



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

WELLINGTON MARTINS FILHO

CORRELAÇÕES QUÂNTICAS A PARTIR DE ESTADOS
COLETIVOS DE ÁTOMOS FRIOS DE DOIS NÍVEIS.

Recife
2024

WELLINGTON MARTINS FILHO

Correlações quânticas a partir de estados coletivos de átomos frios de dois níveis.

Tese apresentada para o programa de pós graduação do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte das obrigações para obtenção do título de Doutor em Física.

Área de concentração: Óptica.

Orientador: Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa.

Co-orientador: Profa. Dra. Michelle Oliveira de Araújo.

Recife
2024

.Catalogação de Publicação na Fonte. UFPE - Biblioteca Central

Martins Filho, Wellington.

Correlações quânticas a partir de estados coletivos de átomos frios de dois níveis / Wellington Martins Filho. - Recife, 2024. 95f.: il.

Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco, Centro de Ciências Exatas e da Natureza, Programa de Pós-Graduação em Física, 2024.

Orientação: Daniel Felinto Pires Barbosa.

Coorientação: Michelle Oliveira de Araújo.

Inclui referências.

1. Átomos frios; 2. Correlações quânticas; 3. Desigualdade de Cauchy-Schwarz. I. Barbosa, Daniel Felinto Pires. II. Araújo, Michelle Oliveira de. III. Título.

UFPE-Biblioteca Central

WELLINGTON MARTINS FILHO

Correlações quânticas a partir de estados coletivos de átomos frios de dois níveis.

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

Área de concentração: Óptica

Aprovada em: 29/11/2025

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Márcio Heraclyto Gonçalves de Miranda
Examinador interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. João Carlos de Aquino Carvalho
Examinador interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Eduardo Jorge da Silva Fonseca
Examinador Externo
Universidade Federal de Alagoas

Prof. Dr. Raul Celestrino Texeira
Examinador Externo
Universidade Federal de São Carlos

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer a Deus. Depois gostaria de agradecer a minha família, que me apoiou e esteve comigo em toda minha jornada acadêmica e no Doutorado não foi diferente.

Aos meus pais e professores também sou muito grato. À minha noiva, que tem sido minha parceira de vida à 9 anos e com quem eu dividi angústias e momentos felizes.

Gostaria, também de agradecer à meus colegas de laboratório, Alexandre Andrade, Mateus Mota, Gabriel Borges, Lucas Marinho, Raoni Sávio, Alyson José, Juan Carlos, Lara Asfora e outros.. Vocês conseguiram deixar as coisas mais leves, alguns me escutaram quando eu precisei e procuraram me ajudar em momentos difíceis. Eu serei eternamente grato à vocês por isso.

Agradeço ao meu orientador Daniel Felinto, que sempre se colocou disposto a ajudar e entender as demandas de seus alunos ao mesmo tempo em que conduziu o processo de orientação de maneira muito leve. Agradeço à minha co-orientadora Michelle Araújo, que me ajudou bastante, principalmente nos momentos iniciais do laboratório, quando eu não sabia ligar um equipamento sequer, mas que conseguiu, junto com Lucas Marinho desenvolver minha confiança para com a mesa óptica.

À todos esses, eu sou muito grato.

Agradeço também ao CNPq pelo fomento e apoio.

*"Vi, vim e venci" [1]
Júlio César, 47 a.c*

Abstract

In this thesis we discuss theoretical and experimental aspects of statistics of nonclassical biphoton correlations. Our system of interest is an ensemble of cold Rubidium atoms (^{87}Rb). In this work we report the enhancing of nonclassical correlations observed in photon pairs generated by a four wave mixing process in an ensemble of pure two level atoms. We do this in two different contexts, with and without the use of a Fabry-Perot filter, 600MHz wide. To quantify the correlations we use a quantity 'Cauchy-Schwarz inequality', we achieved $R_{max} = 4.9 \not\leq 1$ with the use of spectral filters. This violation of the inequality happens in the nanoseconds regime and it is sensible to processes that disturb the atomic phase, moreover are robust if one tries to increase the number of atoms and intensity of the excitation field. Furthermore, it is tantamount to note that these correlations happens as a consequence of interference of two processes: First, one process that generates light with equal frequency of the excitation beam and a second process that generates light in the two sidebands. Furthermore, we present preliminary results that complement the works of our group up to this point, where we explored our system in regions of interest that were not investigated so far.

Keywords: Cauchy-Schwarz Inequality. Quantum correlations. Quantum optics. Entanglement.

Resumo

Nessa tese discutimos aspectos teóricos e experimentais da estatística de correlação não clássica de dois fótons. Nosso sistema de interesse é um ensemble de átomos frios de rubídio (^{87}Rb). Nesse trabalho nós apresentamos a otimização de correlações não clássicas observadas em pares de fótons gerados por um processo de mistura de quatro ondas em ensembles de átomos de dois níveis puros. Nos fizemos isso com o uso de filtros Fabry-Perot com largura de 600 Mhz. Para quantificar as correlações usamos uma quantidade chamada "Inequação de Cauchy-Schwarz", dessa forma foi possível obter $R_{max} = 4.9 \not\leq 1$ com o uso dos filtros espectrais. A violação dessa inequação acontece na escala de nanosegundos e ela é sensível à processos que perturbem a fase atômica, porém é robusta ao aumento do número de átomos e ao aumento da intensidade do feixe de excitação. Além disso, é crucial notas nessa tese que as correlações acontecem como consequência da interferência de dois processos: Primeiro, um processo que gera luz com frequência igual à frequência do feixe de excitação e um segundo processo que gera luz nas duas bandas laterais. Além disso, apresentamos resultados preliminares que complementam os trabalhos de nosso grupo até este ponto, onde exploramos nosso sistema em regiões de interessa que ainda não tinham sido investigadas.

Palavras-chave: Desigualdade de Cauchy-Schwarz. Correlações quânticas. Óptica quântica. Emaranhamento.

Sumário

1	Introdução	1
2	Equações de Bloch ópticas e estatística de fótons	4
2.1	Equações de Bloch Ópticas	4
2.2	Sistema de dois níveis puros com dois feixes de excitação	8
2.3	Um pouco sobre estatística de fótons	13
3	Resfriamento atômico	19
3.1	Níveis hiperfinos do Rb	19
3.2	Absorção saturada/cross over	20
3.2.1	Pressão de radiação	24
3.2.2	Melaço óptico	25
3.3	Limite Doppler para o resfriamento	26
3.4	Laser de Armadilhamento	27
3.5	Laser de rebombeio	30
3.6	Armadilha Magneto Óptica	31
3.6.1	Profundidade Óptica	34
3.7	Fonte de átomos e vácuo	38
3.8	Cancelamento do campo magnético	40
3.8.1	Espectroscopia de microondas	40
4	Filtragem espectral e otimização da correlação não clássica.	45
4.1	Introdução	45
4.2	Aparato experimental	46
4.3	Medidas de correlações quânticas	51
4.4	Filtros espectrais	53
4.4.1	Laser escravo	57
4.4.2	Filtro Fabry-Perot fino	62
5	Correlações próximas da ressonância	66
5.1	R versus Δ	73
6	Conclusões e Perspectivas	81
	References	84

1 Introdução

Desde o artigo de grande repercussão de Einstein Podolsky e Rosen [2] estados emaranhados têm mostrado ser estados muito peculiares. Mesmo dentro da mecânica quântica (que trouxe vários resultados contra intuitivos para a época) esses estados merecem um lugar de destaque, dando origem a diversos paradoxos [3, 4]. Estados emaranhados são aqueles formados por pelo menos um par de partículas ou mais que não podem ser fatorados como produto dos estados individuais de cada uma dessas partículas. Estados emaranhados chamaram atenção desde o final da década de 30 quando foi formulado o paradoxo EPR [2] e até hoje são extensivamente estudados.

