t - nT_R) e^{-i(\omega_c t - n\omega_c T_R + n\Delta\phi)} e^{i\omega t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in(\omega_c T_R + \Delta\phi)} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t - nT_R) e^{i(\omega - \omega_c)t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in(\omega_c T_R + \Delta\phi)} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) e^{i(\omega - \omega_c)t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \tilde{E}_0(\omega - \omega_c) \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in(\omega T_R + \Delta\phi)} \end{aligned} \quad (2.18)$$

A equação (2.18) é a representação de um pente de frequências. Na figura 2.2 se mostram o trem de pulsos e o pente de frequências.

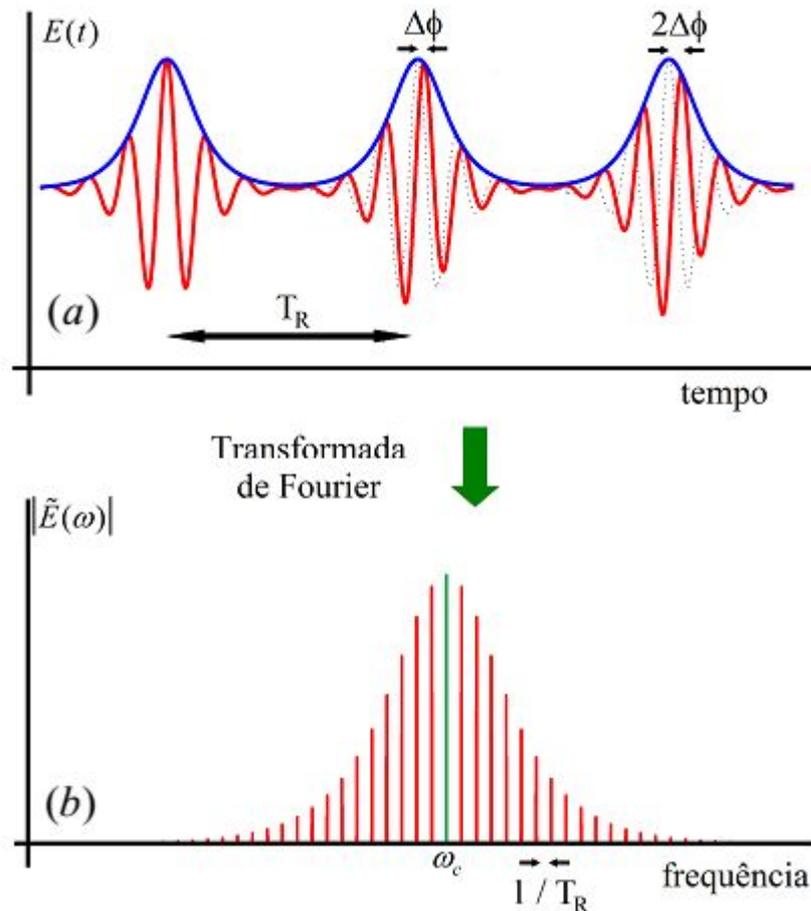


Figura 2.2 Representação diagramática de um trem de pulsos [(a), Eq. (2.17)] e de um pente de frequências [(b), Eq. (2.18)]. A curva em azul é a envoltória dos pulsos. Tomada da referência [33].

Na fig. 2.2 (b), a largura de cada um dos modos (dentes) do pente de frequências, depende do tamanho do trem de pulsos, ou seja que é aproximadamente $L_m \approx 1/NT_R$, [33]. A frequência de cada modo pode ser escrita como: $\omega_m = 2\pi(f_0 + mf_R)$, onde f_0 é a frequência de *off-set* [34].

Para gerar um trem de pulsos ultracurtos pode ser usado um laser pulsado com travamento de fase (*mode-locked*), um exemplo é o laser de Ti:safira.

Agora veremos o que acontece com a solução das equações (2.14) quando, no lugar de um campo contínuo, o sistema interage com um trem de pulsos ultracurtos.

O fato de que o tempo entre um pulso e outro, e a duração do pulso sejam menores que o tempo de vida do átomo num determinado nível excitado, por exemplo, implica que o átomo é capaz de perceber mais de um pulso antes de decair. Nós vamos considerar que em nosso sistema atômico acontece assim.

O sistema de equações de Bloch pode ser resolvido numericamente pelo método de

Runge-Kutta clássico de quarta ordem, num programa desenvolvido em MatLab (Apêndice A). O programa começa resolvendo a interação do primeiro pulso com o sistema atômico quando todos os átomos encontram-se inicialmente no estado fundamental. Consideramos que nossos pulsos tem forma temporal quadrada e tem uma duração de $T_p = 100\text{fs}$. Sendo assim, resolvemos neste tempo com os seguintes parâmetros: $\gamma_{22}/2\pi = 5\text{MHz}$ (correspondente ao tempo de vida da transição $5S \rightarrow 5P$ do Rb, 200 ns); $\gamma_{12} = \gamma_{22}/2$ já que nosso sistema é fechado ($\gamma_{11} = 0$); $\omega_c/2\pi = 400\text{THz}$, $\omega_{21}/2\pi = 400\text{THz} + \delta/2\pi$; e $\Omega_0 = \gamma_{22}/100$.

Após 100 fs o campo vai a zero e o sistema decai espontaneamente, seguindo as equações (2.14) para $\Omega_0 = 0$, durante um tempo $T_R = 10\text{ns}$ (o equivalente a um laser com uma taxa de repetição $f_R = 100\text{MHz}$). Os demais parâmetros foram os mesmos.

Este processo é repetido para a quantidade de pulsos que se queira calcular num ciclo dentro do programa. A figura 2.3 mostra o fluxograma do programa utilizado.

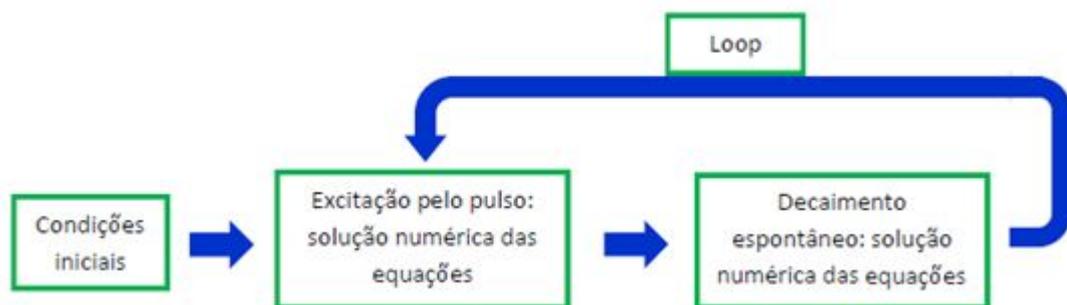
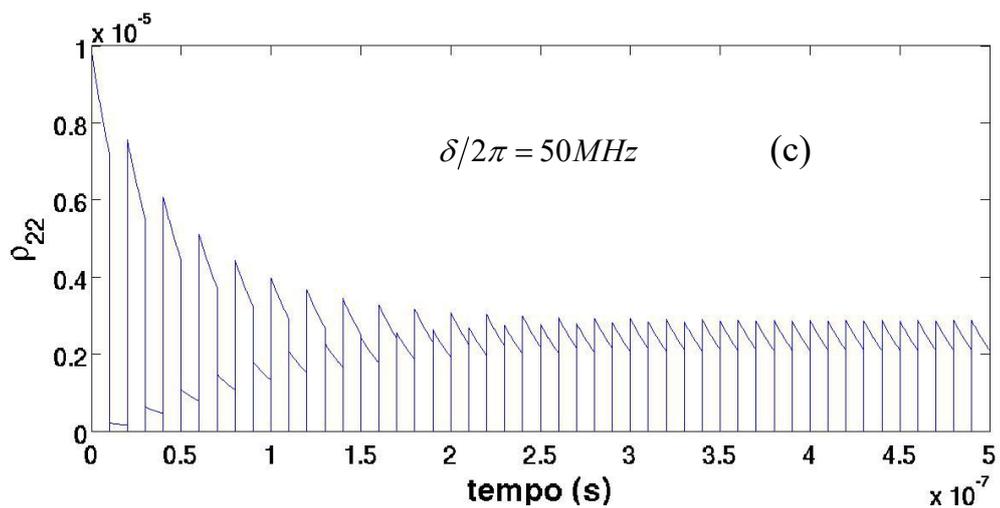
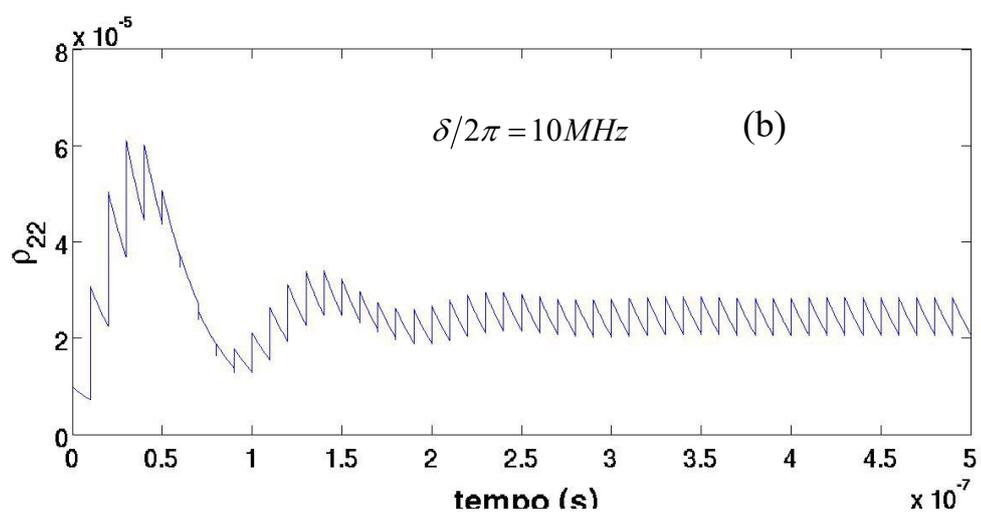
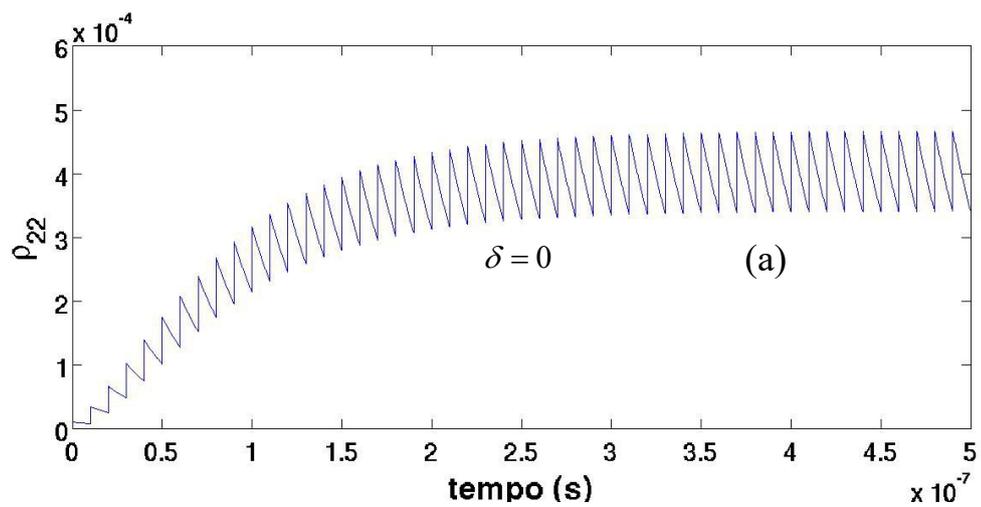


Figura 2.3. Fluxograma do método empregado para o cálculo numérico das equações de Bloch.



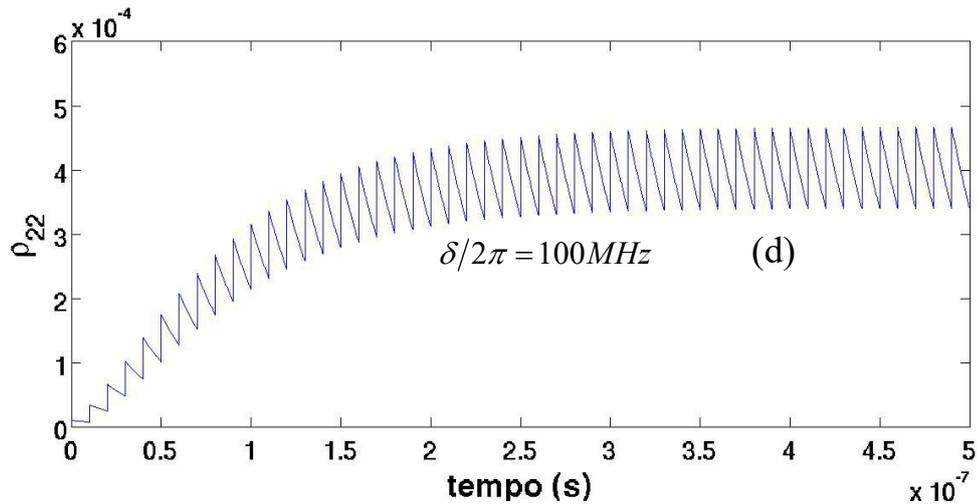


Figura 2.4. População do nível excitado, para uma dessintonia de: (a) $\delta/2\pi = 0$ MHz, (b) $\delta/2\pi = 10$ MHz, (c) $\delta/2\pi = 50$ MHz e (d) $\delta/2\pi = 100$ MHz. Calculadas numericamente para pulsos com envoltória de forma quadrada.

A evolução da população do estado excitado no tempo, para diferentes dessintonias do campo é mostrada na figura 2.4. A primeira coisa que chama a atenção é que para tempos suficientemente longos a população do nível 2 (ρ_{22}) tende a um certo equilíbrio oscilando em torno de um valor médio, num regime que podemos chamar de regime estacionário.

Na fig. 2.4 (a) a dessintonia com o campo foi zero, um número múltiplo inteiro da taxa de repetição do laser, pelo que se pode afirmar também que $\omega_{21}/2\pi = 400\text{THz} = mf_R$ com $m = 4 \cdot 10^6$, ou seja que o modo m de nosso laser está em ressonância com o sistema. De modo que podemos dizer que no tempo, como os pulsos tem uma relação de fase muito bem definida entre eles, o trem de pulsos deixa uma coerência total no sistema que resulta numa interferência construtiva. Isto é chamado regime de acumulação coerente [34]. Já em (b) e (c) a dessintonia do campo não é mais um múltiplo da taxa de repetição, pelo que resultam em uma interferência parcialmente construtiva em (b) e totalmente destrutiva em (c). Neste caso podemos observar que as populações caem em uma e duas ordens de grandeza respectivamente. Em (d) voltamos a ter uma dessintonia que é um múltiplo inteiro da taxa de repetição, obtendo novamente uma interferência totalmente construtiva, como em (a); só que agora temos que o modo $m+1$ está em ressonância com o sistema.

Pode ser feito também um cálculo da população do nível 2 como função da dessintonia do campo para o regime estacionário, isto é, para tempos onde a população varia em torno de uma média constante. Os resultados mostrados na fig. 2.5 são para um tempo fixado em 500 ns [33].

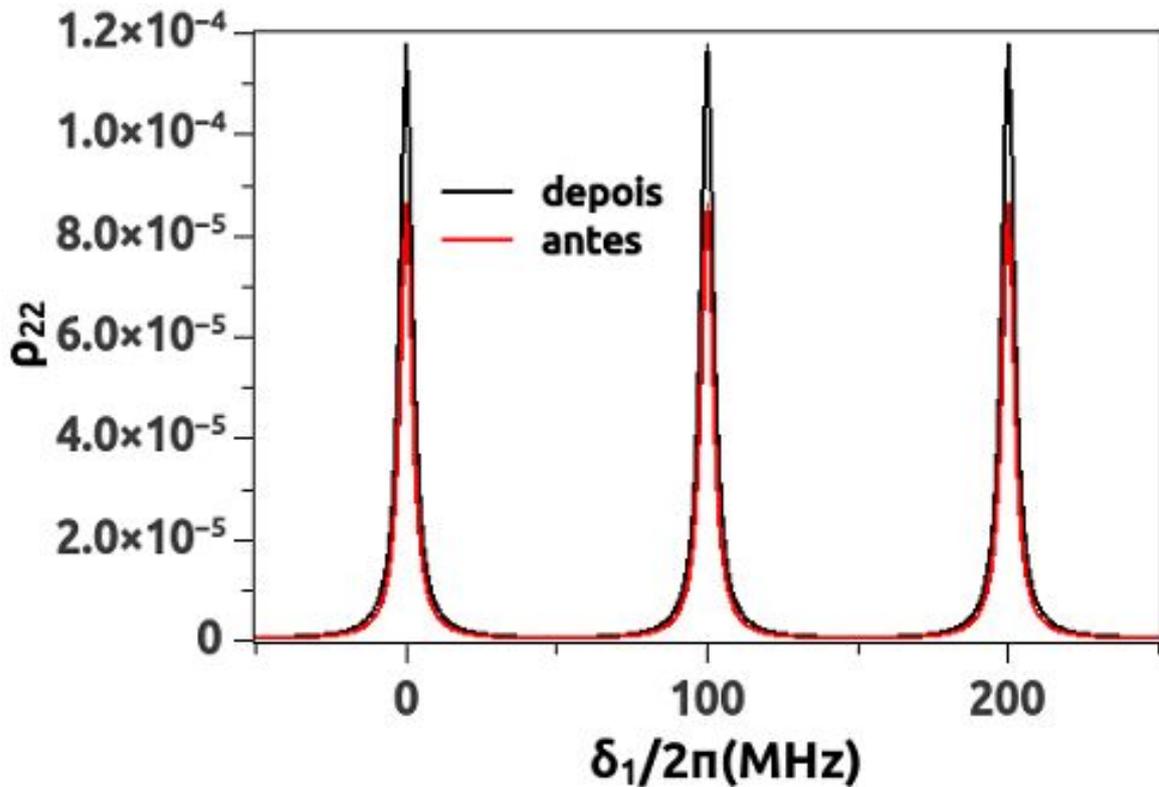


Figura 2.5 População como função da desintonia do campo, logo após a chegada do pulso n (curva preta) e imediatamente antes do sistema interagir com o pulso $n + 1$ (curva vermelha). Figura tomada da referência [35]

A curva preta (fig. 2.5) representa um dos picos da figura 2.4, ou seja, logo depois que o sistema interagiu com um dos pulsos. A curva vermelha, representa um dos pontos de mínimos na figura 2.4, ou seja, logo antes da chegada de um pulso, uma vez que o sistema relaxou no tempo que esteve sem interagir com pulso nenhum. Como era de esperar, enquanto o sistema está interagindo com um pulso, a população alcança um maior valor. Pode ser observado que a cada número inteiro de vezes da taxa de repetição se obtém um máximo da população.

Num vapor atômico, a distribuição de velocidades dos átomos responde a uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, de forma que cada átomo com uma velocidade diferente na direção do feixe de laser, “sente” uma frequência diferente respondendo à seguinte equação:

$$\nu = \nu_L \left(1 - \frac{v_z}{c} \right) \quad (2.19)$$

Na equação (2.19), ν e ν_L são: a frequência “vista” pelo átomo e a frequência do laser, v_z é a componente em z da velocidade do átomo (tomamos z como a direção da luz incidente), e c é a velocidade da luz. Este fenômeno é conhecido como efeito Doppler [36].

Se fizermos uma varredura de nosso laser em torno da frequência da transição ν_0 , os átomos com velocidade v_z estarão em ressonância com o laser quando se cumpra a relação:

$$\nu_L = \frac{\nu_0}{\left(1 - \frac{v_z}{c} \right)} \quad (2.20)$$

A dessintonia que “sentem” os átomos com $v_z \neq 0$ é:

$$\Delta = \delta \pm \frac{2\pi\nu_L v_z}{c} = \delta \pm \vec{k} \cdot \vec{v}_z \quad (2.21)$$

Na equação 2.21 se usou a relação:

$$\left| \vec{k} \right| = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu_L}{c} \quad (2.22)$$

Na figura 2.6 se mostra o comportamento da população do nível 2 como função de Δ levando em conta a distribuição de velocidade dos átomos. Para obter a figura se considerou a interação de um trem de pulsos ultra-curtos com taxa de repetição de 100 MHz com um vapor de átomos de rubídio. A largura do perfil Doppler para o Rb, na temperatura ambiente, é da ordem de 500 MHz [36], e na figura se usou uma largura de 200 MHz. Na figura, a população ρ_{22} foi calculada para diferentes grupos de velocidade, considerando um tempo de interação de $t = 1 \mu\text{s}$, e depois pesando pelo perfil Doppler de acordo com a equação:

$$\rho_{22}^D = \rho_{22} e^{-\frac{\Delta^2}{2\Delta_D^2}} \quad (2.23)$$

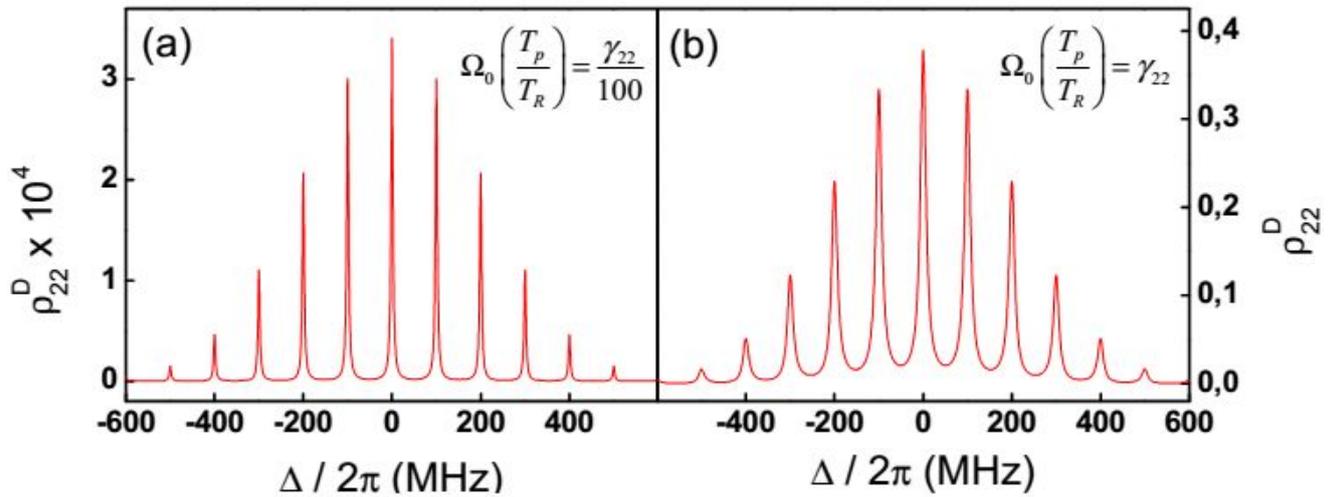


Figura 2.6 População ρ_{22} excitada por um trem de pulsos ultracurtos com taxa repetição de 100 MHz em função da dessintonia dos grupos de velocidade atômicos de um vapor, para dois valores da frequência de Rabi. Figura usada da referência [33].

Na figura 2.6 cada pico, corresponde à excitação de um determinado grupo de átomos por um dos modos do laser. Em (a) pode se ver o comportamento da população em função de Δ para baixas intensidades ($\Omega_0 \ll \gamma_{22}$), e em (b) para intensidades maiores ($\Omega_0 \approx \gamma_{22}$), pode-se ver o alargamento por potência nos picos.

2. 4. Absorção de dois fótons

A absorção de dois fótons é um fenômeno que acontece quando um átomo é excitado de um estado inicial para um estado excitado absorvendo simultaneamente dois fótons [4, 29].

A absorção de dois fótons pode acontecer de duas formas [37]:

1. Em duas etapas ou ressonante com o nível intermediário: Neste caso um primeiro fóton excita o átomo do estado fundamental para o nível intermediário e depois um segundo fóton excita o átomo do estado intermediário para o estado final.
2. Direta ou pura: Neste caso a transição ocorre quando dois fótons chegam simultaneamente ao átomo e a soma das frequências é igual à diferença de energia entre o estado inicial e o estado final, de modo que se tem a transição em uma só etapa absorvendo os dois fótons simultaneamente.

Para fazer o cálculo da probabilidade da transição do nível base (g) para o nível excitado (f), se resolve a equação de Schrödinger, usando teoria de perturbações dependente do tempo. Fazemos o caso mais geral possível, seguindo a figura 2.6:

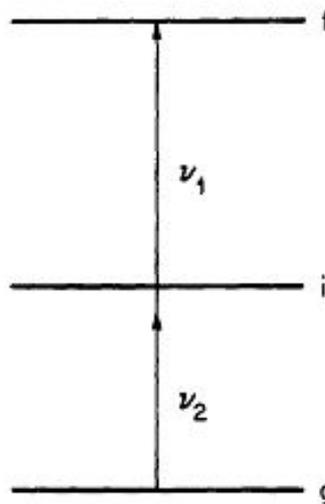


Figura 2.7. Esquema que representa a transição de dois fótons provocado por dois campos com frequências ν_1 e ν_2 . Figura tomada da Referencia [37]

Consideremos que temos dois campos nas formas [37]:

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(z,t) &= \vec{E}_{10} \cos(\omega_1 t - \varepsilon k_1 z), \\ \vec{E}_2(z,t) &= \vec{E}_{20} \cos(\omega_2 t - k_2 z)\end{aligned}\tag{2.24}$$

Nas equações (2.24) ε é um parâmetro relacionado com o sentido dos feixes, $\varepsilon = 1$ se os feixes são co-propagantes e $\varepsilon = -1$ se são contra-propagantes. A função de onda do átomo

satisfaz a equação de Schrödinger, a qual será resolvida usando teoria de perturbações em segunda ordem. Fazemos uma expansão da função de onda $\psi(t)$ como combinação linear das auto-funções não perturbadas $\psi^{(0)}(t)$:

$$\psi(t) = \sum_k a_k(t) \psi_k^{(0)} e^{-i(E_k/\hbar)t} \quad (2.25)$$

Na equação (2.25), E_k são as energias dos estados k , $a_k(t)$ são as amplitudes de probabilidades dependentes do tempo de achar o sistema no estado k . Substituindo (2.25) na equação de Schrödinger [37], obtemos:

$$i\hbar \dot{a}_m = -\frac{i\hbar}{2\tau_m} a_m + \sum_k a_k V_{mk}(t) e^{\omega_{mk}t}, \quad (2.26)$$

onde, o decaimento do sistema tem sido introduzido fenomenologicamente com a inclusão do tempo de vida do nível k , τ_m . Também foi usado que $\omega_{mk} = (E_m^0 - E_k^0)/\hbar$, onde $(E_m^0 - E_k^0)$, é a diferença de energia entre os estados não perturbados m e k , e:

$$V_{mk}(t) = \langle \psi_m^{(0)} | V(t) | \psi_k^{(0)} \rangle \quad (2.27)$$

$V(t)$ é a parte do Hamiltoniano que descreve a perturbação, que na aproximação de dipolo elétrico é:

$$V(t) = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}(t) \quad (2.28),$$

onde $\vec{\mu}$ é o operador momento de dipolo do átomo.

Usando a aproximação da onda girante [4, 31-32], e supondo que os campos são fracos o suficiente para desprezar efeitos de saturação, resolvemos a equação (2.26) e calculamos $a_i^{(1)}(t)$ partindo de que, no estado inicial, $a_g^{(1)}(0) = 1$ e $a_f^{(1)}(0) = 0$. Logo se volta a inserir

$a_i^{(1)}(t)$ em (2.27) com o objetivo de determinar finalmente $a_f^{(2)}(t)$.

Temos considerado que o feixe com frequência ω_2 pode fazer só a transição $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ e que o feixe com frequência ω_1 pode fazer só a transição $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$. O resultado do cálculo da probabilidade de transição é [37]:

$$|a_f^{(2)}|^2 = \frac{|\Omega_1|^2 |\Omega_2|^2}{\left(\delta_2^2 + \frac{1}{4\tau_i^2}\right) \left[(\delta_1 + \delta_2)^2 + \frac{1}{4\tau_f^2}\right]} \quad (2.29)$$

Na equação (2.29), $\delta_2 = \omega_2 - \omega_{ig}$, $\delta_1 = \omega_1 - \omega_{fi}$, $\Omega_2 = \vec{\mu}_{ig} \cdot \vec{E}_{20} / 2\hbar$ e $\Omega_1 = \vec{\mu}_{fi} \cdot \vec{E}_{10} / 2\hbar$.

Na equação (2.29), pode observar-se que existem duas ressonâncias importantes, uma quando: $\delta_2 = \omega_2 - \omega_{ig} = 0$, isto é quando se está em ressonância com um nível intermediário, o primeiro caso que foi descrito no início da seção. E o outro caso, direto ou puro, ocorre quando se cumpre que: $\delta_1 + \delta_2 = \omega_1 - \omega_{fi} + \omega_2 - \omega_{ig} = \omega_1 + \omega_2 - \omega_{fg} = 0$.

Em nosso experimento, o caso mais importante será o primeiro, com nível intermediário, que será o que envolve a transição de dois fótons feita pela combinação de um laser de diodo e um laser de femtosegundos. Em nosso experimento, também será feita a transição pura devido à combinação de dois modos do laser de femtosegundos, mas não será o caso analisado.

2. 5. Mistura de quatro ondas

Num meio não linear, a polarização deve ser expressa como uma série de potências do campo elétrico [26, 31]:

$$\vec{P} = \chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (2.30)$$

Na eq. (2.30) $\chi^{(1)}$ é a suscetibilidade linear, \vec{E} o campo elétrico e $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$, são as suscetibilidades não lineares de segunda e terceira ordem. Em meios não lineares, o termo de segunda ordem é o responsável pelos fenômenos como: geração de segundo harmônico, efeito

eletro-óptico, e mistura de três ondas [26].

Em materiais não lineares com simetria de inversão, o $\chi^{(2)}$ é zero, e o termo de terceira ordem é o de mais baixa ordem responsável pelos fenômenos não lineares, como: a mistura de quatro ondas [26].

A mistura de ondas é um processo físico não linear no qual duas ou mais ondas eletromagnéticas interagem com um meio não linear segundo $\chi^{(3)}$, e são geradas ondas eletromagnéticas em uma direção bem definida e com frequências que são combinações lineares das frequências das ondas incidentes, de forma que o momento e a energia sejam conservados.

Em nosso caso vamos considerar de forma específica a mistura de quatro ondas ocorrendo num vapor de rubídio. No caso específico da mistura de quatro ondas, três feixes são combinados num meio não linear, para gerar um quarto feixe coerente, como está representado na fig. 2.8.

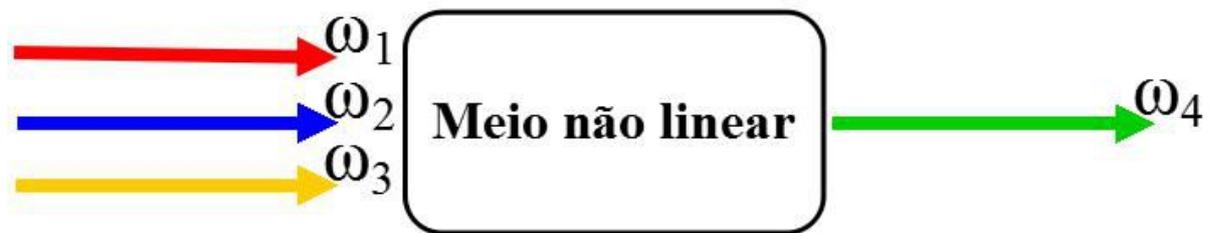


Figura 2.8. Representação esquemática do processo de mistura de quatro ondas.

Em nosso estudo em Rb, só dois feixes são combinados no vapor atômico, e um terceiro feixe é resultado de um processo Amplificação de Emissão Espontânea (ASE) devido à inversão de população entre os níveis $5D_{5/2}$ e $6P_{3/2}$ [26-28], conforme esquematizado na fig. 2.9. A combinação destes três feixes ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$), no meio não linear, gera um quarto feixe que, deve satisfazer a conservação da energia:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (2.31)$$

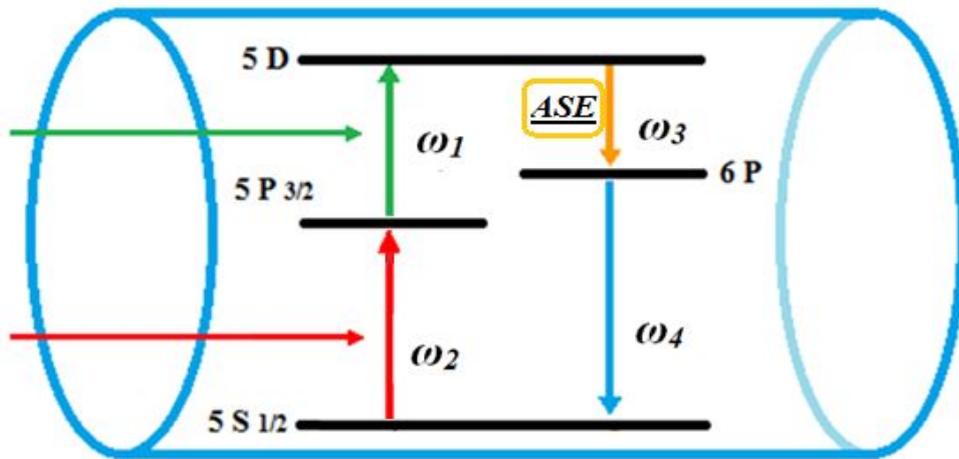


Figura 2.9. Esquema do processo de mistura de quatro ondas num vapor de rubídio. O terceiro feixe com frequência ω_3 , é gerado como consequência de um processo de amplificação de emissão espontânea (ASE).

A figura 2.9 apresenta um esquema do que ocorre nos átomos de rubídio dentro da célula quando é colocada na presença de dois feixes sintonizados nas duas primeiras transições com frequências ω_1 e ω_2 respetivamente, o próprio meio gera um outro campo com frequência ω_3 e pela mistura deles é gerado um campo com frequência ω_4 , que é o campo que se vai estudar neste trabalho. A estrutura de níveis de energia do rubídio será analisado com detalhe mais na frente.

Considerando também a conservação do momento, é necessário que se cumpra a relação de casamento de fase:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \quad (2.32)$$

Vamos considerar nosso campo total incidente como:

$$\vec{E} = \vec{E}_1(\omega_1) + \vec{E}_2(\omega_2) + \vec{E}_3(\omega_3) \quad (2.33)$$

Se os feixes \vec{E}_1 e \vec{E}_2 incidem na célula co-propagantes com polarizações lineares e paralelas, e detectamos o feixe gerado para a frente na mesma direção destes feixes; então para que seja cumprida a condição de casamento de fase (2.32): este feixe gerado só será

resultado de uma mistura de quatro ondas se o campo \vec{E}_3 é também gerado para a frente.

A polarização não linear que serve como fonte para a geração deste quarto feixe é:

$$P_\ell^{(3)}(t) = \chi_{\ell kji}^{(3)} E_i E_j E_k, \quad (2.34)$$

onde os sub-índices i, j, k e ℓ , indicam as componentes da polarização que podem ter os campos (ver eq. 2.33) e da polarização criada no meio.

Substituindo (2.33) em (2.34) e analisando só a combinação que gera um campo com frequência $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$, obtemos:

$$P_\ell^{(3)}(\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3) = \chi_{\ell kji}^{(3)}(\omega_4) E_k(\omega_1) E_j(\omega_2) E_i^*(\omega_3) \quad (2.35)$$

A suscetibilidade $\chi^{(3)}$ pode ser calculada resolvendo o sistema de equações de Bloch para um sistema de três níveis e depende das propriedades microscópicas do meio [31].

$$\chi_{\ell kji}^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) \propto \frac{\mu_{14}^\ell \mu_{43}^k \mu_{32}^j \mu_{21}^i}{\left[(\omega_{41} - \omega_1 - \omega_2 + \omega_3) - i\gamma_{41} \right] \left[(\omega_{31} - \omega_1 - \omega_2) - i\gamma_{31} \right] \left[(\omega_{21} - \omega_1) - i\gamma_{21} \right]} \quad (2.34)$$

Na equação (2.34) os termos no numerador são os momentos de dipolo elétricos indicados. Como pode ser visto no denominador a suscetibilidade não linear de terceira ordem depende das ressonâncias com os níveis envolvidos.

O $\chi^{(3)}$ é um tensor de terceira ordem cujos termos matriciais cumprem com determinadas regras segundo o meio não linear analisado [31].

Vamos supor que nossos campos são transmitidos na direção de z e que os campos \vec{E}_1 e \vec{E}_2 são linearmente polarizados em x . Por causa das propriedades de simetria de nosso meio (isotrópico) e baixo as condições impostas de que estamos detectando para a frente, os únicos elementos matriciais diferentes de zero de $\chi^{(3)}$ serão: $xxxx$ e $yyxx$, dependendo de se o

campo \vec{E}_3 gerado pelo meio está polarizado em x ou em y . A relação entre estas componentes é [38]:

$$yyxx = \frac{1}{2} xxxx \quad (2.35)$$

Então, o feixe gerado pela mistura de quatro ondas num vapor de Rb, detectado para a frente, será um feixe coerente polarizado linearmente na mesma direção que os feixes incidentes, ou na direção perpendicular a esta.

3. Experimento, Resultados e Discussões

Neste capítulo serão apresentados o sistema experimental utilizado neste trabalho e os resultados obtidos, juntamente com as discussões.

Numa primeira parte serão descritos o esquema de níveis de energia do rubídio envolvidos no experimento, as características dos lasers usados e a montagem experimental que foi projetada para estudar a resposta do vapor à excitação de dois fótons provocada pela combinação de um laser de diodo e um trem de pulsos ultracurtos (emitido por um laser de Ti-safira).

Na segunda parte deste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos para o feixe azul emitido pelo sistema atômico após a filtragem das componentes não desejadas.

O estudo do espectro de excitação quando são variados: a intensidade do laser de diodo e a densidade atômica do vapor de Rb. A caracterização da polarização e alguns parâmetros do sinal como: a largura de linha, e o deslocamento dos picos do sinal com respeito à transição cíclica, também são discutidos.

3. 1. Sistema experimental

3. 1. 1. O sistema atômico

O sistema atômico usado no experimento foi um vapor de átomos de rubídio (Rb) contidos em uma célula selada sem gás nobre.

O Rb é um metal alcalino com número atômico 37, com um elétron na sua camada mais externa, no nível 5S, o que permite tratar o sistema como um átomo hidrogenóide. No experimento só este elétron mais externo é que será excitado.

O rubídio apresenta dois isótopos estáveis, o ^{85}Rb e o ^{87}Rb . Na célula temos o vapor de Rb na sua abundância natural, 28 % do isótopo de ^{87}Rb e um 72 % de ^{85}Rb .