Particularmente da década de 30 para cá, muitos avanços foram alcançados, tanto do ponto de vista da engenharia quanto do ponto de vista de física fundamental. Estados emaranhados então, passaram a ser estudados em diversos contextos e, como era de se esperar, a forma de caracterizá-los também foi se estabelecendo em cada caso.

Com essa introdução queremos passar para o leitor como se deu a evolução das áreas da física que permitiram que chegássemos até nosso sistema de interesse.

Portanto, ordem cronológica, partindo de 30, não podemos deixar de citar um dos avanços tecnológicos mais importantes para a medicina, física, indústria e ciência, o desenvolvimento do LASER (Ligth amplification stimulated by Emission of Radiation) anunciado por Maiman no ano de 1960 [5].

Na física, especificamente, impactou a óptica e pelo fato do laser ser uma fonte de luz altamente coerente e de grande intensidade (até então, sem precedentes) o campo da óptica não linear foi extremamente beneficiado e uma miríade de novos fenômenos surgiram pedindo para serem estudados.

Um dos primeiros experimentos já dentro da era do laser foi o de Franken *et al* [6] que produziu pela primeira vez a geração de segundo harmônico, um efeito não linear bastante conhecido atualmente. Tal trabalho estimulou outras investigações, como por exemplo: espalhamento Raman estimulado [7], descoberto acidentalmente enquanto os pesquisadores estudavam um laser de Rubi [8]; Absorção de dois fótons [9]; e geração de terceiro harmônico [10], que é um processo promovido por uma não linearidade do tipo $\chi^{(3)}$. Mais adiante um fenômeno muito interessante também observado é o de conversão paramétrica descendente espontânea (Spontaneous Parametric Down Conversion, SPDC). Nesse processo um par de fótons gerados apresenta uma correlação intrinsecamente não clássica. É possível dizer que esses fótons gerados estão emaranhados por polarização e essa é uma estratégia, geralmente, muito eficiente de geração de pares de fótons emaranhados, isso é tão verdade que ela têm sido estudada vastamente há 40 anos [11, 12, 13, 14, 15]. Portanto, podemos dizer que em meados de 1980 surgem inúmeros experimentos baseados em fótons emaranhados por polarização. Nesse período, vários pesquisadores se debruçaram sobre os aspectos quânticos da interação luz-matéria, entre eles Glauber (teórico) e Kimble (experimental), grandes referências da época, foi por volta desse mesmo período que nasceu o ramo da óptica quântica.

Então, depois dessa breve apresentação do contexto histórico por trás da óptica quântica e da óptica não linear o tipo de interação que vai nos interessar nessa tese é um processo não linear de terceira ordem chamado mistura de quatro ondas (four wave mixing, FWM), nesse contexto muitas vezes chamado de mistura de quatro ondas espontânea (Spontaneous Four Wave Mixing, SFWM). Nesse processo dois fótons do feixe de excitação da amostra são aniquilados para gerar um par de fótons cuja frequência satisfaz as condições de phase-matching (conservação de momento e conservação da energia). Além disso, no nosso contexto lidamos com a característica do nosso sistema de ser centro-simétrico (característica típica de gás de átomos), o que implica que a primeira contribuição não linear do nosso sistema vem de $\chi^{(3)}$ na expansão da susceptibilidade do meio. Nessa tese, nós vamos fundamentar teoricamente esse processo, explicar como ele foi obtido anteriormente por nosso grupo, e como foi possível fazer uma filtragem espectral e melhorar o sinal obtido. Focamos em medir uma quantidade que é um sinalizador de emaranhamento e depende da correlação cruzada dos fótons gerados, assim como da autocorrelação de cada fóton.

É importante também citar algumas peculiaridades do sistema de interesse. Geração de mistura de quatro ondas utilizando átomos frios não é a estratégia mais popular de geração de fótons emaranhados. O processo mais conhecido de geração de pares de fótons é a conversão paramétrica descendente (do inglês, Spontaneous Parametric Downconversion, SPDC) [16, 17]. Essa conversão paramétrica é feita utilizando-se cristais com não linearidade de 2 ordem ($\chi^{(2)}$), onde um fóton de maior energia é absorvido gerando dois fótons emaranhados de menor energia satisfazendo as condições de conservação de energia e momento. Apesar de popular, essa abordagem possui suas limitações, entre elas, a baixa eficiência de conversão (cerca de 10^{-5} indo até 10^{-12} dos fótons) e o pequeno comprimento de coerência (cerca de $100 \mu m$), este último sendo um grande limitador dessa abordagem para seu uso em protocolos de comunicação quântica em longas distâncias. Além disso, os fótons gerados via SPDC possuem uma largura espectral muito grande, da ordem de THz, o que dificulta, por exemplo, sua utilização em experimentos de memória atômica, cuja largura espectral é da ordem de MHz. É possível sim diminuir a largura espectral dos fótons gerados via SPDC porém, isso requer o uso de cavidades ópticas que diminuem ainda mais a eficiência de conversão e necessitam de uma estabilização criteriosa [18, 19].

Nesse sentido, a abordagem para geração de fótons correlacionados não classicamente via SFWM em átomos frios oferece uma alternativa que é mais fácil de ser integrada à protocolos de comunicação quântica para longas distâncias como DLCZ e a técnicas envolvendo memórias quânticas como EIT. Já que, nesse caso, comparado com o processo de SPDC temos larguras espectrais mais curtas, com maior eficiência de geração de fótons correlacionados quanticamente e maiores tempos e comprimentos de coerência [20].

Sendo assim, depois desse breve introdução, no capítulo 2 descreveremos em detalhes os aspectos teóricos do processo de mistura de quatro ondas. Para isso, iniciaremos discutindo a teoria de interação radiação matéria para o caso de um átomo em repouso com dois níveis puros e isso servirá de embasamento para discutirmos a teoria por trás dos nossos resultados nos capítulos seguintes. Além disso, apresentamos as bases teóricas da estatística de detecção de fótons, aqui descrevemos também como podemos usar um parâmetro conhecido como coeficiente de Cauchy-Schwarz para caracterizar correlações não clássicas em pares de fótons.

Já no capítulo 3, nos concentramos em discutir o nosso meio de interesse e suas peculiaridades. Ele é composto por um gás (ensemble) resfriado de ^{87}Rb que fica no centro de uma célula que compõe um aparato chamado Armadilha Magneto Óptica (AMO).

Dedicamos um tempo à explicação dos aspectos teóricos e práticos da operação de uma AMO. Além disso, fazemos comparações entre dois lasers que usamos em momentos diferentes, ambos com o papel de criar uma pressão de radiação que resfria os átomos. Também discutimos nesse capítulo como foi o processo de otimização de parâmetros como profundidade óptica (OD) e cancelamento do campo espúrio. O campo espúrio presente na AMO quebra a degenerescência dos subníveis Zeeman e piora a qualidade das nossas correlações. Nesse mesmo capítulo descrevemos em detalhe como é feito o cancelamento de campos magnéticos espúrios.

No capítulo 4 de fato, apresentamos os resultados experimentais relacionados com a introdução teórica do capítulo 2. Começamos por resumir os resultados obtidos previamente por nosso grupo [21] que mediu pela primeira vez, correlações não clássicas em um ensemble de átomos frios de Rubídio, correlações essas que foram primeiramente teorizadas em meados de 2008. Essa discussão inicial prepara o terreno para a apresentação dos primeiros resultados experimentais publicados desta Tese [22], onde mostramos que com o uso de filtros espectrais é possível mais que dobrar as correlações observadas em [21]. Isso acontece devido a filtragem dos fótons de nosso sinal relacionados ao espalhamento Rayleigh (linear). Também discutimos a eficiência desse filtro e como otimizá-lo. Nesse sentido, fazemos uma breve discussão sobre a construção de um interferômetro Fabry-Perot mais eficiente. Por fim, apresentamos nossas motivações para os resultados preliminares do capítulo seguinte.

No quinto e último capítulo apresentamos os resultados preliminares da investigação de correlações não clássicas com feixes de excitação próximos da ressonância. Discutimos as nuances desses resultados e fazemos o “fit” de algumas curvas para discutir parâmetros de interesse, como o χ ligado a um efeito de superradiância que pode ser observado no nosso sistema. Por fim, apresentamos algumas perspectivas de investigação que dão prosseguimento ao que foi concluído aqui.

2 Equações de Bloch ópticas e estatística de fótons

Nesse capítulo vamos descrever a teoria de interação luz-matéria para um sistema de dois níveis puro (seção 2.1), cujos resultados vão ser necessários quando falarmos de resfriamento atômico, mas também porque serve para introduzir o problema da seção 2.2. Em tal seção, analisamos como um ensemble de átomos de dois níveis responde quando o excitamos com dois feixes contra propagantes. Um processo não linear chamado mistura espontânea de quatro ondas acontece e os operadores quânticos de campo elétrico associados aos fótons gerados são incluídos no Hamiltoniano de interação. Em seguida, na seção 2.3, fazemos uma análise estatística do processo de detecção dos fótons e descrevemos como podemos encontrar um parâmetro que é um indicativo da presença ou não de emaranhamento no sistema.

2.1 Equações de Bloch Ópticas

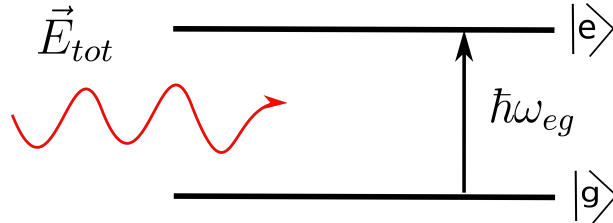


Figure 2.1: Representação simplificada de um sistema de dois níveis. Fonte: O autor

Iremos considerar um ensemble de átomos com dois níveis ($|g\rangle$, fundamental, e $|e\rangle$, excitado) sendo excitados por um feixe monocromático. Esses níveis são não degenerados, desconsideraremos o spin dos elétrons e faremos uma análise semi-clássica, ou seja, vamos quantizar o átomo, mas não o campo que o excita. Dessa forma, é natural supor que o melhor tratamento para esse sistema é o uso do formalismo de matriz densidade, pois esse formalismo leva em consideração uma mistura estatística dos estados quânticos atômicos.

Definimos a nossa matriz densidade como

$$\hat{\rho} = \rho_{gg} |g\rangle \langle g| + \rho_{ge} |g\rangle \langle e| + \rho_{eg} |e\rangle \langle g| + \rho_{ee} |e\rangle \langle e|. \quad (2.1)$$

Escrito de outra forma:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Os termos da diagonal principal ρ_{gg} e ρ_{ee} são chamados de populações e dão a probabilidade de encontrarmos o átomo no estado associado. Os termos fora da diagonal são chamados coerências e estão associados com a oscilação em fase das amplitudes de probabilidade dos dois níveis.

Vamos então definir nosso campo incidente como sendo:

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_L t - \vec{k} \cdot \vec{r}) = E \hat{e}, \quad (2.3)$$

cuja amplitude é

$$E = \frac{E_0}{2} (e^{i\beta} + e^{-i\beta}), \quad (2.4)$$

se assumirmos, $\beta = \omega_L t - \vec{k} \cdot \vec{r}$ ¹ e $\hat{e}$ é um versor na direção de polarização do campo.

O Hamiltoniano completo desse processo pode ser escrito como:

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

onde $\hat{\mathbf{H}}_0$ é o Hamiltoniano não perturbado, podendo ser escrito como $\hat{\mathbf{H}}_0 = E_g |g\rangle \langle g| + E_e |e\rangle \langle e|$, ou de outra forma

$$\hat{\mathbf{H}}_0 = \begin{pmatrix} E_g & 0 \\ 0 & E_e \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Porém, a respeito do Hamiltoniano de interação ($\hat{\mathbf{H}}_{int}$), devemos fazer algumas considerações. Quando um campo monocromático como o descrito acima incide nos átomos, ele os polariza, separando suas cargas e formando uma série de dipolos elétricos. Considerando, portanto, que essa é a principal contribuição da interação do campo [23], podemos definir nosso Hamiltoniano de interação como:

$$\hat{\mathbf{H}}_{int} \approx -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.7)$$

com $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ sendo o operador de dipolo elétrico. No nosso modelo o operador de dipolo elétrico pode ser escrito como:

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \mu_{ge} |g\rangle \langle e| + \mu_{ge}^* |e\rangle \langle g|, \quad (2.8)$$

onde ressaltamos que esse formato é devido a inexistência de interação de dipolo entre um nível e ele mesmo. Portanto, $\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E}$ pode ser escrito como:

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E} = \frac{E_0}{2} (\mu_{ge} |g\rangle \langle e| + \mu_{ge}^* |e\rangle \langle g|) (e^{i\beta} + e^{-i\beta}). \quad (2.9)$$

Esta expressão pode ser escrita de uma forma mais interessante se considerarmos $\mu =$

¹Aqui usaremos a convenção que as letras em negrito descrevem grandezas vetoriais.

$\mu_{ge} = \mu_{ge}^*$. Isso é possível escolhendo convenientemente as fases de $|g\rangle$ e $|e\rangle$ de forma que possam ser fatoradas em uma fase global, tal que $\langle i | \hat{\mu} | j \rangle \in \mathbb{R}$, chegando finalmente em

$$\hat{\mu} \cdot \mathbf{E} = \left(\frac{E_0 \mu}{2} \right) (e^{i\beta} |g\rangle \langle e| + e^{i\beta} |e\rangle \langle g| + e^{-i\beta} |g\rangle \langle e| + e^{-i\beta} |e\rangle \langle g|). \quad (2.10)$$

Em notação matricial, podemos escrever:

$$\hat{H}_{int} = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{E} = \left(-\frac{\hbar \Omega}{2} \right) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} (e^{-i\beta} + e^{i\beta}), \quad (2.11)$$

onde definimos a frequência de Rabi como sendo $\Omega = \frac{E_0 \mu}{\hbar}$. A partir daí podemos falar da equação de Liouville-Von Neumann para entender como a matriz densidade evolui no tempo:

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

Precisamos, no entanto, incluir ainda um termo fenomenológico que tem relação com o decaimento espontâneo que ocorre no sistema atômico [24].