A figura 3.1 mostra na notação espectroscópica nl_J o esquema dos níveis de energia do Rb que serão de interesse para o experimento, onde n representa o número quântico principal, l o número quântico orbital, e $\vec{J} = \vec{l} + \vec{S}$ é o momento angular total do elétron onde S é o spin do elétron. Assim, na figura, $5P_{3/2}$ significa que o elétron encontra-se no nível com $n = 5$; $l = 1$ e $J = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$. Nos níveis hiperfinos, F representa o momento angular total do átomo: $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$, onde \vec{I} é o momento angular do núcleo [4, 39]. Segundo as regras de soma de momento angular:

$$|J - I| \leq F \leq |J + I| \quad (3.1)$$

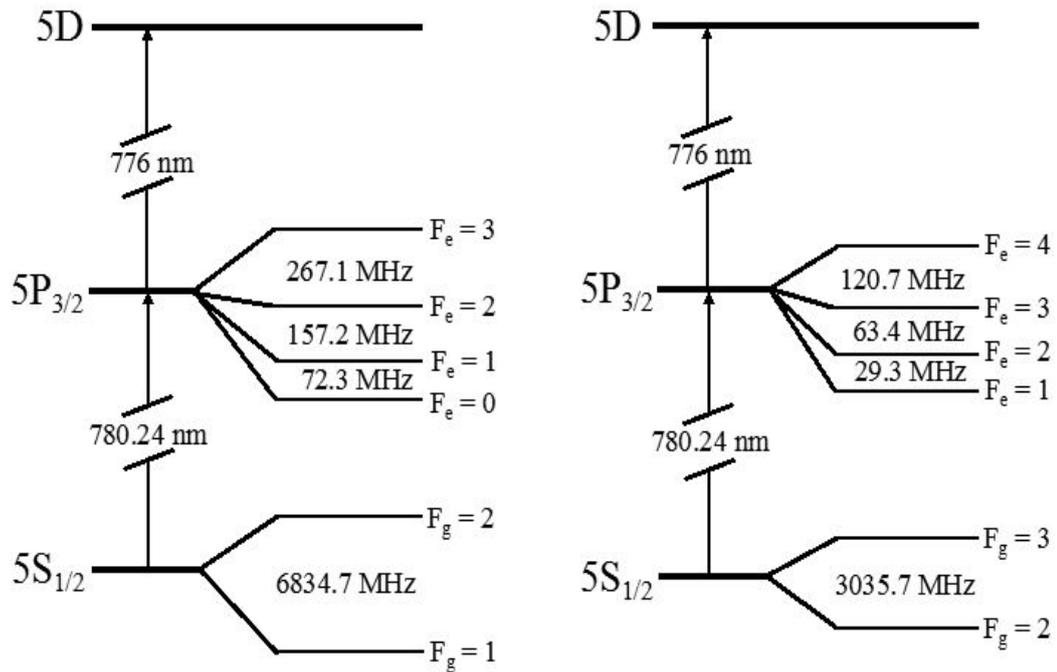


Figura 3.1. Esquema dos níveis de energia dos isótopos 85 e 87 do rubídio.

Então, para o estado fundamental do ^{85}Rb por exemplo, $J = \frac{1}{2}$ e $I = \frac{5}{2}$, temos que F pode tomar valores 2 e 3 segundo a eq. (3.1). No caso do ^{87}Rb , $I = \frac{3}{2}$. Os sub-índices do F são “g” para o estado fundamental, e “e” para os estados excitados.

No experimento a transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ pode ser feita tanto pelo laser de diodo como pelo laser pulsado e a transição $5P_{3/2} \rightarrow 5D$ é feita somente pelo laser pulsado. Nesta dissertação estaremos analisando só o sinal gerado devido aos dois laser, de forma que consideraremos só a contribuição do diodo para a transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. O sistema tem maior probabilidade de decair para o nível fundamental pelo mesmo caminho que foi excitado, mas também decai via o nível $6P$ para depois fazer a transição para o nível fundamental $6P \rightarrow 5S_{1/2}$. Esta última transição gera uma luz azul em 420 nm que é o sinal estudado neste trabalho.

O nível $5P_{1/2}$ fica muito distante da sintonia do laser de diodo, e por isso não será considerado em nosso estudo. Também esclarecemos que o laser pulsado pode fazer as duas transições: do nível $5P_{3/2}$ para $5D_{3/2}$, e do nível $5P_{3/2}$ para $5D_{5/2}$. Como ambos estados ($5D_{3/2}$ e $5D_{5/2}$) decaem para o nível $6P$ e nós não mediremos esta transição, não vamos conseguir separá-las e por isso vamos considerar como um único nível $5D$.

Também na figura 3.1 é mostrado o nível $6P$, sendo que ele pode desdobrar-se em $6P_{1/2}$ e $6P_{3/2}$. Neste caso a diferença das transições $6P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ e $6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ é de só 1 nm, e por questões de resolução na captura do sinal não conseguimos diferenciar as duas transições. É por isso que chamamos só de nível $6P$.

3. 1. 2. O laser de diodo

O laser usado para a emissão de luz contínua, foi um laser de diodo da *Sanyo*, modelo *DL-7140-201*, monomodo, operando em 780 nm (pelo qual, como já foi falado, é usado para fazer a transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$). Nosso laser tem uma largura de linha de aproximadamente 1 MHz, e consegue varrer da ordem de 10 GHz sem salto de modo. A sintonização em frequência ocorre por meio do ajuste na corrente elétrica de entrada, através de um controlador específico construído para este fim. A corrente atua na sintonização através do efeito Joule, cujo calor gerado muda a temperatura e, portanto, o tamanho da cavidade do laser [40]. Para a variação da frequência da luz emitida foi usado um gerador de funções.

Trabalhando numa corrente típica de 80 mA, o laser oferece uma potência de 50 mW, o que é suficiente para a realização do experimento.

3. 1. 3. O laser pulsado

O laser usado para a geração de pulsos ultracurtos foi um laser de Ti:safira (Titanio:Safira) modelo Mira da Coherent. O laser de Ti:safira é um laser do tipo *self-modelocking* sintonizável entre os 700 e 980 nm com uma taxa de repetição $T_r = 76 \text{ MHz}$, e cujos pulsos têm uma duração de $\tau_p = 100 \text{ fs}$. Como seu nome indica, o laser de Ti:safira usa como meio de ganho um cristal de Safira (Al_2O_3) dopado com íons de Titânio (Ti^{+3}), com uma concentração de um 0.1% que se encontram substituindo aos átomos de alumínio no cristal. Este laser é excitado por um feixe de luz em 532 nm gerado por um laser de Nd:YVO_4 (Nd:Vanadate), e dobrado em frequência a partir de um cristal de LBO (Lithium Triborate).

Na figura 3.2 apresentamos um espectro dos pulsos do laser de Ti:safira obtido por um espectrômetro da Ocean Optics. Vemos o pulso centrado em 776 nm, com uma largura de banda de aproximadamente 10 nm o que corresponde a um pulso de aproximadamente 100 fs. O laser usado permite a sintonização em comprimento de onda (λ) mas não permite travar nem a taxa de repetição nem a frequência de *offset*.

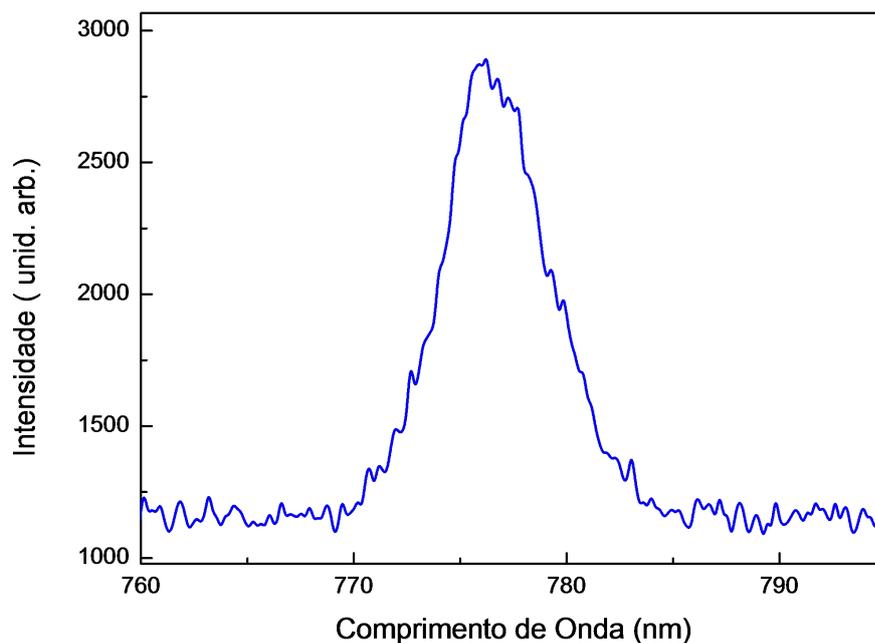


Figura 3.2.. Espectro do laser Ti:safira trabalhando no regime pulsado e centrado em 776 nm.

3. 1. 4. A absorção saturada

A espectroscopia de absorção saturada é um tipo específico de espectroscopia sub-Doppler extremamente útil na física atômica. A mesma permite resolver as transições hiperfinas num metal alcalino com alargamento não homogêneo, como no vapor de rubídio.

A técnica consiste em fazer incidir um feixe de laser contínuo e intenso (chamado de feixe forte) num vapor atômico. Um outro feixe, do mesmo laser, com uma intensidade bem menor (chamado feixe de prova) é colocado contrapropagante e superposto ao feixe forte, usualmente é usada uma reflexão do próprio feixe de bombeio atenuada por meio de filtros.

A frequência do laser é variada perto da ressonância do sistema atômico e é medida a transmissão do feixe de prova. Num vapor atômico, a distribuição de velocidades dos átomos responde a uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, pelo qual cada átomo com uma velocidade diferente na direção onde está incidindo o laser “sente” uma frequência diferente respondendo à seguinte equação:

$$\nu = \nu_L \left(1 - \frac{v_z}{c} \right) \quad (3.2).$$

Este fenômeno é conhecido como efeito Doppler. Devido a este efeito só os átomos que apresentam componente de velocidade nula na direção de propagação dos feixes conseguem responder à presença simultânea de ambos os feixes. Como a transição é “saturada” (daqui o nome absorção saturada) pelo feixe forte, o feixe de prova apresenta um aumento da transmissão em cada transição hiperfina.

A figura 3.3 apresenta um espectro típico de absorção saturada obtido em nosso sistema, correspondendo às transições $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, dos estados fundamentais $^{87}\text{Rb} \Leftrightarrow Fg = 2$ e $^{85}\text{Rb} \Leftrightarrow Fg = 3$ para os respectivos níveis hiperfinos. Conseguimos observar praticamente todas as transições, as quais estão indicadas pelo valor de F do estado excitado.

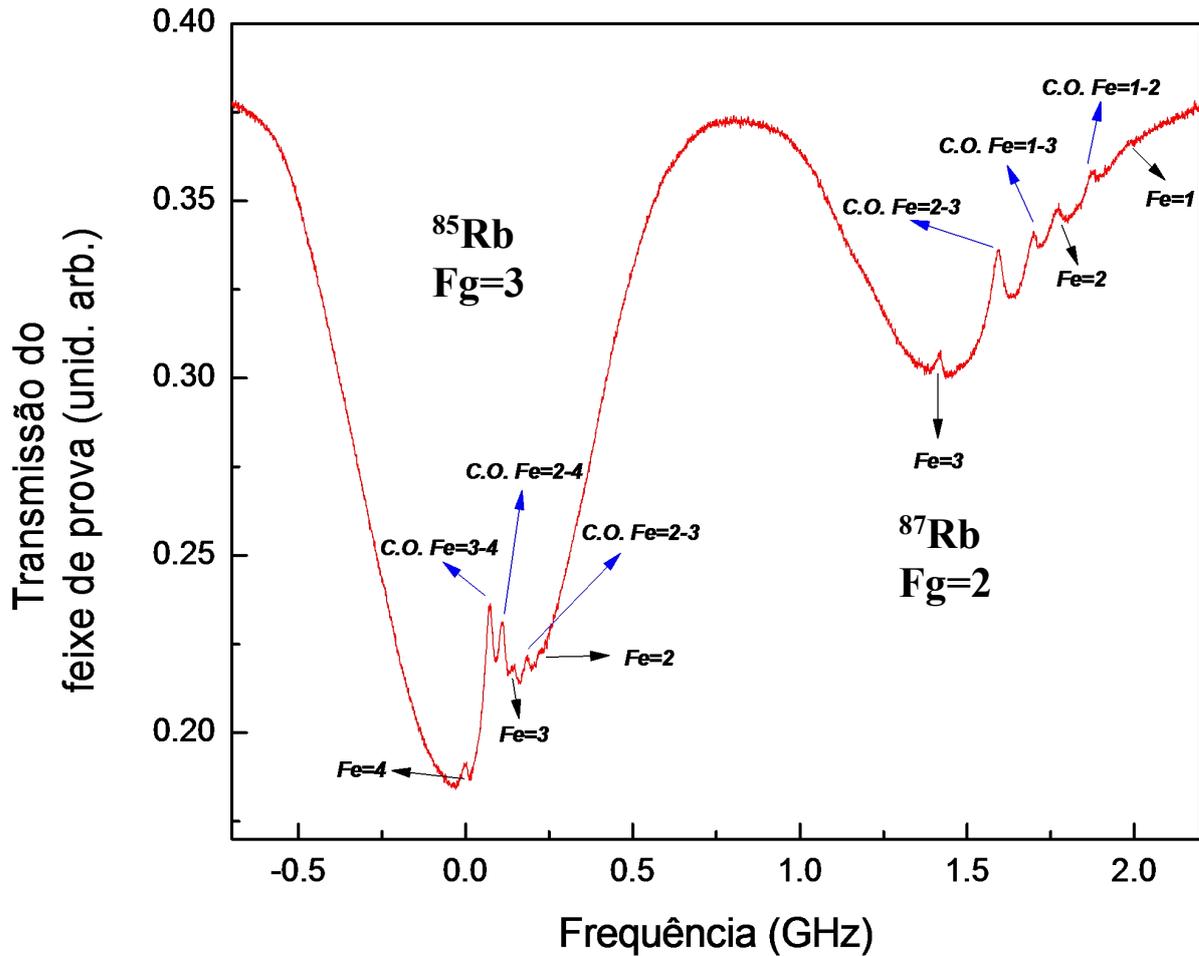


Figura 3.3. Espectroscopia de absorção saturada de um vapor de Rb. As siglas C.O. correspondem aos picos “*crossover*”.

Na figura 3.3 também podemos observar as chamadas ressonâncias de *crossover* (C.O.), indicadas com as setas em azul. Como a tradução do inglês indica são as ressonâncias que aparecem uma vez que o laser está sintonizado justamente na metade da frequência de transição entre dois níveis hiperfinos com frequências ν_1 e ν_2 com um mesmo estado fundamental, isto é $\nu_L = (\nu_1 + \nu_2)/2$. Quando isto acontece o laser forte interage com dois grupos de velocidades: $\pm v_z$, de acordo com $\nu_1 = \nu_L \left(1 - \frac{v_z}{c}\right)$ e $\nu_2 = \nu_L \left(1 + \frac{v_z}{c}\right)$. É por esta razão que os picos correspondentes às ressonâncias de *crossover* são mais intensos do que os de ressonância pura ($v_z = 0$).

3. 1. 5. Descrição do Experimento

A figura 3.4 (a) mostra um esquema da montagem experimental usada, e a conexão com os níveis de energia do átomo de Rb envolvidos no experimento (fig. 3.4 (b)).

O feixe do laser de diodo sintonizado em 780 nm é combinado por um *beam-splitter* (com T=70% e R=30%) com o feixe do laser de Ti:safira centrado em 776 nm. Uma pequena parte da intensidade do laser de diodo é tirada para fazer uma absorção saturada numa célula a temperatura ambiente, que será usada como referência.

O prisma (PBS) colocado antes da célula nos permite garantir que os feixes tenham polarização linear e paralela (o que é importante na hora de analisar o carácter coerente de sinal). Os dois feixes são focalizados com uma lente no centro da célula de Rb, e uma lente na saída da célula nos permite colimar os feixes.

A célula é esquentada com o objetivo de aumentar a densidade de átomos de Rb. A partir da temperatura podemos determinar a densidade atômica utilizando a eq. (3.3) proposta por A. Gallagher em [41].

$$\log_{10}(N) = -\frac{A}{T} - (B+1)\log_{10}(T) + C + 18.985 \quad (3.3),$$

onde N é a densidade atômica expressada em cm^{-3} , T é a temperatura absoluta, e $A = 4302$; $B = 1.5$; $C = 11.722$ são constantes.

Com o objetivo de analisar as componentes da polarização do sinal gerado na amostra colocamos um polarizador logo após a célula.

Na saída da célula também utilizamos um filtro que só transmite altas frequências, bloqueando os feixes dos lasers em 780 nm e 776 nm e transmitindo o feixe azul gerado. O feixe azul passa por um espectrômetro que envia o sinal para uma foto-multiplicadora (Hamamatsu IP28) que amplifica nosso sinal com uma tensão fixa de 800 V antes de enviar para um osciloscópio para visualização e armazenagem. Utilizamos um osciloscópio de quatro canais de forma que detectamos simultaneamente o sinal gerado, a absorção saturada e a rampa de controle da corrente do laser de diodo.

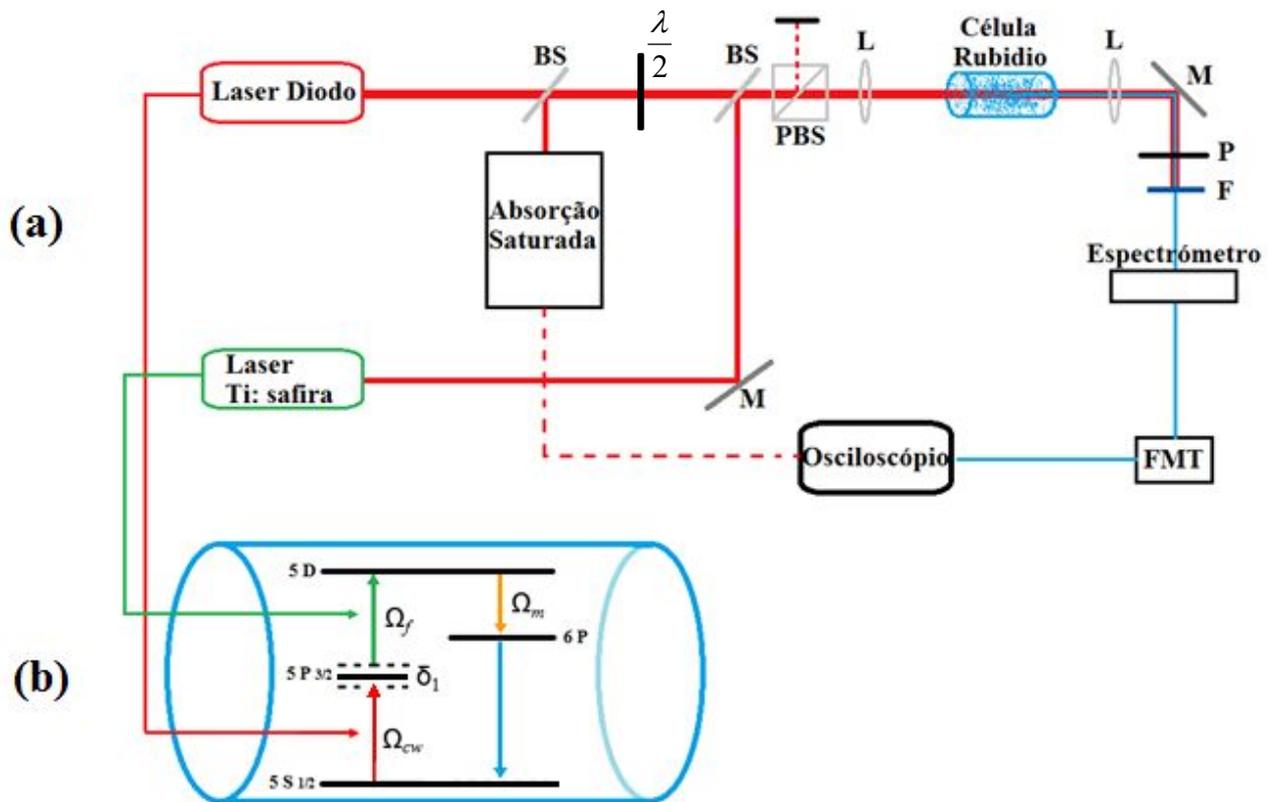


Figura 3.4. (a) Esquema da montagem experimental. (b) Representação das transições dos níveis de energia provocadas pelos lasers e as transições geradas pelo próprio sistema atômico. As letras BS significam *beam splitter*, $\frac{\lambda}{2}$ placa de onda lambda sobre dois, PBS *polarized beam splitter*, L lente,

M espelho, P polarizador, F filtro, FMT foto-multiplicadora.

A potência do laser de diodo é variada entre $[(0.4 \text{ a } 8.2) \pm 0.1]$ mW com uma placa de onda $\lambda/2$ na frente do BS que superpõe os lasers. No caso do laser de femtosegundos a potência média medida foi $P_f = (300.0 \pm 0.1)$ mW e foi mantida fixa o tempo todo.