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{\mathbf{H}}, \hat{\rho}] + \left. \frac{d\rho}{dt} \right|_{relax}. \quad (2.13)$$

Definimos o termo de relaxação como:

$$\left. \frac{d\rho}{dt} \right|_{relax} = \begin{pmatrix} -\rho_{ee}\Gamma & -\rho_{ge}\frac{\Gamma}{2} \\ -\rho_{eg}\frac{\Gamma}{2} & \rho_{ee}\Gamma \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Aqui Γ é a taxa de decaimento do nível excitado, o inverso do tempo que o elétron passa no estado excitado. Substituindo (2.14) em (2.13) encontramos:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = +\frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \hat{\rho}] + \begin{pmatrix} -\rho_{ee}\Gamma & -\rho_{ge}\frac{\Gamma}{2} \\ -\rho_{eg}\frac{\Gamma}{2} & \rho_{ee}\Gamma \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

$$(2.16)$$

onde:

$$[\hat{H}_0, \hat{\rho}] = \begin{pmatrix} 0 & (E_g - E_e)\rho_{ge} \\ (E_e - E_g)\rho_{eg} & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{e} \quad (2.17)$$

$$[\hat{H}_{int}, \hat{\rho}] = \left(-\frac{\hbar \Omega}{2} \right) (e^{-i\beta} + e^{i\beta}) \begin{pmatrix} (\rho_{eg} - \rho_{ge}) & (\rho_{ee} - \rho_{gg}) \\ (\rho_{gg} - \rho_{ee}) & (\rho_{ge} - \rho_{eg}) \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

O que resulta em

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar\Omega}{2}\right) (\rho_{eg} - \rho_{ge})(e^{-i\beta} + e^{i\beta}) + i\hbar \rho_{ee}\Gamma, \quad (2.19)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} = \rho_{ge}(E_g - E_e) + (\rho_{ee} - \rho_{gg})\left(-\frac{\hbar\Omega}{2}\right)(e^{-i\beta} + e^{i\beta}) - i\hbar(\Gamma/2)\rho_{ge}, \quad (2.20)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} = \rho_{eg}(E_e - E_g) - \frac{\hbar\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee})(e^{-i\beta} + e^{i\beta}) - i\hbar\rho_{eg}\Gamma/2, \quad (2.21)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = (\rho_{ge} - \rho_{eg})(e^{-i\beta} + e^{i\beta}) \left(-\frac{\hbar\Omega}{2}\right) - \rho_{ee}\Gamma. \quad (2.22)$$

$$(2.23)$$

Na aproximação de onda girante, fazendo as transformações de $\omega_{eg} = (E_e - E_g)\hbar$, $\Delta = \omega_{eg} - \omega$, $\rho_{ge} = \tilde{\rho}_{ge}e^{i\omega t}$ e $\rho_{eg} = \tilde{\rho}_{eg}e^{-i\omega t}$, podemos chegar em :

$$\dot{\rho}_{gg} = \frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ge} - \tilde{\rho}_{eg}) + \Gamma\rho_{ee}, \quad (2.24)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{eg} = \frac{i\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}) + (i\Delta - \Gamma/2)\tilde{\rho}_{ge}, \quad (2.25)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{eg} = -\frac{i\Omega}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}) - (i\Delta + \Gamma/2)\tilde{\rho}_{eg}, \quad (2.26)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = -\frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ge} - \tilde{\rho}_{eg}) - \Gamma\rho_{ee}. \quad (2.27)$$

Essas equações descrevem como os termos da matriz densidade mudam no tempo para um sistema de dois níveis fechado. A partir daí, podemos estudar um regime interessante, o estado estacionário ($\dot{\rho}_{gg} = \dot{\rho}_{ee} = \dot{\tilde{\rho}}_{eg} = 0$). Nesse regime, obtemos:

$$\rho_{gg}^{(est)} = \frac{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + \Omega^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2}, \quad \rho_{ee}^{(est)} = 1 - \rho_{gg}^{(est)}, \quad (2.28)$$

$$\tilde{\rho}_{eg}^{(est)} = \frac{2(\Delta + i\Gamma/2)\Omega}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2}. \quad (2.29)$$

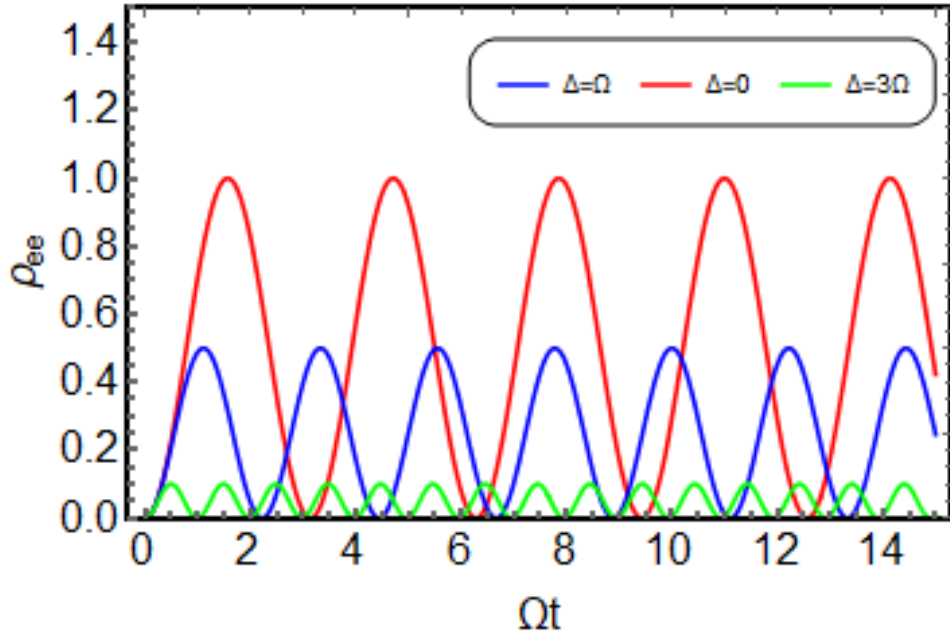


Figure 2.2: Solução das equações de Bloch Ópticas sem decaimento. Fonte: O autor.

Como nosso campo elétrico possui dependência temporal, vamos procurar resolver numericamente as equações de Bloch ópticas², inicialmente sem o termo de decaimento. Usando o software Mathematica podemos obter a solução numérica mostrada na Fig.2.2 para alguns valores de parâmetros. É possível perceber que a população oscila entre 0 e 1 quando o campo incidente está em ressonância com a transição. Conforme aumentamos a dessintonia, é possível perceber as oscilações aumentando sua frequência e oscilando com máximos mais próximos do estado fundamental.

Já quando adicionamos os termos de relaxação, estamos permitindo o decaimento natural do átomo do seu estado excitado para o estado fundamental.

Do ponto de vista matemático, criamos uma dificuldade que é a de que não é possível resolver analiticamente as equações de Bloch ópticas para um campo elétrico qualquer. Um caso particular que facilita muito os cálculos é o caso em que $\Delta = 0$, este pode ser visto acima na Fig.2.3. É interessante notar que a relaxação atenua as oscilações de Rabi, permitindo assim que eventualmente as populações atinjam valores constantes.

Agora que estamos esclarecidos sobre as peculiaridades de um sistema de dois níveis quântico interagindo com um campo elétrico monocromático clássico, vamos estudar um sistema um pouco mais complicado onde alguns fenômenos não lineares aparecem. Isso vai exigir que consideremos contribuições quânticas do sinal gerado.

2.2 Sistema de dois níveis puros com dois feixes de excitação

Agora que entendemos os fundamentos da dinâmica temporal do sistema da seção anterior, vamos introduzir mais um grau de dificuldade que nos aproxima da principal teoria por trás desse trabalho.

Vamos agora discutir como se desenrola a resposta óptica em um sistema de dois níveis interagindo com dois feixes de excitação contra propagantes. Apesar de parecer uma mu-

²As equações de Bloch ópticas podem ser resolvidas analiticamente no caso de campo elétrico constante.

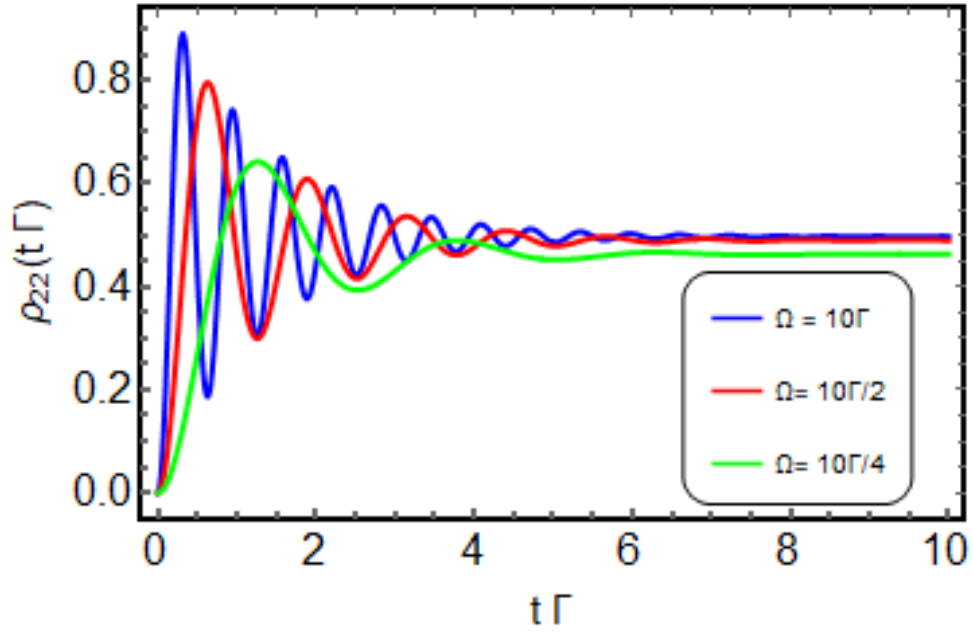


Figure 2.3: Solução das equações de Bloch ópticas com decaimento e na ressonância ($\Delta = 0$). Fonte : O autor

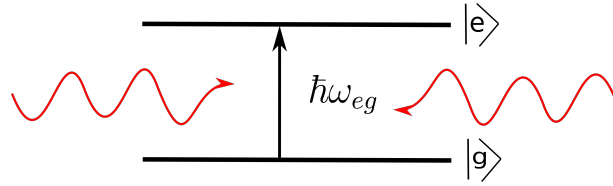


Figure 2.4: Representação simplificada de um sistema de dois níveis. Fonte: O autor

dança pequena, um efeito não linear surge. Devido à simetria espacial do nosso ensemble atômico e se os feixes de excitação possuem intensidade suficiente, um processo de mistura espontânea de quatro ondas acontece [25], gerando fótons em frequências diferentes da frequência de excitação e que satisfazem conservação de momento e energia. Podemos começar por descrever as equações de Bloch desse sistema. Para isso, nos baseamos na aproximação de que em $100\mu K$ o alargamento Doppler dos átomos pode ser desprezado. Além disso, não vamos considerar a polarização da luz nesse tratamento simplificado. Mais detalhes sobre os cálculos dessa seção podem ser encontrados na referências [26, 27, 28, 29].

Sendo assim, vamos considerar um ensemble de N átomos idênticos preparados no estado $|g\rangle$, idealmente com dois níveis, cuja energia necessária para excitar um desses átomos é $\hbar\omega_{eg}$, como mostrado na Fig. 2.4. Quando excitamos tal ensemble com dois feixes com frequência $\omega_1 = \omega_{eg} + \Delta$, em configuração contra-propagante, geramos um par de fótons com frequência $\omega_3 = \omega_1 - \delta$ e $\omega_4 = \omega_1 + \delta$ numa direção θ em relação à direção de excitação. Aqui, Δ , caracteriza a dessintonia em frequência em relação à ressonância e δ é uma diferença em frequência em relação à excitação (ω_1) e que vai ser determinada posteriormente.

Partiremos portanto do Hamiltoniano sem interação da forma que fizemos anteriormente, $E_g = \hbar\omega_g$ e $E_e = \hbar\omega_e$. Esses níveis de energia são autoestados do Hamiltoniano independente do tempo H_0 :

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} E_g & 0 \\ 0 & E_e \end{pmatrix}, de \quad \hat{\mathbf{H}}_{tot} = \hat{\mathbf{H}}_0 + \hat{\mathbf{H}}_{int}. \quad (2.30)$$

Uma mudança primordial em relação ao caso anterior, é o fato de que, agora nosso campo elétrico será composto por uma componente que varia lentamente no espaço (E_1 , clássico) adicionado de duas componentes E_3^+ e E_4^+ que são operadores de criação associados aos fótons gerados pela mistura:

$$\tilde{E} = E(t)e^{-i\omega t} = (E_1 + E_3^{(+)}e^{-i\delta t} + E_4^{(+)}e^{i\delta t})e^{-i\omega t} \quad (2.31)$$

Sendo assim, na aproximação de dipolo elétrico para a interação, as populações e coerências desses dois níveis satisfazem a equação de Liouville - Von Neumann (2.12):

$$\frac{d\rho_{ge}}{dt} = -(i\omega_{eg} + \Gamma_2)\rho_{ge} - i|\mu_{eg}|\tilde{E}(\rho_{ee} - \rho_{gg}), \quad (2.32)$$

$$\frac{d\rho_{ee}}{dt} = -(\rho_{ee} - \rho_{ee}^{est})\Gamma_e + 2Im[|\mu_{eg}|\tilde{E}^*\rho_{ge}], \quad (2.33)$$

$$\frac{d\rho_{gg}}{dt} = -(\rho_{gg} - \rho_{gg}^{est})\Gamma_g - 2Im[|\mu_{eg}|\tilde{E}^*\rho_{ge}]. \quad (2.34)$$

Aqui, Γ_g é a taxa de relaxação do estado fundamental e Γ_e é a taxa de relaxação do estado excitado, com $\Gamma_2 = (\Gamma_g + \Gamma_e)/2$. Além disso $|\mu_{eg}| = \langle e|\hat{\boldsymbol{\mu}}|g\rangle/\hbar$, ρ_{gg}^{est} e ρ_{ee}^{est} são as populações no equilíbrio e na ausência de campos ópticos para o estado fundamental e excitado, respectivamente. Se incluirmos a essas equações a seguinte transformação $\rho_{eg} = \sigma e^{-i\omega t}$ que retira as contribuições rápidas de oscilação na fase, encontramos:

$$\frac{d\sigma}{dt} = (i\Delta - \Gamma_2)\sigma - id_{eg}E(\rho_{ee} - \rho_{gg}), \quad (2.35)$$

$$\frac{d\rho_{ee}}{dt} = -(\rho_{ee} - \rho_{ee}^{est})\Gamma_e + 2Im[|\mu_{eg}|E^*\sigma], \quad (2.36)$$

$$\frac{d\rho_{gg}}{dt} = -(\rho_{gg} - \rho_{gg}^{est})\Gamma_g - 2Im[|\mu_{eg}|E^*\sigma]. \quad (2.37)$$