Usamos uma câmara CCD para fazer a medida do raio dos feixes no foco (isto é aproximadamente no meio da célula). Obtivemos para o laser de diodo um raio de $R_d = (205 \pm 5) \mu\text{m}$, e para o laser de femtosegundos $R_f = (506 \pm 5) \mu\text{m}$.

Considerando nossos feixes gaussianos e com os raios obtidos dentro do comprimento de Rayleigh, podemos expressar nossos resultados em função das intensidades dos feixes, o que no caso do diodo foi de $[(0.4 \text{ a } 12.4) \pm 0.2] \text{ W/cm}^2$, e para o laser de Ti:safira $I_f = (74.4 \pm 0.2) \text{ W/cm}^2$.

3. 2. Resultados e Discussões

Nesta secção apresentaremos os resultados obtidos e faremos a discussão dos mesmos.

Numa primeira parte veremos algumas características gerais do sinal, por exemplo a forma do sinal em comparação com sinais de fluorescência obtidas a 90° , a análise da polarização, e a impressão do pente de frequências.

Logo após, apresentaremos o comportamento do sinal quando foram variados dois parâmetros: a intensidade do laser de diodo e a temperatura ou a densidade atômica. Nas duas sequências de medidas analisamos três parâmetros: as características gerais do espectro do sinal, a largura de linha e o deslocamento do pico do sinal com respeito à transição cíclica. A descrição e discussão destes comportamentos são apresentadas.

3. 2. 1. Apresentação geral do espectro do sinal e comparação com a fluorescência.

Na figura 3.5 apresentamos a variação do sinal azul de fluorescência emitido pelos átomos de Rb quando são excitados pelos dois lasers de diodo e femtosegundos. Este sinal tem características bem definidas e estudadas pelo nosso grupo [42], de forma que o utilizaremos para fazer uma comparação com nossos dados. A figura mostra o espectro de excitação da fluorescência (em azul) quando foi variada a frequência do laser de diodo. O eixo da direita corresponde a uma medida de absorção saturada (em vermelho), usada como referência.

Pode ser observado que o espectro de fluorescência apresenta quatro picos definidos na região onde se encontram as quatro curvas Doppler do Rb, sendo mais intenso os picos correspondentes às linhas $^{87}\text{Rb } Fg=2$ e $^{85}\text{Rb } Fg=3$ do espectro de absorção. Existe um fundo constante que é devido às transições feitas unicamente pelo laser de Ti:safira, ou seja, dois modos do laser de femtosegundos estão fazendo a transição de dois fótons $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D$.

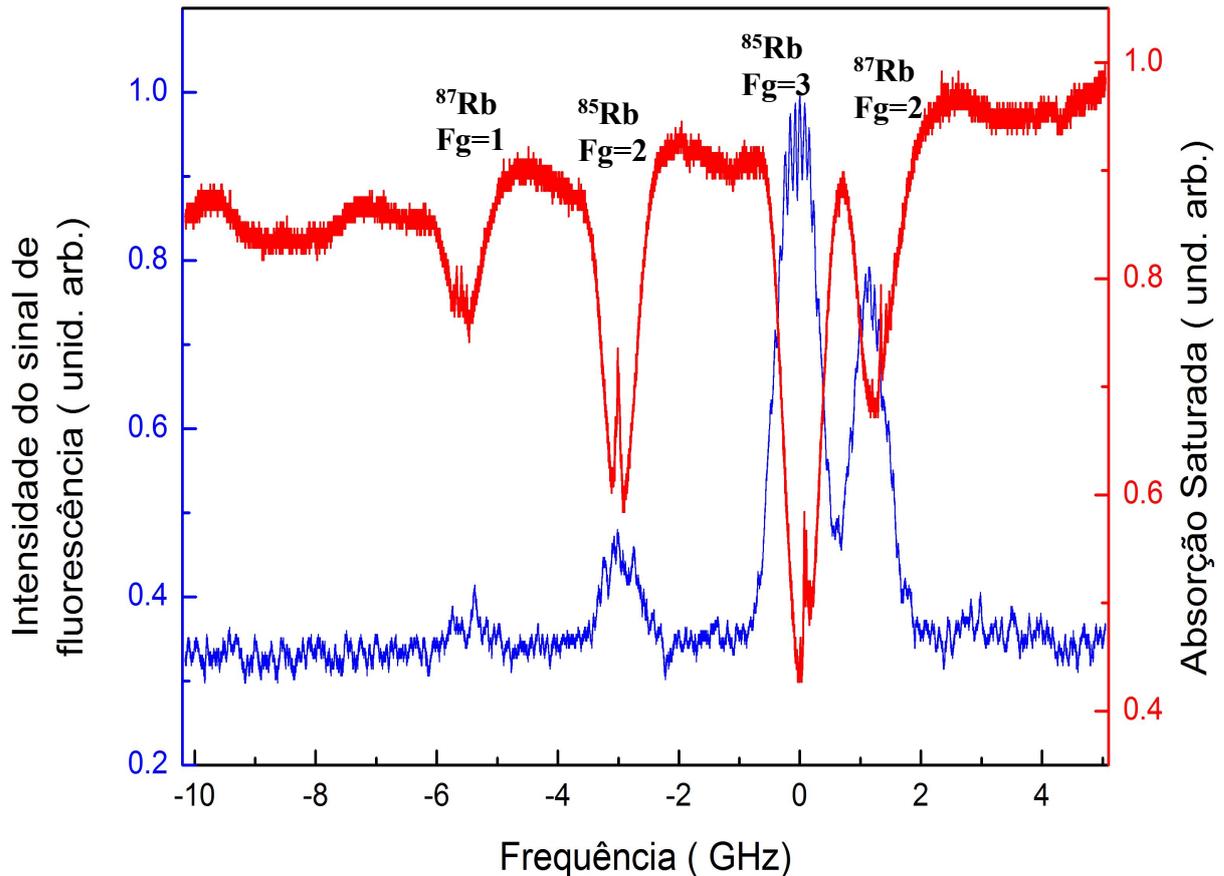


Figura 3.5. Sinal de fluorescência (em azul) em função da frequência do laser de diodo, e absorção saturada (em vermelho) usada como referência. As condições experimentais foram $I_d = 240 \text{ mW/cm}^2$, $I_f = 70 \text{ W/cm}^2$, $T = 70^\circ\text{C}$.

Este sinal de fluorescência é um sinal que apresenta picos largos, da ordem da largura de linha Doppler, e no caso do pico correspondente ao $^{85}\text{Rb } Fg=3$ parece ser até mais largo. Pode ser observado também neste pico e no pico correspondente ao $^{87}\text{Rb } Fg=2$ a impressão do pente de frequências no sinal.

Na figura 3.6 apresentamos um espectro de excitação típico quando detectamos o sinal emitido para a frente. A linha azul é o sinal detectado enquanto foi variada a frequência do laser de diodo. A linha vermelha é a absorção saturada detectada simultaneamente, que é usada como referência. Também é possível observar o fundo como consequência da transição de dois fótons feita só pelo laser de Ti:safira.

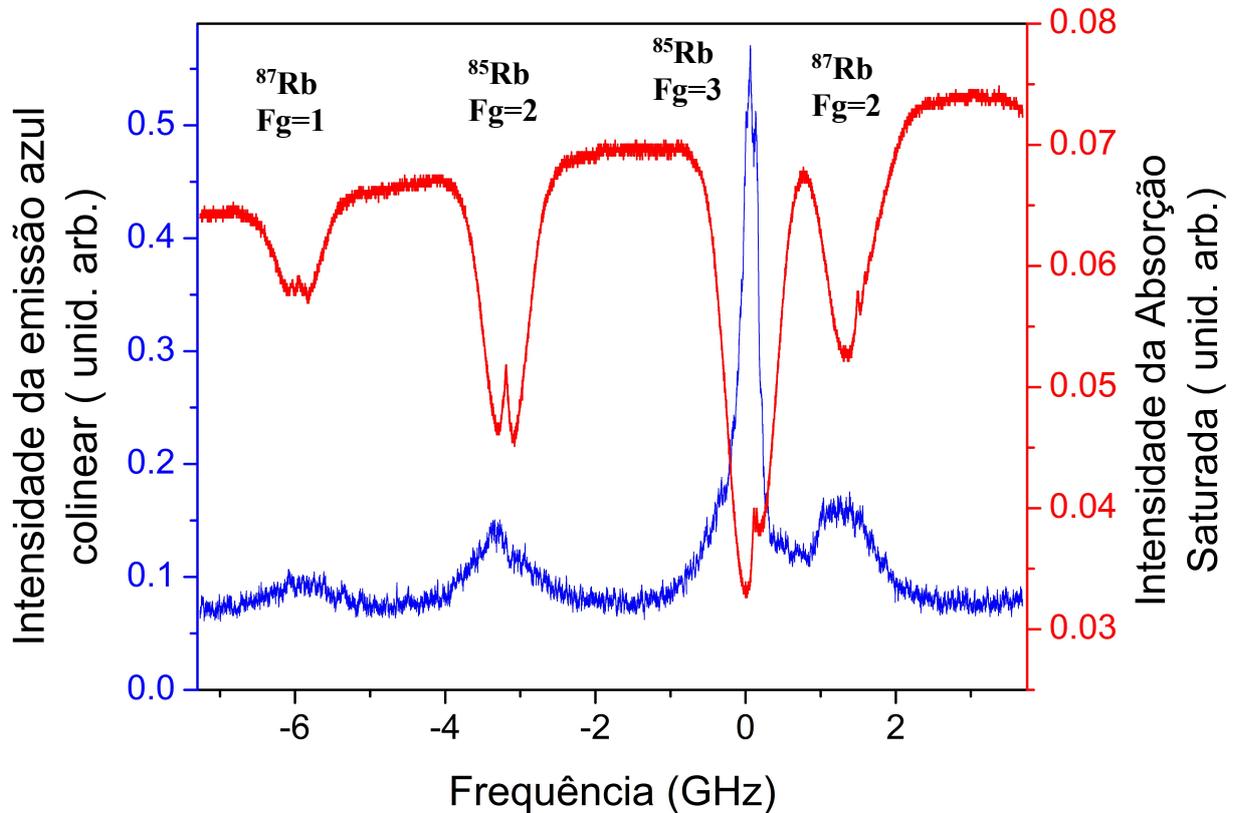


Figura 3.6. Intensidade do sinal azul emitido para a frente (em azul) em função da frequência do laser de diodo. Absorção saturada (em vermelho) usada de referência. As condições experimentais foram

$$I_d = 2.8 \text{ W/cm}^2, I_f = 97.6 \text{ W/cm}^2, T = 85^\circ\text{C}.$$

As características deste sinal detectado para a frente são diferentes das características da fluorescência mostradas na fig. 3.5, sobretudo com relação ao pico correspondente ao $^{85}\text{Rb } F_g = 3$. Este pico nesta configuração é muito mais fino que o mesmo pico da fluorescência e a intensidade dele em comparação com os outros picos é bem maior também.

3. 2. 2. Análise da polarização do sinal e impressão do pente de frequências

Na figura 3.7, mostra-se uma comparação entre os sinais obtidos quando o polarizador na

saída da célula é paralelo ou perpendicular ao polarizador da entrada da célula, ou seja, uma medição das componentes paralelas e perpendiculares da polarização do sinal gerado. As medidas foram realizadas separadamente para cada polarização. Para uma melhor comparação os dois espectros são apresentados superpostos. Estes sinais foram obtidos a uma temperatura de 82°C, com uma intensidade do laser de diodo de 2.0 W/cm² e uma intensidade do laser de Ti:safira de 74.4 W/cm².

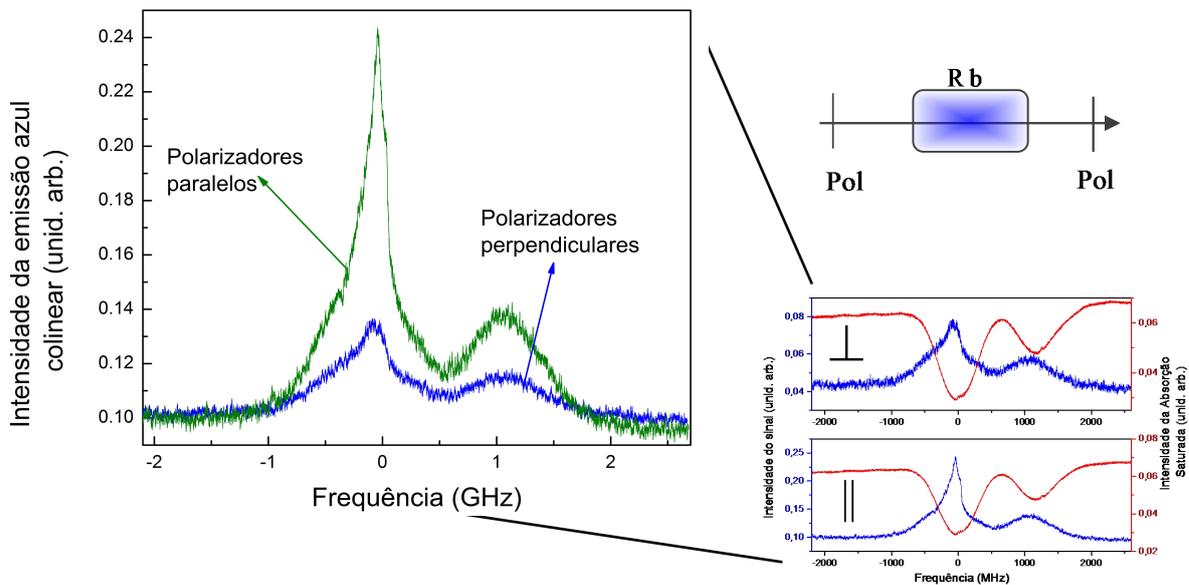


Figura 3.7. Comparação dos sinais obtidos com polarizações paralelas e perpendiculares dos feixes de saída em relação à polarização dos feixes de entrada da célula de Rb.

Nos espectros de excitação mostrados na fig. 3.7 são apresentados, da esquerda para a direita, os picos correspondentes às linhas Doppler $^{85}\text{Rb } F_g = 3$ e $^{87}\text{Rb } F_g = 2$. Apenas são mostrados estes picos porque foram os únicos que apresentaram mudanças significativas, e por esta razão só analisaremos eles. A linha verde corresponde ao espectro de excitação quando os polarizadores da entrada e da saída da célula foram colocados paralelos. A linha azul é o espectro de excitação quando os polarizadores foram colocados perpendiculares. O zero na escala de frequência foi tomado de forma arbitrária na transição cíclica do $^{85}\text{Rb } F_g = 3$ ($5S1/2 \rightarrow 5P3/2$ $F=4$) e o sentido de crescimento da energia também foi tomado de forma arbitrária no sentido das menores energias.

Pode ser observado que os picos com os polarizadores paralelos são mais intensos que quando os polarizadores estão perpendiculares; e especificamente o pico correspondente ao

$^{85}\text{Rb } F_g = 3$ é muito mais intenso que o outro, sendo o $^{85}\text{Rb } F_g = 3$ aproximadamente 3.5 vezes mais intenso que o $^{87}\text{Rb } F_g = 2$ quando os polarizadores são colocados paralelos, e duas vezes mais intenso quando são colocados perpendiculares. O pico correspondente ao $^{85}\text{Rb } F_g = 3$ é, aliás, um pico fino assim como foi mostrado na fig. 3.6.

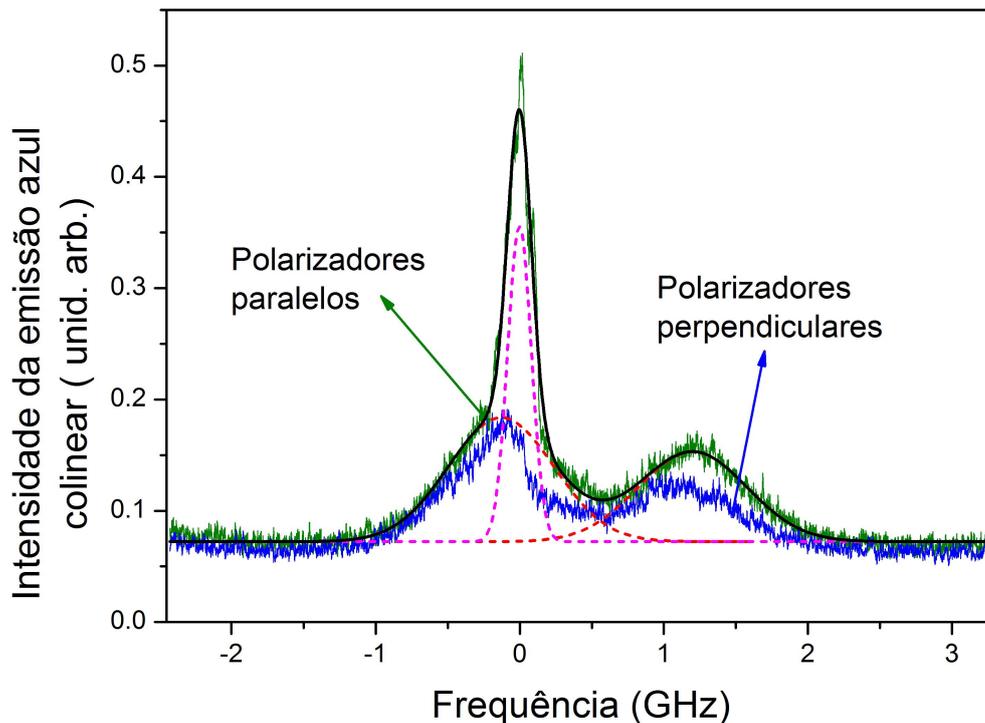


Figura 3.8. Comparação do sinal com diferentes componentes de polarização.

Resultados semelhantes foram obtidos variando as condições experimentais. Um exemplo é mostrado na fig. 3.8, onde temos os espectros de excitação em função da frequência do laser de diodo, para os polarizadores paralelos (em verde) e perpendicular (em azul). As condições experimentais foram: temperatura de 85°C , intensidade do laser de diodo de 2.8 W/cm^2 , e uma intensidade do laser de Ti:safira de 97.6 W/cm^2 .

Novamente observamos um sinal bem mais intenso para a linha $F_g=3$ do ^{85}Rb quando os polarizadores são paralelos, comparado com o sinal obtido para os polarizadores perpendiculares. A forma do sinal, parece indicar que existe uma base sobre a qual surge um pico estreito. A linha pontilhada vermelha foi o resultado de um ajuste gaussiano (o sinal obtido com os polarizadores paralelos foi ajustado como a soma de três gaussianas) e serve como um guia do que estamos denominando de base, a linha pontilhada rosa seria a contribuição coerente ao sinal total. Pela figura 3.8 é claro que esta base não tem uma

polarização bem definida, indicando ser resultado de um processo do tipo ASE (“Amplification Spontaneous Emission”) [26]. Também se observa o que parece ser uma estrutura de picos finos montados acima do pico maior. Esta estrutura de picos parece ser o resultado da excitação devido a cada modo do pente de frequências. Como o pico mais intenso é estreito cabem menos modos do pente de frequências e fica difícil a comparação com o sinal de fluorescência. O fato de não termos como controlar e fixar a frequência de *off-set* pode fazer com que os dentes do pente mudem constantemente de posição, quase borrando do sinal. Uma outra razão a ser considerada e que tende a mascarar a contribuição de cada modo é o alargamento por potência, já que a intensidade de saturação da transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ é da ordem de 10 mW/cm^2 , enquanto que a intensidade do laser de diodo está na ordem de 2.8 W/cm^2 , aproximadamente 280 vezes maior.

Vamos analisar agora o que indicam as medidas de polarização, pois segundo indicam as figuras 3.7 e 3.8 o feixe gerado é polarizado. Relembremos que:

$$\vec{P}^{(3)} = \chi^{(3)} \vec{E}^3, \quad (3.4)$$

e que devido a estarmos detectando a luz emitida para a frente, a conservação do momento e a simetria do sistema atômico impõem que os únicos elementos matriciais diferentes de zero sejam: $xxxx$ e $yyxx$, se consideramos que nossos campos se propagam na direção de z e que os lasers tem polarizações lineares e paralelas em x . Em outras palavras, nosso sinal gerado por uma mistura de quatro ondas só terá as contribuições das componentes paralela e perpendicular da onda eletromagnética emitida pelo meio ao fazer a transição $5D \rightarrow 6P$; estas componentes estão referidas à polarização dos feixes do diodo e do Ti:safira.