As equações acima não podem ser resolvidas exatamente para o campo que definimos na eq. (2.31), assim vamos seguir o tratamento descrito por [30, 31]. Afim de resolver as equações acima precisamos fazer o *Ansatz* abaixo. Vamos procurar resolver considerando todas as ordens de E_1 enquanto consideramos apenas as primeiras ordens de E_3 e E_4 . Assumimos:

$$\rho_{gg} = \rho_g + \rho_{g3}e^{-i\delta t} + \rho_{g3}^\dagger e^{+i\delta t}, \quad (2.38)$$

$$\rho_{ee} = \rho_e + \rho_{e3}e^{-i\delta t} + \rho_{e3}^\dagger e^{+i\delta t}, \quad (2.39)$$

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_3e^{-i\delta t} + \sigma_4e^{+i\delta t}. \quad (2.40)$$

Aqui σ_0 , ρ_g e ρ_e são as soluções onde apenas E_1 está presente e os outros termos, tais como σ_3 , σ_4 , ρ_{e3} , ρ_{g3} , são assumidos como sendo pequenos tais que $|\sigma_3|, |\sigma_4| \ll |\sigma_0|$, $|\rho_{e3}| \ll |\rho_e|$, $|\rho_{g3}| \ll |\rho_g|$. Adicionalmente definimos $\rho_0 = \rho_e - \rho_g$ e $\rho_3 = \rho_{e3} - \rho_{g3}$ ($\rho_3^\dagger = \rho_{e3}^\dagger - \rho_{g3}^\dagger$).

A partir daí, se substituirmos (2.38), (2.39) e (2.40) nas equações acima procurando os termos de mesma dependência temporal, ao mesmo tempo que desprezamos qualquer termo que tenha um produto de pelo menos duas quantidades pequenas, chegamos à:

$$\rho_0 = \frac{(\Delta^2 + \Gamma_2^2) \rho^{est}}{\Delta^2 + (\Gamma_2)^2 + \frac{\Gamma_2}{2} \left(\frac{1}{\Gamma_e} + \frac{1}{\Gamma_g} \right) |\Omega|^2} \quad (2.41)$$

$$\rho_3 = \frac{-2|\mu_{eg}|Q_0(\delta + 2i\Gamma_2)}{D(\delta)} \left(\frac{(\delta - \Delta + i\Gamma_2)}{(\Delta - i\Gamma_2)} E_1 E_3^+ - \frac{(\delta + \Delta + i\Gamma_2)}{(\Delta + i\Gamma_2)} E_1 E_4^- \right) \quad (2.42)$$

$$\sigma_0 = \frac{|\mu_{eg}|E_1\rho_0}{\Delta + i\Gamma_2}, \quad (2.43)$$

$$\sigma_3 = \mu_{eg} \frac{(E_1\rho_3 + E_3^{(+)}\rho_0)}{\Delta + \delta + i\Gamma_2}, \quad (2.44)$$

$$\sigma_4 = \mu_{eg} \frac{(E_1\rho_3^{(\dagger)} + E_4^{(+)}\rho_0)}{\Delta - \delta + i\Gamma_2}, \quad (2.45)$$

onde o denominador de ρ_3 , $D(\delta)$ é:

$$D(\delta) = \left[\frac{(\delta + i\Gamma_g)(\delta + i\Gamma_e)}{(\delta + i\Gamma_2)} \right] (\delta + \Delta + i\Gamma_2)(\delta - \Delta + i\Gamma_2) - |\Omega_1|^2(\delta + i\Gamma_2). \quad (2.46)$$

Aqui, $\Omega_1 = 2\mu_{eg}E_1$ é a frequência de Rabi. Antes de seguir precisamos discutir um pouco sobre esses resultados, pois neles uma física riquíssima se desenrola. Primeiro as equações (2.41) e (2.43) representam a resposta óptica dos átomos aos feixes incidentes, como esperado. Nenhuma dessas expressões depende dos operadores de campo (E_3^+ e E_4^+) que inserimos no campo elétrico, em particular σ_0 caracteriza o espalhamento Rayleigh linear e contará como ruído na contagem das nossas APD's. É esse ruído que mais tarde vai ser parcialmente filtrado de nosso sinal. Repare também que $|\Omega| \rightarrow 0$ (ausência de excitação) ficamos com $\rho_{gg} = \rho_{est}$ como esperado. Já as equações (2.42) e (2.44) representam a resposta óptica do fóton ω_3 gerado. O primeiro termo do lado direito da equação (2.42) é responsável pelo espalhamento Rayleigh enquanto o segundo termo é relacionado a geração do fóton do par correlacionado a ω_3 . Quanto à (2.44) podemos dizer que o primeiro termo dessa expressão é a resposta não linear do meio a ω_3 enquanto que o segundo termo está relacionado ao espalhamento Rayleigh linear de ω_3 . Com interpretações similares ao que foi mostrado aqui, $\rho_3^\dagger$ e (2.45) se referem ao fóton ω_4 .

Explicado isso, um regime interessante para estudarmos é quando $Re(D(\delta)) = 0$. Podemos encontrar dois processos distintos na resolução dessa equações, para isso separamos $D(\delta)$ em parte real e imaginária. No limite $\Gamma_e \gg \Gamma_g$, $\delta = 0, \pm \sqrt{\Omega_{eff}^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2\Gamma_g}$ e (com $\Omega_{eff} = \sqrt{\Delta^2 + |\Omega_1|^2}$) determinam um tripleto de ressonância.

Dessa forma, vemos como $D(\delta)$ caracteriza os dois tipos de processos que acontecem aqui, quando $\delta = 0$ os fótons gerados estão na mesma frequência do feixe de excitação, com cada fóton gerado sendo resultado da absorção de um fóton de cada feixe na configuração contrapropagante. Os pares de fótons gerados são emitidos na mesma direção e com sentidos opostos, já que devem satisfazer à condição de phase-matching da mistura de quatro ondas. Já quando $\delta = \pm \sqrt{\Omega_{eff}^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2\Gamma_g}$ temos a criação de dois estados

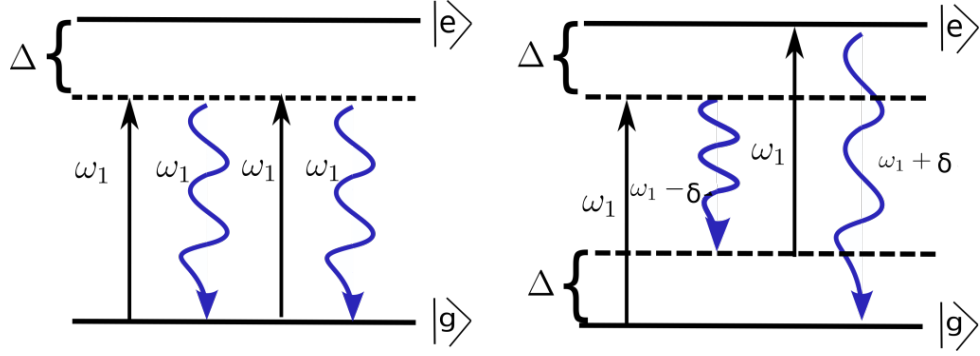


Figure 2.5: A figura mostra dois processos diferentes que interferem gerando fótons na frequência central ou bandas laterais do triplo de emissão, nesse esquema consideramos o detuning como sendo negativo. Estamos levando em consideração o regime de alta dessintonia $\pm\sqrt{\Omega_{eff}^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2\Gamma_g} \approx \Delta$. Fonte: O Autor

virtuais, um com energia $\hbar\omega_1$ acima de $|0\rangle$ e outro com energia $\hbar\omega_1$ abaixo de $|e\rangle$. Esses dois processos interferem e contribuem para o sinal da correlação cruzada, como mostrado em Fig. 2.5. Essa figura é um esquema que leva em consideração o regime de alta dessintonia, tão alta quanto melhor a aproximação $\sqrt{\Omega_{eff}^2 + \Gamma_2^2 + 2\Gamma_2\Gamma_g} \approx \Delta$. Sendo assim, para o caso de $\delta = 0$ temos o processo da esquerda onde $\omega_1 = \omega_{eg} + \Delta$ e a frequência do fóton gerado pela mistura de quatro ondas é a mesma da excitação. Porém no caso onde $\delta \pm \Delta$ temos o processo descrito na direita, onde a frequência dos fótons gerados pela mistura de quatro ondas é $\omega_1 + \Delta = \omega_{eg} + 2\Delta$ e $\omega_1 - \Delta = \omega_{eg}$.

Vamos agora olhar para a resposta óptica dos sistema para as frequências ω_3 e ω_4 . Consideremos os operadores de polarização que variam sua amplitude lentamente $\mathcal{P}(\omega_3) = N\hbar d_{eg}\sigma_3$ e $\mathcal{P}(\omega_4) = N\hbar d_{eg}\sigma_4$. Note que aqui N representa a densidade atômica. Devemos lembrar como a polarização e a susceptibilidade linear χ e de 3 ordem de $\chi^{(3)}$ estão relacionadas.

$$\mathcal{P} = \epsilon_0\chi E + \epsilon_0\chi^{(3)}EEE, \quad (2.47)$$

Onde assumimos um meio centro-simétrico, para ω_3

$$N\hbar|\mu_{eg}|\sigma_3 = \epsilon_0\chi_3 E_3^+ + \epsilon_0\chi_3^{(3)} E_1 E_1 E_4^-. \quad (2.48)$$

Substituindo portanto, (2.44) e (2.45) e igualando os termos de mesma ordem no campo elétrico, obtemos:

$$\chi_3 = \frac{N\hbar|\mu_{eg}|^2\rho_0}{\epsilon_0(\Delta + \delta + i\gamma_2)} \left[1 - \frac{|\Omega|^2(\delta + 2i\gamma_2)(\delta - \Delta + i\gamma_2)}{2D(\delta)(\Delta - i\gamma_2)} \right]. \quad (2.49)$$

χ é a chamada susceptibilidade linear e determina o perfil de dispersão e espectro de transmissão. Já o primeiro termo de (2.49) corresponde ao espalhamento Rayleigh 2.5 (esquerda), enquanto que o segundo corresponde ao espalhamento nas bandas laterais 2.5 (direita), ambos em relação aos campos gerados ω_3 e ω_4 .

$$\chi_3^{(3)} = \frac{2N\hbar|\mu_{eg}|^4\rho_0(\delta + 2i\gamma_2)}{\epsilon_0 D(\delta)(\Delta + i\gamma_2)}, \quad (2.50)$$

É conhecido que $\chi_3^{(3)}$ está intimamente associado com a eficiência da conversão paramétrica na criação dos pares de fótons, além de influenciar na amplitude do pacote de onda.

Podemos, além disso tudo, estudar como se dá o phase matching para a mistura de quatro em num ensemble de átomos de dois níveis. Podemos escrever a susceptibilidade como $\chi = \text{Re}(\chi) + i\text{Im}(\chi)$. Se olharmos para o vetor de onda temos, $k_{3,4} = \frac{(\omega_1 \pm \delta)}{v_{3,4}}$, repare aqui que $v_{3,4}$ são as velocidades de grupo. Elas podemos ser calculadas de maneira geral como $v = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}$, onde $n(\omega) = \sqrt{1 + \text{Im}(\chi)}$, onde $n(\omega)$ é o índice de refração. Se calcularmos isso para ω_3 e ω_4 , ficamos com $v_{3,4} = \frac{c}{1 + \frac{\omega_1}{2}} \left(\frac{d\text{Im}(\chi)}{d\delta} \right) \left(\frac{d\delta}{d\omega_{3,4}} \right)$. É possível concluir, substituindo (2.49) e (2.50) na equação acima que $v_3 = v_4$. O que é de se esperar já que o tripleto de Mollow é simétrico em torno do pico central. Podemos também calcular o mismatch da mistura a partir de $\Delta k = k_3 - k_4 = \frac{(\omega_1 + \delta)}{v_3} - \frac{\omega_1 - \delta}{v_4} = \frac{2\delta}{v_3}$.

É interessante ainda pontuar como calcular a largura de banda dos fótons gerados, pois temos dois processos de geração de fótons interferindo. Para isso nos baseamos em [26], que escolheu os seguintes parâmetros, a fim de estimar a largura de cada frequência do tripleto.

Frequência de Rabi	$\Omega_1 = 26MHz$
Dessintonia da excitação	$\Delta = 40MHz$
Taxa de relaxamento do estado excitado	$\gamma_e = 6MHz$
Taxa de relaxamento média	$\gamma_2 = 3MHz$
Taxa de relaxamento do ground state	$\gamma_g = 0,26MHz$
Velocidade de grupo	$v = 3,55 \cdot 10^5 m/s$
Densidade atômica	$N = 2 \cdot 10^{17} \text{atomos}/m^3$

A partir daí, podemos calcular $\Gamma_0 = \gamma_g \left(\frac{\Delta^2}{\Omega_{eff}^2} \right) + \frac{|\Omega_1|^2}{|\Omega_{eff}|^2} \gamma_2$, a largura de linha da banda central, e $\Gamma = \frac{|\Omega_1|^2}{|\Omega_{eff}|^2} \left(\frac{\gamma_g + \gamma_2}{2} \right) + \frac{\Delta^2}{|\Omega_{eff}|^2} \gamma_2$, a largura de linha das bandas laterais, onde $\Omega_{eff} = \sqrt{\Delta^2 + |\Omega_1|^2}$. Colocando os parâmetros acima obtemos $\Gamma = 18,8MHz$ e $\Gamma_0 = 1,61MHz$, onde vemos que a largura de linha dos fótons gerados nas bandas laterais é muito maior.

2.3 Um pouco sobre estatística de fótons

Quando falamos de medir luz, devemos levar em conta as flutuações no tempo que aparecem nessas medições. Para isso é interessante entendermos como a desigualdade de Cauchy-Schwarz [32] pode ser usada nesse caso. Essa desigualdade é presente em diferentes contextos na matemática e na física e não é diferente no nosso contexto.

Aqui, essa desigualdade nos dará o limite superior da magnitude das correlações que flutuam no tempo.

Considere portanto a figura (2.6). Quando um feixe de luz chega no detetor, o que é computado é na verdade, uma média da intensidade do feixe no tempo. Essa média depende da capacidade de resolução do detetor. Considerando campos clássicos, a intensidade do que é detetado deve ser proporcional à $\langle I_i \rangle \propto |E_i|^2$ onde $(i = 1, 2)$. Então numa situação como acima, podemos definir as seguintes grandezas de interesse:

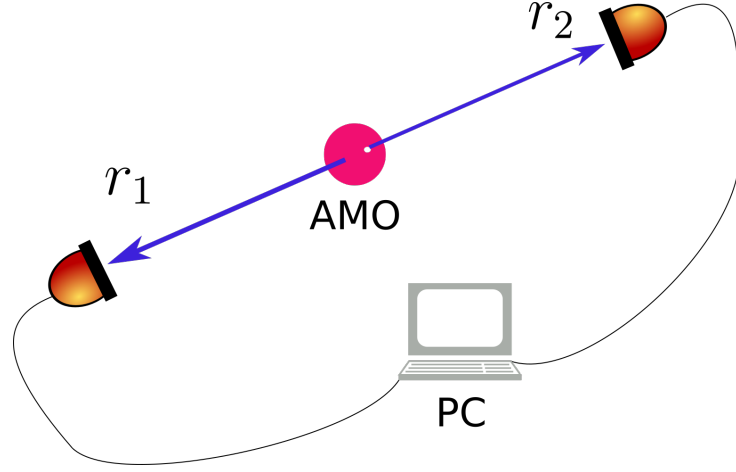


Figure 2.6: Esquema simplificado de detecção de pares de fótons.