Segundo esta análise, se nosso sinal é consequência de um processo de mistura de quatro ondas, a onda eletromagnética gerada pode ter polarização paralela ou perpendicular aos campos incidentes, mas suas componentes devem satisfazer a relação [38]:

$$yyxx = \frac{1}{2} xxxx, \quad (3.5)$$

Então isto indica que além de ser polarizado, o sinal obtido neste experimento devido a uma mistura de ondas deve ser maior quando os polarizadores são colocados paralelos do que

quando são colocados perpendiculares. Isto está de acordo com os resultados obtidos e mostrados nas figuras 3.7 e 3.8, porém a relação 2 a 1 que deveria existir entre suas intensidades não se cumpre, e em ambos casos é maior que uma razão de 3 para 1.

Então, tudo parece indicar que o pico obtido na região da Doppler $^{85}\text{Rb } Fg=3$ é um sinal coerente resultado de um processo paramétrico de mistura de quatro ondas. Por esta razão daqui em diante quando as características que apresentem os sinais obtidos sejam as mesmas que as anteriores: pico pontudo, de largura de linha estreita, muito intenso em comparação com as outras linhas Doppler; diremos que esses sinais têm características coerentes.

3. 2. 3. Dependência do sinal com a intensidade do laser de diodo

Vamos ver a seguir, como o sinal depende da intensidade do laser de diodo.

Para todas as medidas desta seção a intensidade do laser de femtosegundos se manteve fixa em $I_f = (74.4 \pm 0.2) \text{ W/cm}^2$, a temperatura da célula foi mantida fixa em $T = (88 \pm 1)^\circ \text{ C}$, o que corresponde a uma densidade de átomos: $D_A = (2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Nas figuras 3.9 e 3.10 apresentamos os espectros de excitação obtidos conforme variamos a intensidade do laser de diodo, de forma decrescente, de 6.2 W/cm^2 a 0.6 W/cm^2 . Todos os outros parâmetros foram mantidos fixos.

Em cada gráfico, o eixo da esquerda corresponde à intensidade da emissão azul colinear (linha azul) em função da frequência do laser diodo. A linha vermelha corresponde à absorção saturada capturada em cada uma das medidas e usada como referência.

As linhas Doppler mostradas são as mesmas que já foram indicadas: $^{85}\text{Rb } Fg=3$ e $^{87}\text{Rb } Fg=2$ (da esquerda para direita), devido a que as outras duas ($^{85}\text{Rb } Fg=2$ e $^{87}\text{Rb } Fg=1$) não apresentaram variações significativas durante a realização do experimento.

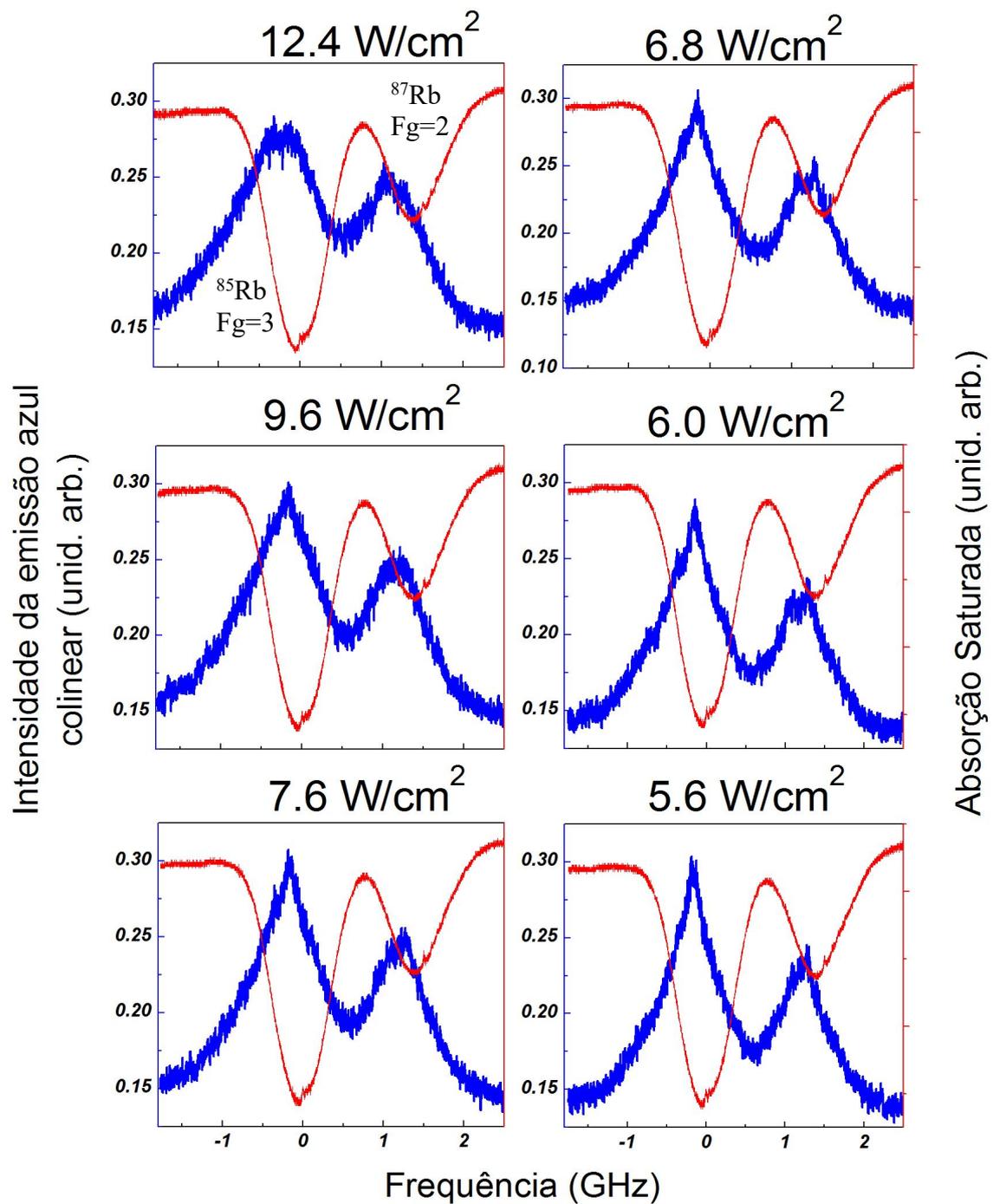


Figura 3.9. Intensidade da emissão azul colinear como função do laser de diodo, para intensidades do laser de diodo entre 5.6 W/cm² e 12.4 W/cm². A densidade atômica foi mantida fixa em $D_A = (2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, e também foi fixada a intensidade do laser de Ti:safira em $I_f = (74.4 \pm 0.2) \text{ W/cm}^2$.

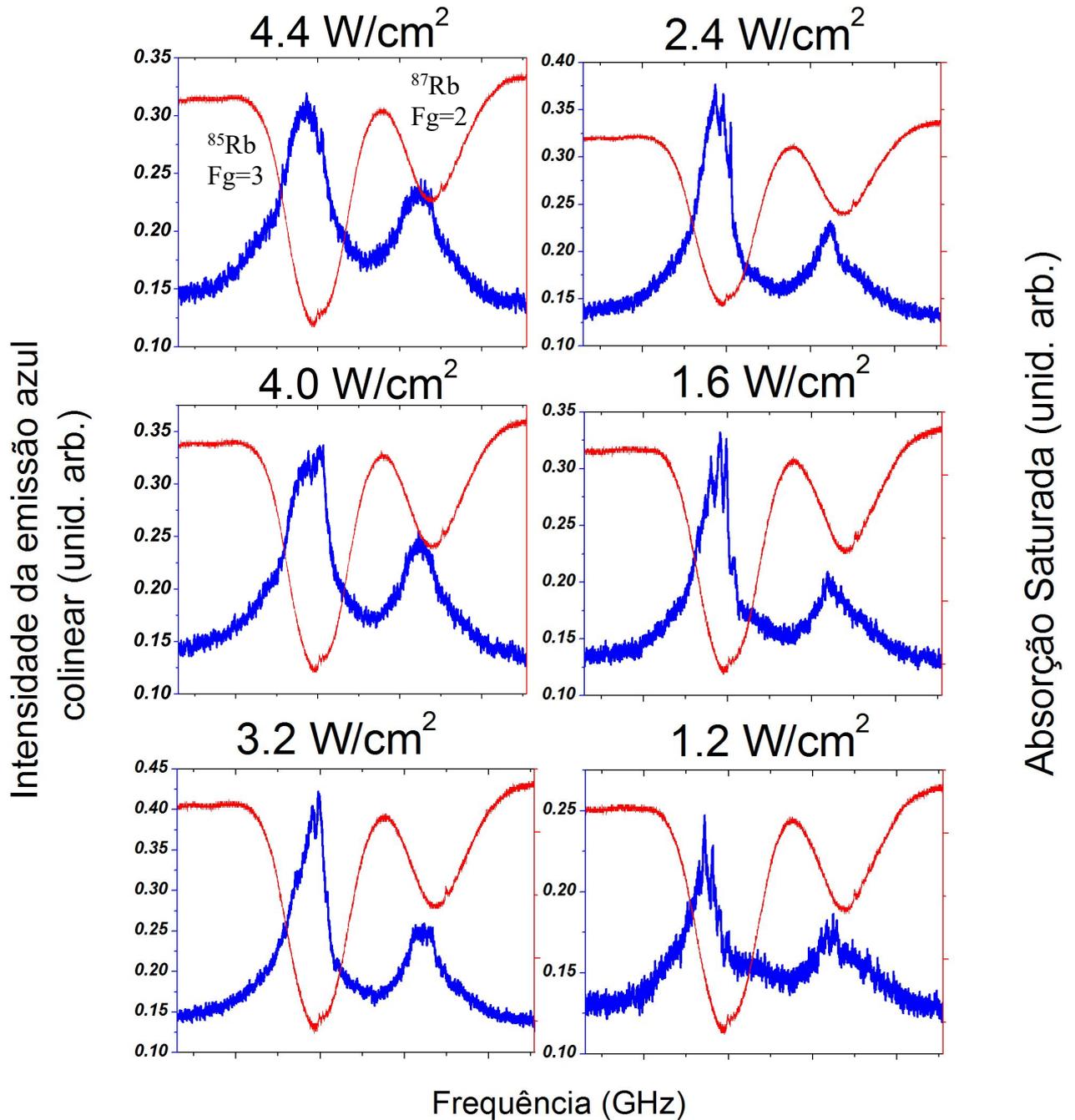


Figura 3.10. Intensidade da emissão azul colinear como função do laser de diodo, para intensidades do laser de diodo entre 1.2 W/cm^2 e 4.4 W/cm^2 . A densidade atômica foi mantida fixa em

$$D_A = (2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}, \text{ e também foi fixada a intensidade do laser de Ti:safira em}$$

$$I_f = 74.4 \pm 0.2 \text{ W/cm}^2.$$

Começamos com uma intensidade do diodo alta e esta foi sendo diminuída com o objetivo de procurar em quê faixa de intensidades o sinal observado no pico correspondente ao ⁸⁵Rb Fg=3 tinha características coerentes.

Começando com a figura 3.9, temos que para intensidades muito altas (12.4 W/cm^2), o sinal é um sinal bem largo e arredondado, da ordem da largura das Doppler apresentadas na absorção saturada. Este sinal lembra bastante o sinal de fluorescência mostrado na figura 3.5 se nela olharmos os picos correspondentes ao $^{85}\text{Rb } Fg=3$ e $^{87}\text{Rb } Fg=2$.

Conforme diminui-se a intensidade do laser de diodo (de 9.6 a 5.6 W/cm^2), vemos aparecer uma ponta na linha do $^{85}\text{Rb } Fg=3$ e o sinal começa a ter uma forma triangular, o qual não é característico de um sinal de fluorescência, como pode ser comprovado na figura 3.5.

Conforme continuamos abaixando a intensidade do diodo, o sinal observado começa a diminuir sua largura e ficar menor do que a Doppler, a ponta continua afinando e sendo cada vez mais clara até chegar numa intensidade de 5.6 W/cm^2 . A partir desta intensidade deixamos de ver a ponta.

Também verificamos que a razão entre as intensidades entre ambas Doppler parece aumentar conforme diminui-se a intensidade do diodo.

A figura 3.10, é exatamente uma continuação da serie de medidas começadas na fig. 3.9. Separamos elas em duas figura diferentes devido a que as características que apresenta o sinal em ambas figuras são diferentes. Desta forma facilita a análise das medidas.

Na figura 3.10, o sinal já não apresenta a forma triangular, e a ponta desaparece já em 2.2 W/cm^2 . Nesta figura os sinais são bem menos largos do que as correspondentes Doppler, sendo isto mais evidente no pico correspondente ao $^{85}\text{Rb } Fg=3$. Também começam a aparecer neste pico uma estrutura de picos menores montados sobre o pico mais intenso, os quais podem ser devido aos modos do laser de Ti:safira, e serão analisados mais adiante.

Se centramos a atenção no pico $^{85}\text{Rb } Fg=3$ da fig. 3.10, vemos que conforme se diminui a intensidade do laser de diodo a intensidade do sinal azul gerado aumenta. O sinal parece ser máximo para intensidades do laser de diodo entre os $(2.4 \text{ a } 3.2) \pm 0.2 \text{ W/cm}^2$, para depois diminuir novamente. Na região de intensidades do laser de diodo onde o sinal é maior, ou seja entre os $(2.4 \text{ a } 3.2) \pm 0.2 \text{ W/cm}^2$, o sinal é bem parecido com os sinais observados nas figuras 3.6; 3.7 e 3.8.

Nesta série de medidas, pode ser visto que no pico correspondente ao $^{87}\text{Rb } Fg=2$, não há mudanças significativas, e por isso centramos a atenção no pico correspondente ao $^{85}\text{Rb } Fg=3$.

Observamos também que o sinal gerado parece ser mais intenso quando a frequência do laser de diodo está do lado negativo com relação à transição cíclica.

Com o objetivo de estudar melhor a dependência do sinal com a intensidade do laser de diodo, fizemos a análise de dois parâmetros: a largura de linha do pico $^{85}\text{Rb } Fg=3$ e o deslocamento

do pico com respeito à transição cíclica.

A referência usada para a medida da meia altura em cada gráfico foi a base do sinal azul, ou seja, a região do sinal fora das Doppler, onde é gerado somente devido ao laser de Ti:safira.

Na figura 3.11 apresentamos as medidas da largura do pico a meia altura (FWHM) correspondente ao ^{85}Rb , no estado fundamental $Fg = 3$, conforme variamos a intensidade do laser de diodo. Cada um dos pontos mostrados na figura corresponde à largura de cada um dos gráficos mostrados nas figuras 3.9 e 3.10.

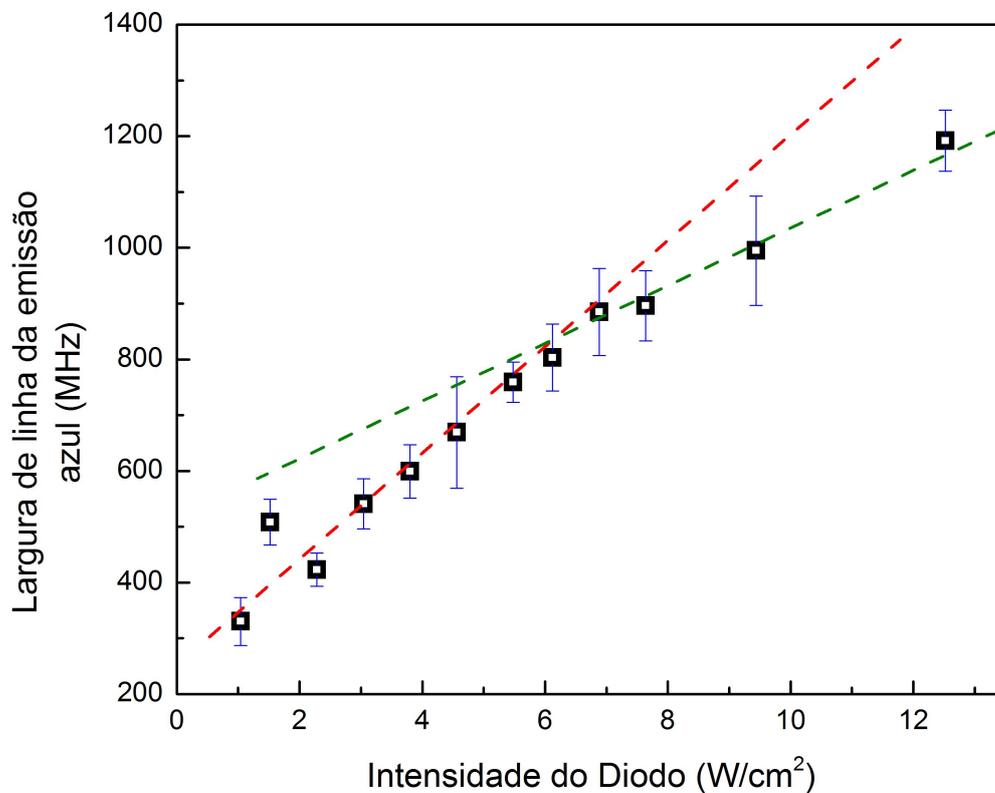


Figura 3.11. Largura de linha da emissão azul em função da intensidade do laser de diodo para a linha do ^{85}Rb , $Fg = 3$.

Observamos que na medida que aumenta a intensidade do laser de diodo aumenta conjuntamente a largura do pico do sinal estudado, com uma dependência que parece ser linear para intensidades do laser de diodo entre 1.2 a 6.0 W/cm². Acima de 6 W/cm² a largura de linha do sinal continua aumentando, mas um pouco mais devagar. A figura indica que para intensidades muito altas o sinal não apresenta uma largura característica de um sinal coerente,

e que esta largura é sensível à intensidade do laser de diodo.

Na figura 3.12 se mostra, de forma detalhada, como foi medido o deslocamento do máximo do sinal azul em relação à transição cíclica do pico $^{85}\text{Rb } Fg=3$. Observe-se que o sinal azul estudado é a linha preta do gráfico e aparece com o pico invertido (para abaixo), isto foi com o objetivo de facilitar a medição deste parâmetro.

A transição cíclica ($5S_{1/2} Fg=3 \rightarrow 5P_{3/2} Fe=4$) foi escolhida como referência devido a que é a transição mais provável, já que as outras transições ($5S_{1/2} Fg=3 \rightarrow 5P_{3/2} Fe=2$ e $5S_{1/2} Fg=3 \rightarrow 5P_{3/2} Fe=2$) contribuem, por bombeio ótico, a popular o estado fundamental $Fg=2$. Por esta razão do pico do sinal azul detectado tende a ficar bem próximo da transição cíclica [26].

Na figura 3.12, o gráfico da direita é uma ampliação da região verde indicada. As linhas vermelhas verticais foram tracejadas acima da transição cíclica e onde se considerou o pico, isto traz um erro considerável em algumas medidas onde o pico não aparece bem definido. A distância entre as linhas vermelhas verticais é o deslocamento que se quer medir.

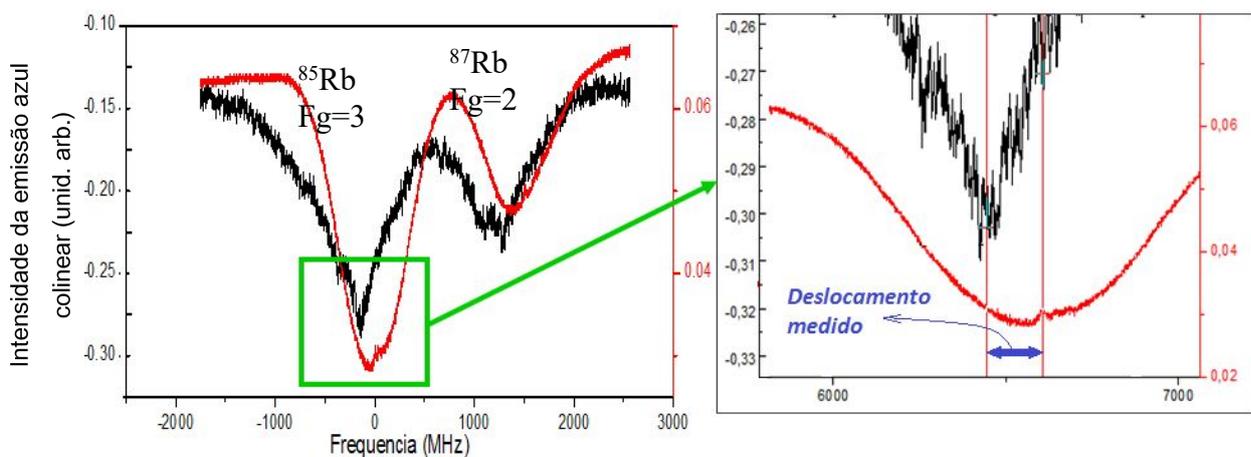


Figura 3.12. Método utilizado para o cálculo do deslocamento do pico do sinal respeito da transição cíclica.

Na figura 3.13, mostramos os deslocamentos obtidos em frequência com respeito à transição cíclica para as diferentes intensidades do laser de diodo.

Classificamos os resultados de acordo com a forma do sinal em dois regimes. Chamamos de Regime 1 (vermelho, correspondendo as medidas da figura 3.9) as medidas onde o sinal é mais parecido com um sinal de fluorescência. Chamamos de Regime 2 (verde, correspondendo

as medidas da figura 3.10) onde os picos tem uma forma mais semelhante com um sinal coerente.

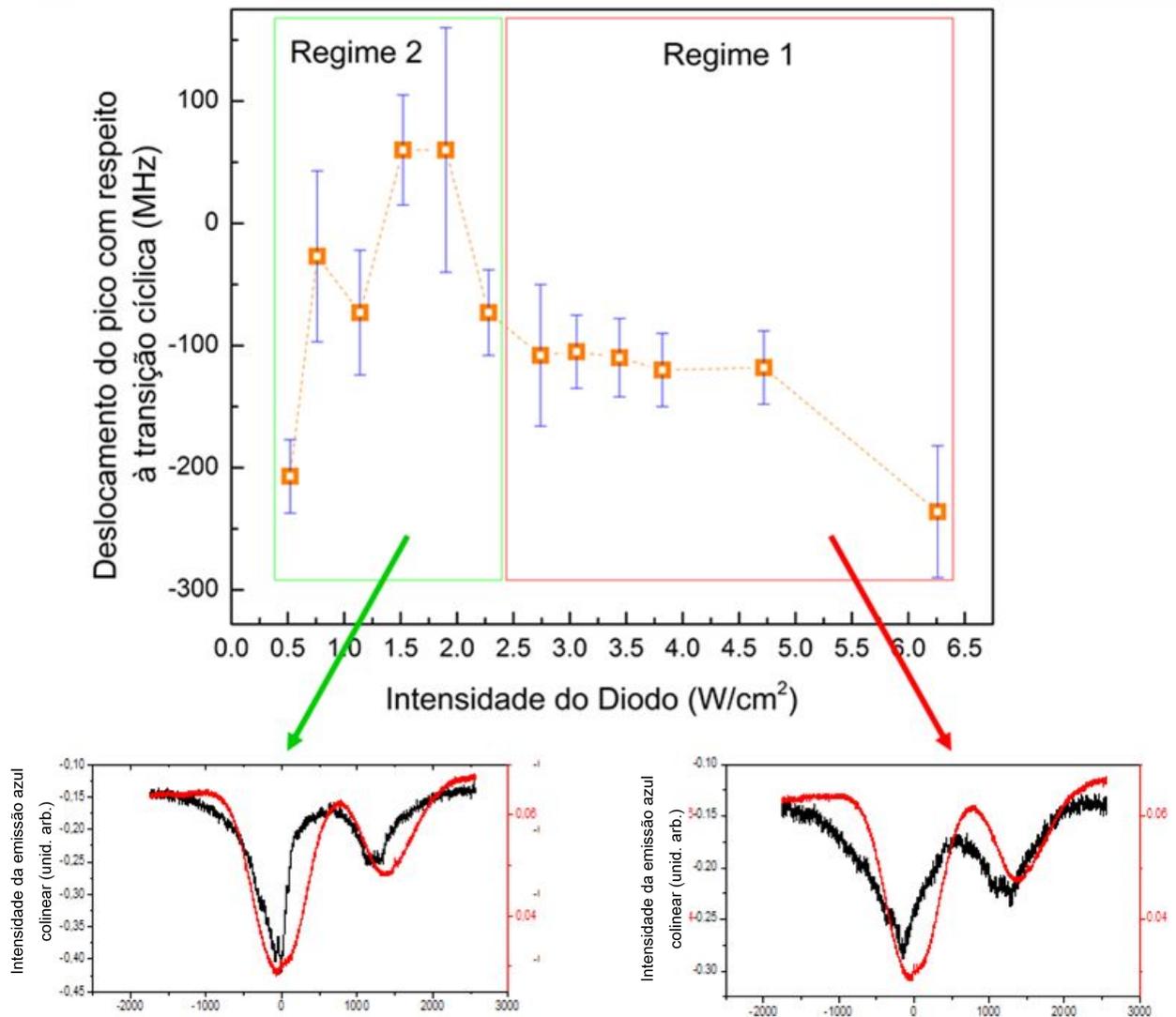


Figura 3.13. Deslocamento do pico do sinal com respeito da transição cíclica para cada medida. Separação em dois regimes de acordo com a forma do sinal.

Observamos que a posição do pico com respeito à transição cíclica, levando em consideração o erro das medidas, se mantém em torno dos 100 MHz, exceto para intensidades a partir dos 10 W/cm², onde o pico está muito afastado da cíclica. Porém no que chamamos de Regime 2, onde as intensidades do laser são menores de 4.4 W/cm², o valor da posição dos picos começa a ser diferente, tendendo a ficar mais próximos da transição cíclica, exceto para intensidades muito baixas onde começa afastar-se novamente.

Segundo estas análises feitas variando a intensidade do laser de diodo, os resultados parecem

indicar que para uma temperatura de 88°C, na faixa de intensidade de 12.4 a 5.6 W/cm² (fig. 3.9), onde o sinal é largo e tem forma triangular (também chamado regime 1 na fig. 3.13) o sinal observado tem uma forte contribuição de fluorescência. A ponta fina que aparece quando se diminui a intensidade pode ser um indício da contribuição de sinal coerente. Observando a fig. 3.11 vemos que, embora a largura de linha cresça com a intensidade do diodo, o crescimento parece ser mais lento para altas intensidades, indicando um efeito tipo “saturação” da transição de dois fótons.

Também neste regime 1, onde o sinal parece estar dominado por fluorescência, os picos tem a tendência a se afastar mais da transição cíclica do que no regime 2, assim como indica a fig. 3.13.

Já no regime 2 (correspondendo às medidas mostradas na fig. 3.10), o sinal apresenta as menores larguras de linha segundo se mostra na fig. 3.11. Aliás, a figura 3.13 mostra que nesta faixa de intensidades do laser de diodo, o pico do sinal tende a se aproximar da transição cíclica. Estas características indicam que provavelmente o processo de mistura de ondas, neste regime 2, esteja sendo mais importante e por esta razão, para intensidades do laser de diodo entre (2.4 a 3.2) +/- 0.2 W/cm² se obtiveram os sinais com maiores características coerentes.

Depois destas observações, podemos pensar que a geração de sinal azul com características coerentes, induzido pela combinação de um laser de diodo com um laser de Ti:safira, é bem sensível á intensidade do laser de diodo. Sendo que para intensidades do laser diodo altas ou muito baixas, para uma temperatura e intensidade do Ti:safira fixas, as características coerentes do sinal desaparecem.

Para intensidades muito baixas, isto poderia se dever a que não se alcançou o limiar para a geração de luz coerente. Isto é, não foi possível excitar a quantidade suficiente de átomos para conseguir a população necessária para ocorrer o processo de mistura de ondas.

Para intensidades altas do laser de diodo, um dos possíveis processos que estão ocorrendo foi mostrado por Marco Polo Moreno, em sua tese de doutorado [33], ele mostrou que pode acontecer uma diminuição da população do nível 5P_{3/2} provocada por um processo de bombeio óptico induzido pela alta intensidade do laser de diodo. A diminuição da população do nível 5P_{3/2} leva a um aumento do decaimento da população do nível 5D via este estado 5P_{3/2}, diminuindo a probabilidade de decair via o nível 6P e portanto, diminuindo a intensidade do sinal gerado no azul. Esta explicação também está de acordo com o fato de ao dobrarmos a intensidade do laser de diodo de 6.0 para 12.4 W/cm² (fig. 3.9) não vermos nenhum aumento na intensidade da emissão azul e sim um alargamento do sinal.

Agora, vamos analisar com detalhes a estrutura de picos finos que aparecem no sinal para o

regime 2. Para isso variamos mais lentamente a frequência do laser de diodo e tiramos médias de 10 varreduras utilizando o próprio osciloscópio.

Na figura 3.14, é mostrado um espectro típico do sinal azul emitido na região da Doppler ^{85}Rb $Fg=3$, em função da frequência do laser de diodo. A curva vermelha é a absorção saturada. As condições experimentais desta medida foram: $T=88^\circ\text{C}$, $I_D=2.4\text{ W/cm}^2$ e $I_F=74.4\text{ W/cm}^2$.

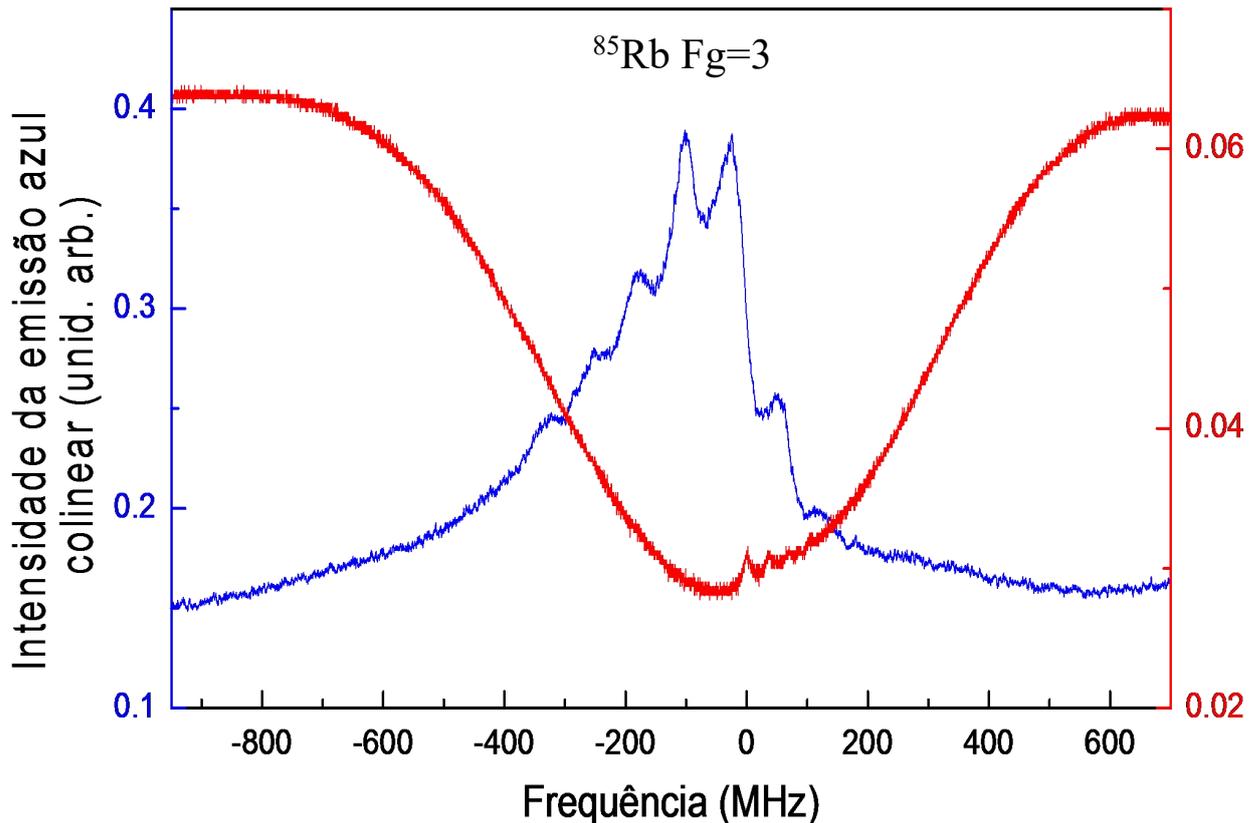


Figura 3.14. Intensidade do sinal azul em função da frequência do laser de diodo, na região da Doppler ^{85}Rb $Fg=3$ (curva azul), para uma média de 10 varreduras na captura no osciloscópio. Absorção saturada (curva vermelha).

Nesta figura fica clara a estrutura de picos dentro do sinal estudado. Uma medida simples da distância entre o centro dos picos resultantes de um ajuste considerando a soma de 7 gaussianas (fig. 3.15) indica uma separação constante e da ordem de 76 ± 3 MHz.

Este valor coincide com a taxa de repetição do laser de femtosegundos usado, indicando que cada pico deve ter a contribuição de um modo específico do pente de frequências. Esta interpretação é reforçada quando comparamos com o sinal de fluorescência obtido em trabalhos anteriores [42], conforme vemos na fig. 3.16.

Na figura 3.15 pode ser visto também que uma das gaussianas das gaussianas que foram somadas ficou bem mais largas do que as outras, criando uma base. Esta base pode ser entendida da mesma forma que como foi explicado para a figura 3.8, ou seja é uma base devido à contribuição de um sinal incoerente.

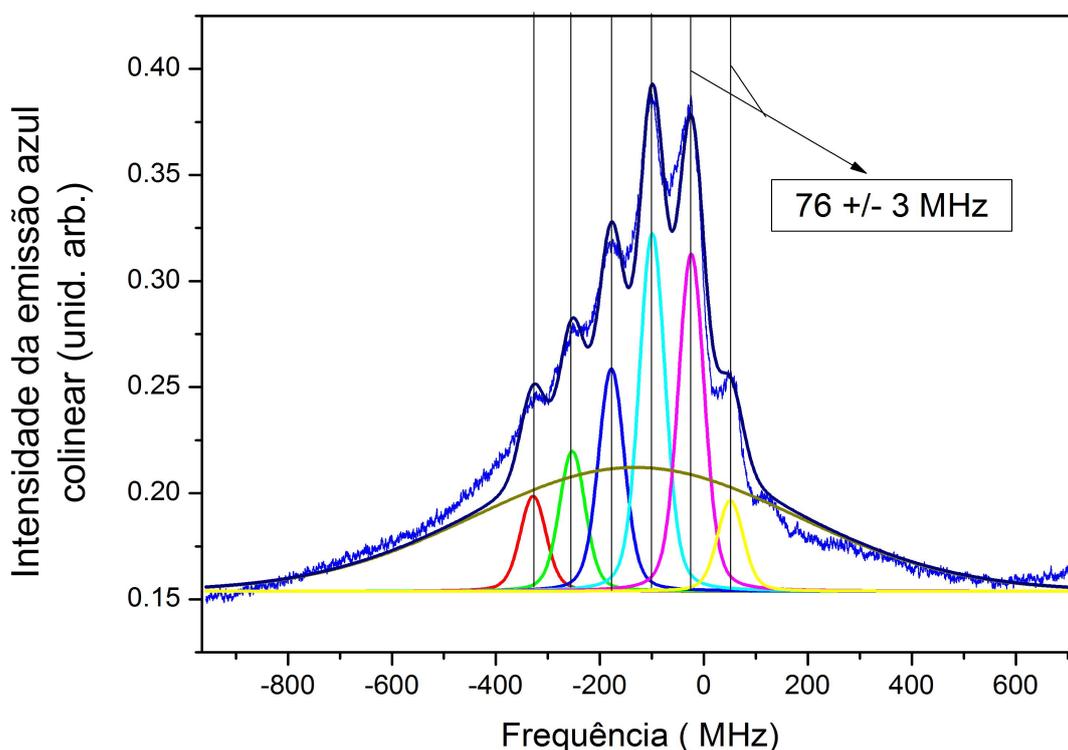


Figura 3.15. Medida da distância entre os picos impressos no sinal gerado. A linha azul maior é o espectro de excitação da emissão, a linha preta é o resultado da soma das gaussianas apresentadas em diferentes cores.

Grande semelhança na estrutura de picos pode ser observada na fig. 3.16, esclarecendo que o sinal de fluorescência contém muitos mais modos dentro dele, já que é bem mais largo que o sinal azul colinear obtido por nós.

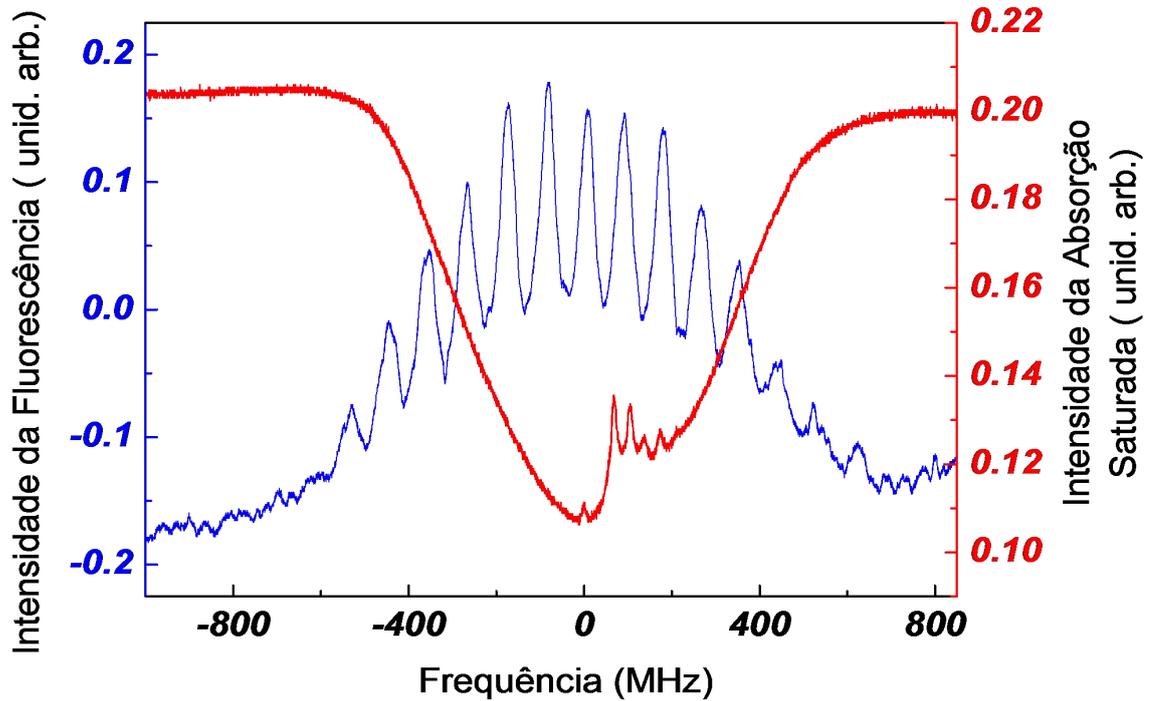


Figura 3.16. Sinal de fluorescência (curva azul), absorção saturada (curva vermelha).

Como elemento esclarecedor vamos dizer que até agora, temos analisado apenas os resultados correspondentes as variações dos parâmetros no pico do ^{85}Rb correspondente ao estado fundamental $Fg=3$, dado que não foi observada, dentro da nossa incerteza, variação nenhuma no pico correspondente ao ^{87}Rb do estado fundamental $Fg=2$.

3. 2. 4. Variação do sinal com a densidade atômica

Um outro conjunto de medidas realizadas consistiu em fixar a intensidade do laser de diodo e variar a temperatura da célula de Rb, ou a densidade atômica da amostra. Neste caso, nós conseguimos ver mudanças interessantes nos picos, tanto de ^{85}Rb no estado fundamental $Fg=3$, quanto no ^{87}Rb no estado fundamental $Fg=2$.

Na figura 3.17 apresentamos, em azul, os espectros do sinal azul gerado obtidos conforme se variou a densidade atômica da célula de rubídio, mantendo constante tanto a intensidade do laser de diodo $I_D = (2.0 \pm 0.2) \text{ W/cm}^2$, quanto a do laser de Ti:safira $I_F = (74.4 \pm 0.2) \text{ W/cm}^2$. Foi feita uma seleção de espectros obtidos durante as medições, pois não é possível apresentar todos neste trabalho. A curva vermelha é a absorção saturada obtida de forma independente e simultaneamente para cada uma das medidas, e se usa como referência.

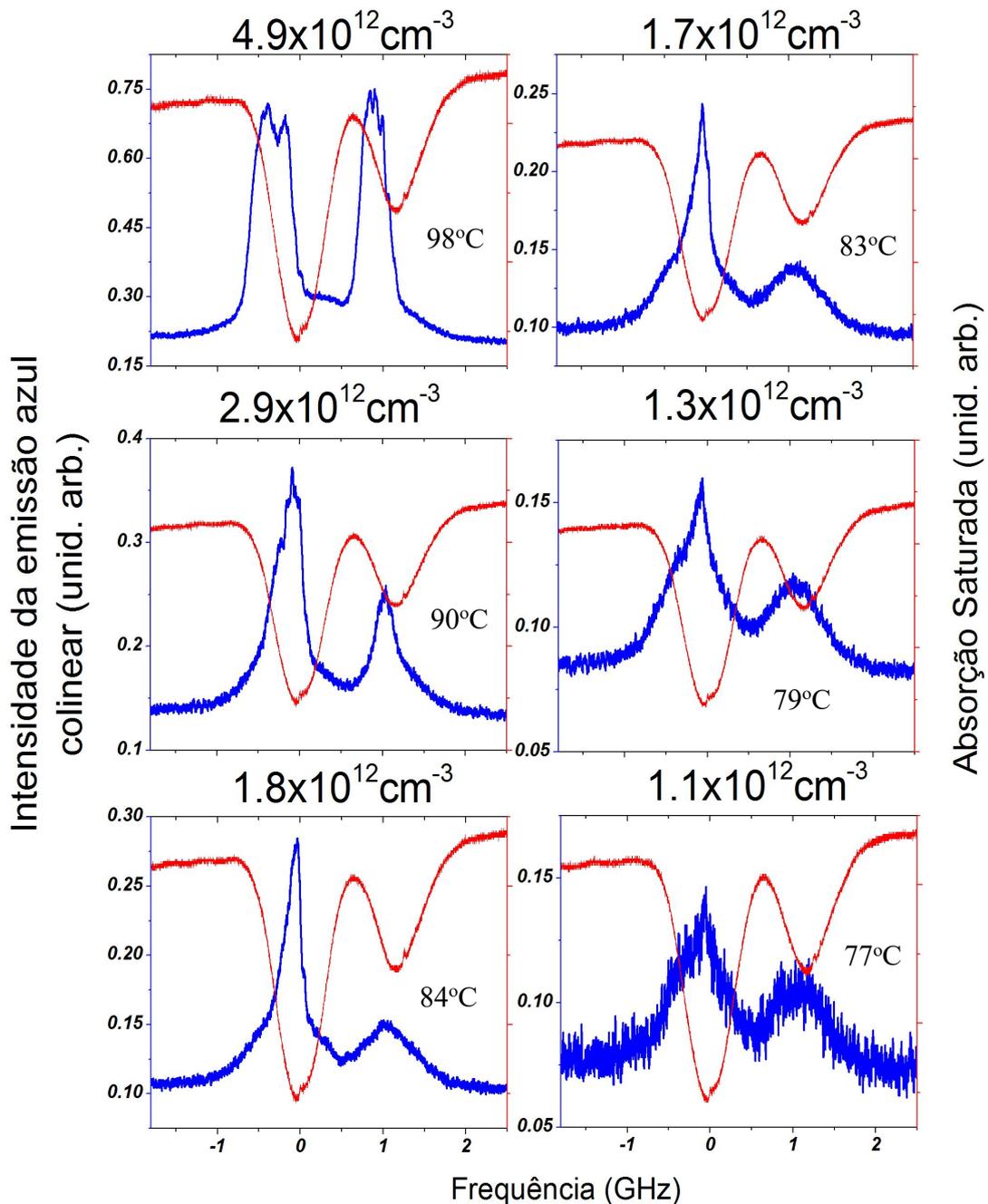


Figura 3.17. Espectros de excitação (curva azul) obtidos como função da desintonia do laser de diodo para diferentes densidades atômicas. Absorção saturada usada como referência (em vermelho).

Na fig. 3.17, vemos que para uma densidade atômica de $4.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ tanto o ^{85}Rb quanto o ^{87}Rb mostram um sinal de intensidades comparáveis. Na medida que diminuimos a densidade atômica, os dois picos diminuem de intensidade, sendo que o pico do ^{87}Rb parece diminuir mais rápido, levando a uma diferença de intensidade entre eles, ao mesmo tempo que o pico do ^{85}Rb começa a ficar mais fino.

Conforme continuamos diminuindo a densidade atômica, já para $1.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, o pico correspondente ao ^{87}Rb diminui muito e começa a ficar arredondado. O pico correspondente ao ^{85}Rb , torna-se mais fino e bem mais intenso do que o do ^{87}Rb , até chegar a uma relação de 5 para 1, numa densidade de átomos de $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Para densidades mais baixas o pico correspondente ao $^{85}\text{Rb } Fg=3$ continua diminuindo a intensidade e sua base vai alargando. Para densidade atômicas de $1.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e $1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, o sinal detectado tem uma forma triangular muito parecida com os espectros mostrados na figura 3.9.

Nesta serie de medidas, a resposta do pico correspondente ao ^{87}Rb apresenta variações significativas com relação as medidas quando variamos a intensidade do laser de diodo.

O conjunto de medidas da fig. 3.17 indica claramente que existe uma densidade atômica mínima a partir da qual se consegue obter uma emissão coerente para o $^{87}\text{Rb } Fg=2$. Esta densidade critica é em torno de 2.5 a $3 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$, para uma $I_D = 1 \text{ W/cm}^2$.

Como a quantidade de ^{85}Rb é perto de 3 vezes maior que o ^{87}Rb , podemos entender por quê o sinal é mais facilmente observado para o ^{85}Rb . Pelos resultados da fig. 3.17 podemos estimar uma densidade critica da ordem de 1.3 a $1.5 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$ para o ^{85}Rb .

Observe-se que assim como a intensidade do laser de diodo é um parâmetro crítico na obtenção de um feixe coerente, a temperatura também o é, pois a mudança de só 10°C no sistema fazem uma diferença enorme, por exemplo na resposta do ^{87}Rb .

Observamos que para densidades atômicas, da ordem de $4.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, existe a tendência de ambos picos se dividirem em dois, e até o momento não fica claro o por quê. Também para esta densidade atômica a figura mostra picos intensos, mas também alargados, o que pode se dever a que comece a existir saturação no sinal devido à alta temperatura da célula. Para explicar melhor isto vamos a analisar a figura 3.18.

A fig. 3.18 mostra os espectros de absorções lineares feitas para diferentes temperaturas da célula, começando desde 15°C e chegando até 75°C .

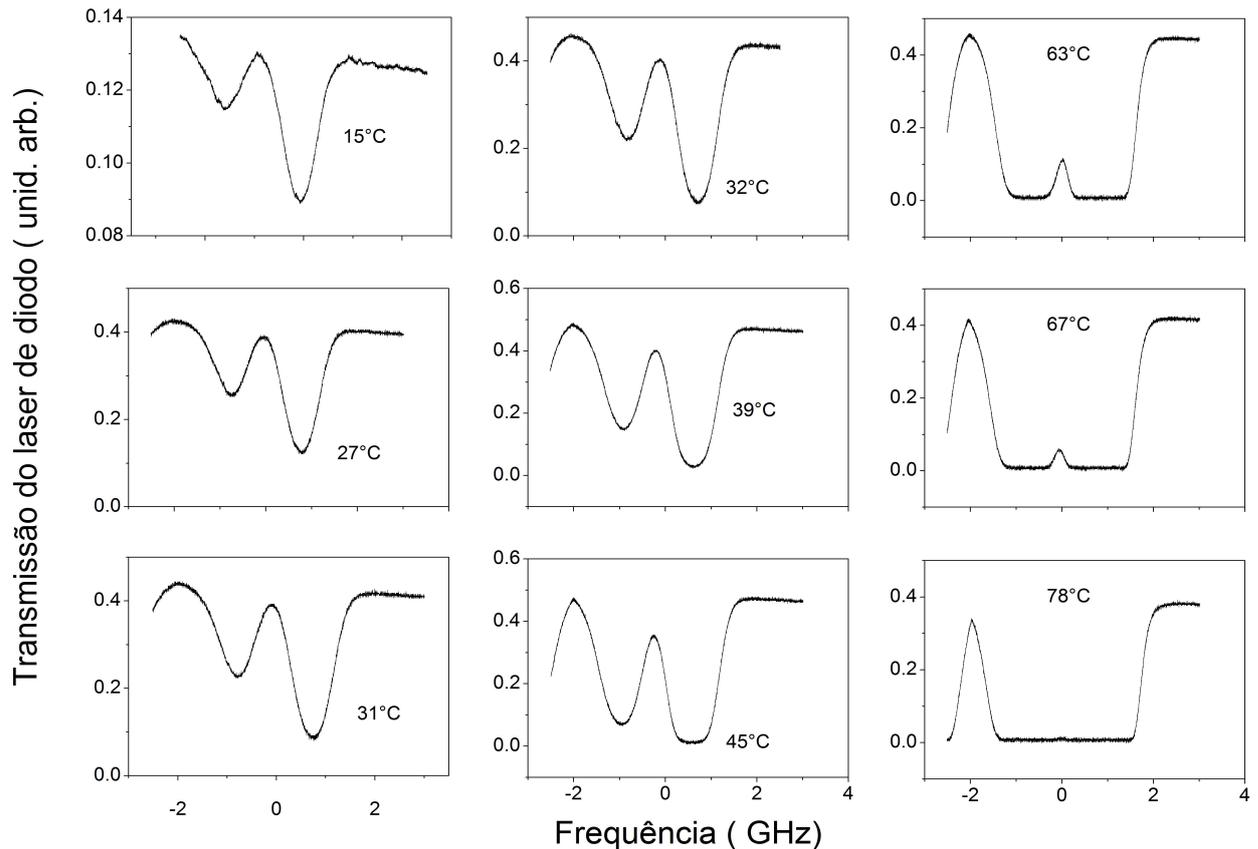


Figura 3.18. Absorção linear detectada para diferentes temperaturas.

Como se observa na figura 3.18 conforme aumenta-se a temperatura, primeiro ocorre um aumento da absorção do feixe por parte dos átomos para depois começar um processo de alargamento desta absorção, ao ponto de que ambos picos terminam se juntando. O alargamento observado é consequência de que a absorção no centro da linha já foi total (não tem mais luz para ser absorvida), mas em ambos lados da Doppler, nas “asas”, a absorção continua crescendo.

A figura 3.18, pode ser descrita também como um exemplo do que acontece na primeira transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, e portanto explica também por que nosso sinal, na fig. 3.17, para a maior densidade atômica parece ter deixado de crescer e começar a alargar.

Como fizemos no estudo da variação com a intensidade do laser de diodo, analisamos aqui como a largura de linha dos picos e o deslocamento dos picos respeito às respectivas transições cíclicas dos dois isótopos do Rb, variam quando a densidade atômica varia.

Na figura 3.19 mostramos a variação da largura de linha do sinal correspondente ao ^{85}Rb no estado fundamental $Fg = 3$, como função da densidade atômica.

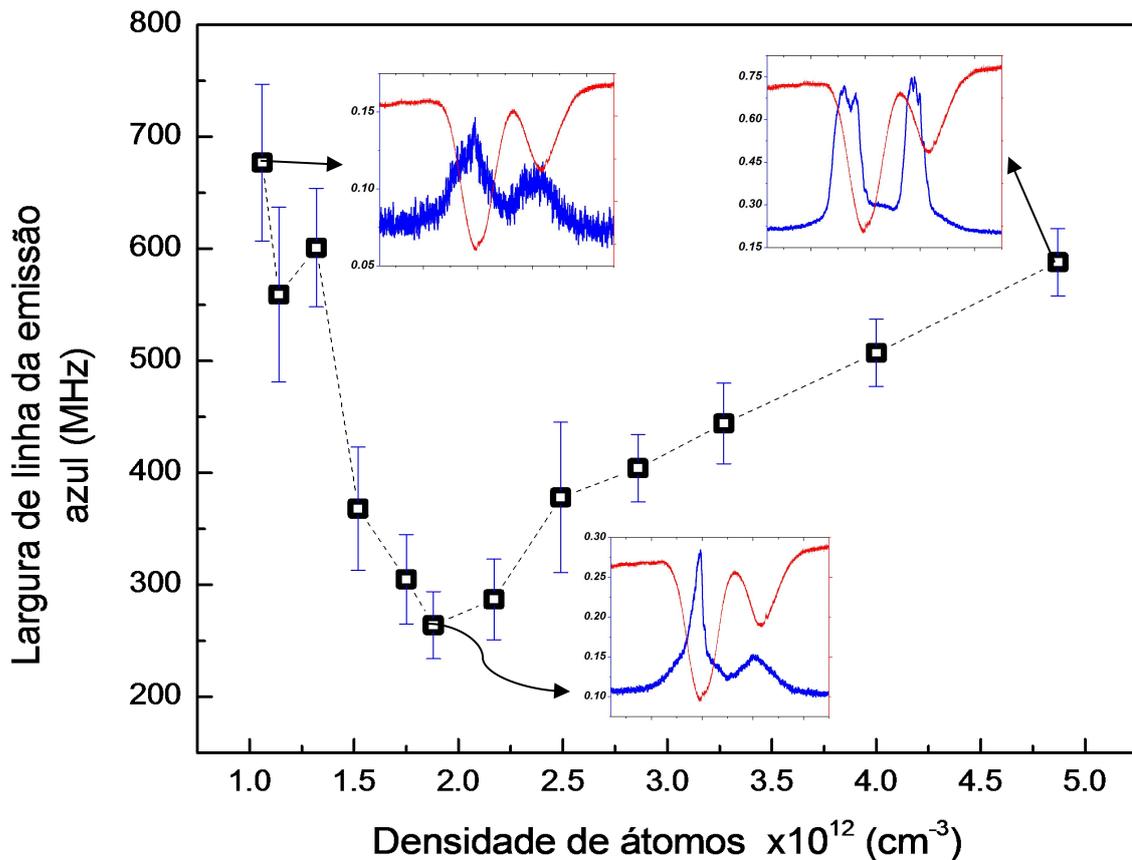


Figura 3.19. Largura de linha do pico correspondente ao ^{85}Rb como função da densidade atômica. Se apresentam alguns espectros do sinal observado para observar a forma de linha.

Podemos ver que para baixas densidades atômicas os picos são muito largos. Na medida que vamos aumentando a densidade atômica observamos que para um determinado intervalo, aproximadamente entre 1.5 e $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ a largura dos picos diminui rapidamente alcançando um valor mínimo de aproximadamente $160 \pm 30 \text{ MHz}$, e conforme continuamos aumentando a densidade atômica a largura começa a aumentar com um comportamento muito parecido ao linear.

Na figura 3.20 se observa, o deslocamento do pico correspondente ao isótopo ^{85}Rb com respeito à transição cíclica $Fg = 3 \rightarrow Fe = 4$ conforme variamos a densidade atômica. A medida do deslocamento foi feita exatamente como foi explicado para a figura 3.12.

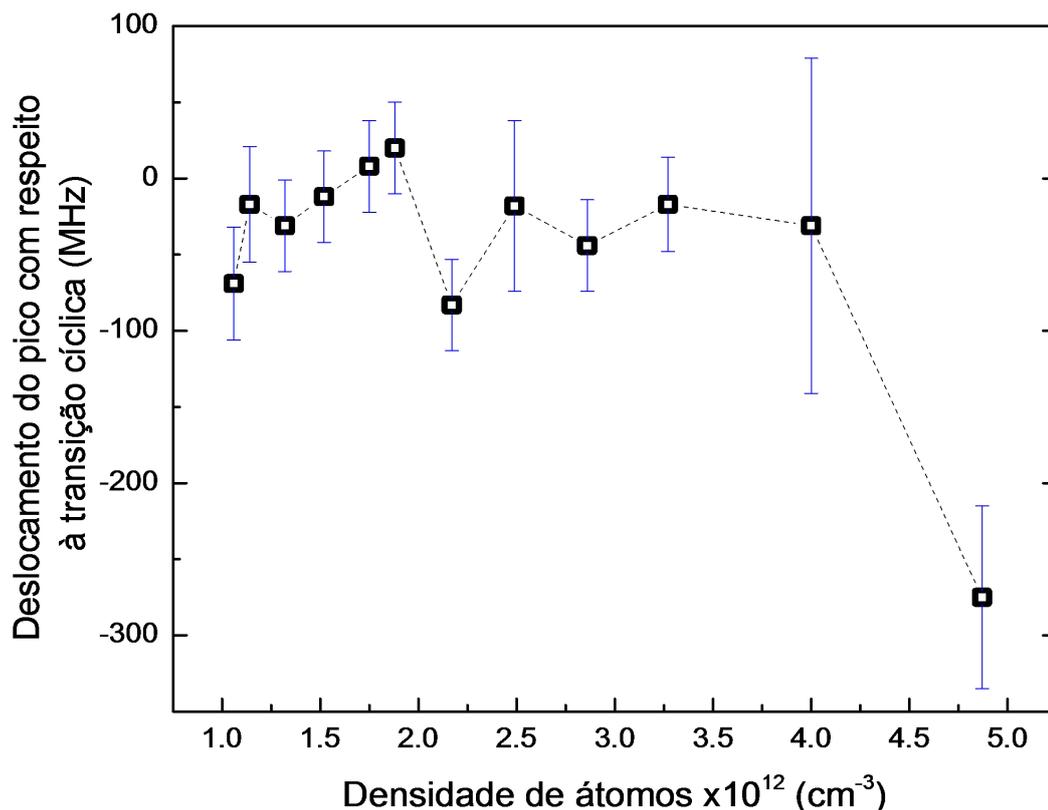


Figura 3.20. Deslocamento do pico correspondente ao ^{85}Rb respeito da transição cíclica como função da densidade atômica.

Analisando esta figura podemos dizer que a posição do pico corresponde aproximadamente à posição da transição cíclica para um intervalo de variação da densidade atômica de $(1.0 \text{ a } 4.0) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Já para valores maiores de $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ o pico começa a deslocar-se muito para a esquerda da transição cíclica. Isto pode acontecer devido a que, para altas temperaturas, existe uma forte absorção do feixe emitido pelo laser de diodo no centro da Doppler, e esta absorção faz com que parece que o sinal foi deslocado. Este deslocamento no espectro de excitação já foi observado em experimentos só com lasers de diodo [27].

A seguir analisamos tanto a largura de linha (fig. 3.21) como o deslocamento do pico (fig. 3.22) correspondente ao ^{87}Rb , como função da densidade atômica.

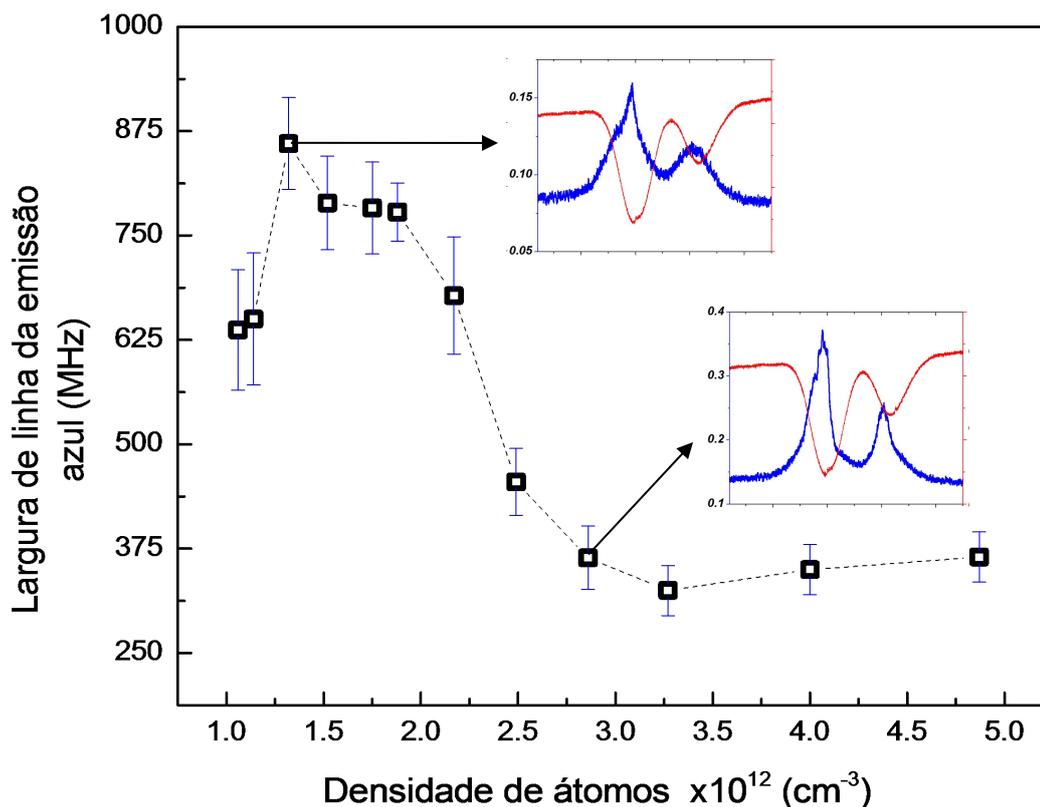


Figura 3.21. Largura de linha do pico correspondente ao ^{87}Rb como função da densidade atômica. Se apresentam alguns espectros do sinal observado para observar a forma de linha.

O comportamento da largura do sinal do ^{87}Rb respeito à densidade atômica, é um pouco diferente ao do ^{85}Rb . Observamos que para densidades atômicas entre 1 e $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ a largura da linha aumenta, mas se continuamos aumentando a densidade atômica, a largura de linha começa a diminuir até atingir um valor mínimo. A partir de aproximadamente $3.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, até o valor de densidade atômica que foi medido, se observa um comportamento aproximadamente constante.

O comportamento do deslocamento do pico do ^{87}Rb com a densidade atômica (fig. 3.22) é muito semelhante ao observado para o ^{85}Rb , isto é, tem sua posição praticamente constante, afastada aproximadamente de 80 MHz da transição cíclica, se afastando mais só para altas densidades. Para esta linha, devido a que a forma do sinal não permite definir bem qual é a posição do centro do pico, temos uma barra de erro maior. Nestes casos, escolhemos o valor máximo do pico.

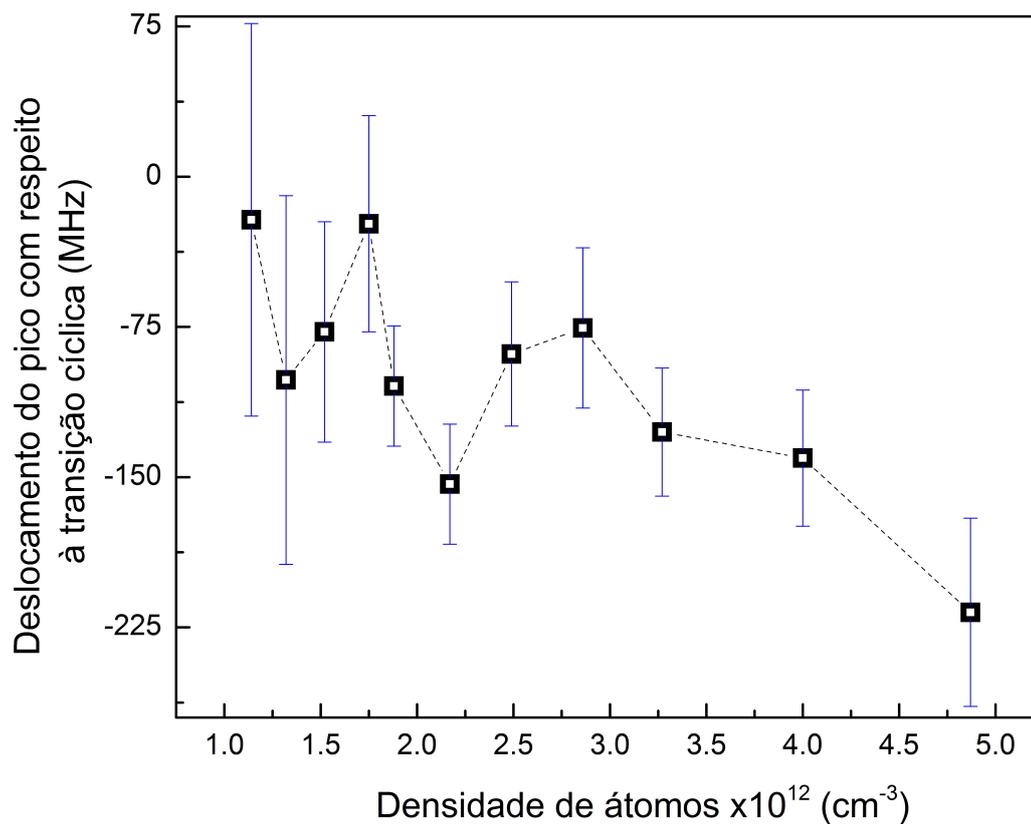


Figura 3.22. Deslocamento do pico correspondente ao ^{87}Rb respeito da transição cíclica como função da densidade atômica.

Como foi mostrado, existem claras diferenças entre os picos do ^{85}Rb e o ^{87}Rb .

Interpretamos as diferenças apresentadas pelos dois isótopos ^{85}Rb e o ^{87}Rb como sendo devidas, principalmente, à probabilidade de excitação das transições envolvidas no processo de mistura de quatro ondas.

Conclusões

Nesta dissertação, estudamos a emissão de luz azul colinear gerada pela combinação de um laser de diodo e um laser de Ti:safira, na configuração co-propagante, num vapor de Rb.

- Estudamos o espectro de excitação da emissão azul colinear como função da intensidade do laser de diodo, obtendo resultados que indicam a presença de um sinal coerente na linha do $^{85}\text{Rb } Fg=3$ em um intervalo de intensidades entre 1.6 e 3.2 W/cm² para uma temperatura da amostra de 87°C.
- Para intensidades do laser de diodo menores que 1.6 W/cm², o sinal coerente não é observado, provavelmente por não ter-se atingido o limiar de população no nível $5D$.
- Para intensidades do laser de diodo maiores que 3.2 W/cm², o sinal coerente tende a desaparecer. Um dos processos que poderiam explicar este efeito, é um processo de bombeio óptico da transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ provocado pelo próprio laser de diodo, levando a uma inversão de população entre os níveis $5D-5P_{3/2}$. Isto faz mais provável o decaimento por este caminho, diminuindo a população do nível $5D$.
- A análise das componentes da polarização mostraram que a geração da emissão azul colinear é polarizada indicando que este sinal é devido a um processo de mistura de quatro ondas.
- Podemos observar uma estrutura de picos devido à contribuição de cada modo do pente frequências quando se varre mais lentamente o laser de diodo e se faz uma média de 10 varreduras.
- O espectro de excitação da emissão azul colinear foi estudado como função da densidade atômica, indicando a presença de um sinal coerente na linha do $^{85}\text{Rb } Fg=3$ para um range de densidades atômicas entre $(1.7 - 2.9) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ para uma intensidade do laser de diodo de 2.0 W/cm².
- Na região da linha do $^{87}\text{Rb } Fg=2$, começa a aparecer um sinal coerente a partir de uma densidade atômica de $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. A diferença nas respostas entre os dois isótopos se explica como devido à abundância de cada um dos isótopos na célula (aproximadamente 3 vezes mais de ^{85}Rb do que ^{87}Rb).
- Assim como a intensidade do laser de diodo, a densidade atômica mostrou ser um parâmetro crítico para a geração coerente da emissão azul colinear.

Referências

- [1] T. H. Maiman. **Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby**, Phys. Rev. Lett. 4, 564–566 (1960).
- [2] M. L. Wolbarsht. **Laser Applications in Medicine and Biology**, Vol. 4, Plenum Press-New York and London, (1989).
- [3] Joseph B. Bernstein, Joo-Han Lee, Gang Yang and Tariq A. Dahmas. **Analysis of Laser Metal-Cut Energy Process Window**, IEEE Transaction on Semiconductor Manufacturing, Vol. 13, No. 2, 228-234 (2000).
- [4] C. J. Foot. **Atomic Physics**, Oxford University Press, New York, (2005).
- [5] T. D Dudderar, R. Meynartt and P G Simpkins. **Full-Field Laser Metrology for Fluid Velocity Measurement**, Optics and laseres in Engineering, 9, 163-199 (1988).
- [6] Roland Haubnera, Moritz Rudigier. **Raman characterisation of diamond coatings using different laser wavelengths**, Physics Procedia, 46, 71 – 78 (2013).
- [7] F. P. Schäfer, ed., **Dye laseres** (Springer-Verlag, Berlin, 1990).
- [8] C. Voumard. **External-cavity-controlled 32-MHz narrow-band cw GaAlAs-diode laseres**, Opt. Lett. 1, 61–63 (1977).
- [9] M. Fleming, and A. Mooradian. **Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor laseres**, IEEE J. Quantum Electron 17, 44–59 (1981).
- [10] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman. **A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb**, Am. J. Phys. 60, 1098–1111 (1992).
- [11] J. Ye, and S. T. Cundiff. **Femtosecond Optical Frequency Comb Technology: Principle, Operation and Application** (Springer, New York, 2005).
- [12] A. I. Ferguson, J. N. Eckstein, T. W. Hänsch. **A subpicosecond dye laser directly pumped by a mode-locked argon laser**, Appl. Phys. Lett. 49, 5389–5391 (1978).
- [13] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson, and T. W. Hänsch. **High-Resolution Two-Photon Spectroscopy with Picosecond Light Pulses**, Phys. Rev. Lett. 40, 847–850 (1978)
- [14] P. F. Moulton. **Spectroscopic and laser characteristic of Ti:Al₂O₃**, J. Opt. Soc. Am. B 3, 125–133 (1986).
- [15] W. H. Oskay, S. A. Diddams, E. A. Donley, T. M. Fortier, T. P. Heavner, L. Hollberg, W. M. Itano, S. R. Jefferts, M. J. Delaney, K. Kim, F. Levi, T. E. Parker, and J. C. Bergquist.

Single-Atom Optical Clock with High Accuracy, Phys. Rev. Lett. 97, 020801 (2006).

[16] T. R. Schibli, K. Minoshima, Y. Bitou, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, and H. Matsumoto. **Displacement metrology with sub-pm resolution in air based on a fs-comb wavelength synthesizer**, Opt. Express 14, 5984-5993 (2006).

[17] Tilo Steinmetz, Tobias Wilken, Constanza Araujo-Hauck, Ronald Holzwarth, Theodor W. Hänsch, Luca Pasquini, Antonio Manescau, Sandro D'Odorico, Michael T. Murphy, Thomas Kentischer, Wolfgang Schmidt and Thomas Udem. **Laser Frequency Combs for Astronomical Observations**, Science 321, 1335–1337 (2008).

[18] K. Kim, J. W. Nicholson, M. Yan, J. C. Knight, N. R. Newbury, and S. A. Diddams. **Characterization of frequency noise on a broadband infrared frequency comb using optical heterodyne techniques**, Opt. Express 15, 17715-17723 (2007).

[19] S. N. Lea. **Limits to time variation of fundamental constants from comparisons of atomic frequency standards**, Rep. Prog. Phys 70, 1473–1523 (2007).

[20] D. Hayes, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. Hucul, Q. Quraishi, S. Olmschenk, W. Campbell, J. Mizrahi, C. Senko, and C. Monroe . **Entanglement of atomic qubits using an optical frequency comb**, Phys. Rev. Lett. 104, 140501 (2010).

[21] Nicolas C. Menicucci, Steven T. Flammia, and Olivier Pfister. **One-Way Quantum Computing in the Optical Frequency Comb**, Phys. Rev. Lett. 101, 130501 (2008).

[22] E. Goulielmakis, V. S. Yakovlev, A. L. Cavalieri, M. Uiberacker, V. Pervak, A. Apolonski, R. Kienberger, U. Kleineberg and F. Krausz. **Attosecond Control and Measurement: Lightwave Electronics**, Science 317, 769–775 (2007).

[23] S. L. McCall and E. L. Hahn. **Self-Induced Transparency by Pulsed Coherent Light**, Phys. Rev. Lett. 18, 908–911 (1967).

[24] M. D. Crisp. **Propagation of Small-Area Pulses of Coherent Light through a Resonant Medium**, Phys. Rev. A 1, 1604–1611 (1970).

[25] O. A. Kocharovskaya, and Ya. I. Khanin. **Population trapping and coherence bleaching of a three-level medium by a periodic train of ultrashort pulses**, Sov. Phys. JETP 63, 945–950 (1986).

[26] Marcus B. Kienlen, Noah T. Holte, Hunter A. Dasonville, Andrew M. C. Dawes, Kurt D. Iversen et al. **Collimated blue light generation in rubidium vapor**, Am. J. Phys. 81 , 442 (2013).

[27] A M Akulshin, A A Orel and R J McLean. **Collimated blue light enhancement in velocity-selective pumped Rb vapour**, J. Phys. B, Vol 45, 015401 (2012).

[28] Alexander M. Akulshin, Russell J. McLean, Andrei I. Sidorov, and Peter Hannaford. **Coherent and collimated blue light generated by four-wave mixing in Rb vapour**, Optic Express, Vol. 17, No. 25, 22861-22870 (2009).

-
- [29] Marco P. Moreno, Giovana T. Nogueira, Daniel Felinto, and Sandra S. Vianna. **Two-photon transitions driven by a combination of diode and femtosecond lasers**, *Opt. Lett.* Vol. 37, No. 20, 4344-4346 (2012).
- [30] J. J. Sakurai. **Modern Quantum Mechanics** (Addison-Wesley, EUA, 1994).
- [31] Robert W. Boyd. **Nonlinear Optics** (Academic Press, San Diego, 2003).
- [32] A. Yariv. **Quantum Electronics** (John Wiley-Sons, New York, 1989).
- [33] Marco P. Moreno. **Excitação coerente de um vapor atômico por trens de pulsos ultracurtos e lasers contínuos**, Tese de Doutorado, DF-UFPE (2012).
- [34] D. Felinto, C.A.C. Bosco, L.H. Acioli, S.S. Vianna. Coherent accumulation in two-level atoms excited by a train of ultrashort pulses, *Optics Communications* 215, 69–73 (2003).
- [35] José Camilo Herrera Hurtado. **Efeito do campo magnético na transição ressonante por dois fótons induzida por um trem de pulsos ultracurtos**, Tese de Mestrado, DF-UFPE (2015).
- [36] V Jacques, B Hingant, A Allafor t, M Pigeard and J F Roch. **Nonlinear spectroscopy of rubidium: an undergraduate experiment**, *Eur. J. Phys.* 30, 921–934 (2009).
- [37] J. E. Bjorkholm and P. F. Limbo. **Line shape and strength of two-photon absorption in an atomic vapor with a resonant or nearly resonant intermediate state**, *Phys. Rev. A* 14, Vol 2, 751 (1976).
- [38] D. S. Bethune. **Optical second-harmonic generation in atomic vapors with focused beams**, *Phys. Rev. A* 23, 6, 3139 (1981)
- [39] Daniel A. Steck, “**Rubidium 85 and 87 D Line Data**,” available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 0.2, 1 September 2008).
- [40] Carl E. Wieman and Leo Hollberg. **Using diode lasers for atomic physics**, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 62, 1, 1-20 (1991).
- [41] A. Gallagher and E. L. Lewis. **Determination of the vapor pressure of rubidium by optical absorption**, *J. Opt. Soc. Am.* 63, 864-869 (1973)
- [42] Filipe A. Lira, Marco P. Moreno and Sandra S. Vianna. **Observing the optical frequency comb in the blue fluorescence of rubidium vapor**. Submetido para publicação.

APÊNDICE A.

Programa para a solução das equações de Bloch na interação de um trem de pulsos com um sistema de dois níveis. Feito em MatLab.

- Função Mãe:

```
function CTDLP
clear all
clc
global t y
%Y=zeros(,3)
%options = odeset('RelTol',1e-4,'AbsTol',[1e-4 1e-4 1e-5]);
t1=0.000000000000001;
t2=0.00000000001;
n=100;
hold on
for i =1:n
    p=round(i/2)/(i/2);

    if p~=1

        if i==1
            t=1*t1;
            [T,Y] = ode45(@rigid,[0 t1],[0 0]);

        else
            t=t+t1;
            clear Y1
            Y1=Y(length(Y(:,2)),2);
            clear Y;
            [T,Y] = ode45(@rigid,[t-t1 t],[Y1 0]);
        end

    else
        t=t+t2;
        clear Y1 Y2
        Y1=Y(length(Y(:,2)),2); %Y(length(Y(:,i-1)),i-1);
        Y2=Y(length(Y),2);
        clear Y
        [T,Y] = ode45(@rigid1,[t-t2 t],[Y1 Y2]); %corregir 0 por Y(length(Y),2) pues Y
        %Ya=abs(Y);
        %Y=abs(Y);
        %Yi=imag(Y);
    end
end
```

```

        %t

    end

    Ya(:,i).dc=Y(:,2);

    plot(T,Ya(i).dc,'-')

end

- Função 1:

function dy = rigid(t,y)
dy = zeros(3,1);    % a column vector
%wm=2*pi*(f0+m*fr);
delta=0*pi; %10E8
gamma22=2*pi*5000000; % MHz
R0=0.01*gamma22; % en MHz
gamma12=gamma22/2;
%Tp=100 % em fento segundos Largura temporal dos pulsos

dy(1) = gamma22*y(2)+1i*R0*y(3)-1i*R0*conj(y(3));
%(1i*delta-gamma12)*y(1)+2*1i*y(2)*R0-1i*R0;
dy(2) = -gamma22*y(2)+1i*R0*y(3)-1i*R0*conj(y(3));
dy(3) = -(gamma12)*y(3)+w0*y(3)-R0*(y(2)-y(1));
%dy(1) = (1i*delta-gamma12)*y(1)+2*1i*y(2)*R0-1i*R0;
%dy(2) = -gamma22*y(2)+1i*R0*y(1)-1i*R0*conj(y(1));
%dy(3) = (-1i*delta-gamma12)*y(1)-2*1i*y(2)*R0-1i*R0;

%dy(1) = y(1)*y(2) * y(3);
%dy(2) = -y(1) * y(3);
%dy(3) = -0.51 * y(1) * y(2);
end

```

- Função 2:

```

function dy = rigid1(t,y)
dy = zeros(2,1);    % a column vector
%wm=2*pi*(f0+m*fr);
delta=0*pi; %10E8
gamma22=2*pi*5000000; % MHz
R0=0*0.0001*gamma22; % en MHz
gamma12=gamma22/2;
%Tp=100 % em fento segundos Largura temporal dos pulsos

dy(1) = (1i*delta-gamma12)*y(1)+2*1i*y(2)*R0-1i*R0;
dy(2) = -gamma22*y(2)+1i*R0*y(1)-1i*R0*conj(y(1));
%dy(3) = (-1i*delta-gamma12)*y(1)-2*1i*y(2)*R0-1i*R0;

```

```
%dy(1) = y(1)*y(2) * y(3);  
%dy(2) = -y(1) * y(3);  
%dy(3) = -0.51 * y(1) * y(2);  
end
```