Fonte: O Autor

- E_i : Amplitude do campo elétrico complexo;
- $I_i(E_i)$: Intensidade do campo elétrico (função real e positiva);
- $P(E_i)$: função probabilidade de detecção da amplitude E_i (função complexa);
- $P(E_i, E_j)$: função de probabilidade conjunta de detecção das amplitudes E_i e E_j (função complexa);

com $i, j = \{1, 2\}$.

Note, portanto, que $\langle I_i \rangle$ é calculado classicamente como $\langle I_i \rangle = \int P_i(E_i) I_i(E_i) d^2 E_i$. Nosso objetivo aqui é, com essas condições, encontrar uma desigualdade que relacione $\langle I_1 \rangle$, $\langle I_2 \rangle$ e $\langle I_1, I_2 \rangle$. Para isso, vamos definir uma função real $\psi(E_1, E_2) = I_1(E_1) + \lambda I_2(E_2)$, onde λ pode ser um número real arbitrário.

Perceba que, definindo essa função e a partir do conceito de probabilidade conjunta, é verdade a seguinte desigualdade:

$$\int \int P(E_1, E_2) |\psi|^2 d^2 E_1 d^2 E_2 \geq 0 \quad (2.51)$$

Então, aplicando a definição de ψ , ficamos com:

$$\int \int P(E_1, E_2) (I_1(E_1) + \lambda I_2(E_2))^* (I_1(E_1) + \lambda I_2(E_2)) d^2 E_1 d^2 E_2 \geq 0 \quad (2.52)$$

$$\text{e } \int \int P(E_1, E_2) |I_1(E_1)|^2 d^2 E_1 d^2 E_2 + \lambda^2 \int \int P(E_1, E_2) |I_2(E_2)|^2 d^2 E_1 d^2 E_2 \quad (2.53)$$

$$+ 2\lambda \int \int P(E_1, E_2) I_1(E_1) I_2(E_2) d^2 E_1 d^2 E_2 \geq 0. \quad (2.54)$$

Nos 1º e 2º termos, podemos usar a propriedade da distribuição conjunta de probabilidade $\int P(E_1, E_2) dE_2 = P(E_1)$ para simplificar essas expressões, ficando com.

$$\int P(E_1) |I_1(E_1)|^2 d^2 E_1 + \lambda^2 \int P(E_2) |I_2(E_2)|^2 d^2 E_2 \quad (2.55)$$

$$+ 2\lambda \int \int P(E_1, E_2) I_1(E_1) I_2(E_2) d^2 E_1 d^2 E_2 \geq 0. \quad (2.56)$$

Portanto, baseado na definição de $\langle I_1 \rangle$ que demos anteriormente, podemos concluir que

$$\langle I_1^2 \rangle + \lambda^2 \langle I_2^2 \rangle + 2\lambda \langle I_1 I_2 \rangle \geq 0. \quad (2.57)$$

Se, escolhermos $\lambda = -\frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_2^2 \rangle}$, temos

$$\langle I_1^2 \rangle - \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} \geq 0, \quad \text{ou} \quad (2.58)$$

$$\langle I_1^2 \rangle \langle I_2^2 \rangle \geq \langle I_1 I_2 \rangle^2 \quad (2.59)$$

Essa é a desigualdade de Cauchy-Schwarz que buscávamos. Mais na frente vamos apresentá-la em um outro formato. Podemos obter a intensidade média a partir do campo elétrico como

$$\langle I(t) \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \langle |E(t)|^2 \rangle \quad (2.60)$$

Se o sistema é ergódico, temos que a média em ensemble, definida acima, é igual à média no tempo [33].

$$\langle |E(t)|^2 \rangle = \langle E^*(t)E(t) \rangle = \frac{1}{T} \int E^*(t)E(t)dt = \Gamma(0), \quad (2.61)$$

onde $\Gamma(\tau)$ é chamada função de autocorrelação $\Gamma(\tau)$. No caso particular acima $\tau = 0$, mas de maneira geral:

$$\Gamma(t) = \langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_T E^*(t)E(t+\tau)dt. \quad (2.62)$$

Essas duas expressões, nos permitem definir a função de auto-correlação normalizada, também conhecida como grau de coerência temporal de primeira ordem [24]:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} = \frac{\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle} \quad (2.63)$$

Essa função tem grande importância no contexto em que estudamos o que chamamos de luz caótica. A fonte luminosa é dita caótica quando diferentes átomos excitados emitem radiação independentemente uns dos outros. Neste caso a forma da linha de emissão vai ser dada pela distribuição estatística das velocidades (alargamento Doppler) ou pela ocorrência aleatória de colisões, já que seus níveis de energia são deslocados por uma determinada quantidade dependendo da severidade da colisão (alargamento por colisão). Radiação laser não se enquadra nesse tipo de radiação.

Por exemplo se supusermos uma fonte tal que os átomos emissores emitam de maneira independente sempre na mesma frequência ω é possível mostrar que $g_1(\tau)$ fica [24]:

$$g^{(1)} = e^{-i\omega\tau} e^{-|\tau|/\tau_0}, \quad (2.64)$$

onde $\frac{1}{\tau_0} = \gamma_{col}$ é a taxa de colisão entre átomos. Porém, já no alargamento de linha devido à distribuição de velocidade dos átomos temos o alargamento Doppler que surge quando supomos um conjunto de emissores seguindo uma distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann e gerando um espectro de emissão gaussiano. É possível mostrar que nesse caso temos:

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau} e^{-\frac{\Delta^2}{2}\tau^2}, \quad (2.65)$$

onde $\tau_c = \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta}$, é o tempo de coerência. Essa é a chamada luz caótica Gaussiana. De maneira geral, podemos dizer que para luz caótica

$$|g^{(1)}(\tau \rightarrow \infty)| \rightarrow 0, \quad e \quad |g^{(1)}(0)| = 1. \quad (2.66)$$

De uma forma análoga podemos definir o grau de coerência de 2º ordem

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle} = \frac{\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle}{\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle^2}. \quad (2.67)$$

Daí, valem as propriedades, para campos clássicos

$$g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(-\tau), \quad g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) = 1, \quad 1 \leq g^{(2)}(0) < \infty, \quad g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0) \quad (2.68)$$

Além disso, é possível mostrar que para luz caótica:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2. \quad (2.69)$$

Quando $g^{(2)}(0) > 1$, a segunda e a quarta propriedades presentes em (2.68) caracterizam o que é chamado de *photon bunching*. Essa propriedade define que os fótons não são gerados aleatoriamente, mas são gerados em pequenos *clusters* [34]. No entanto, é possível medir o que chamamos de *photon antibunching* [$g^{(2)}(0) \leq g^{(2)}(\tau)$], essa propriedade é característica de um fenômeno puramente quântico, sem análogo clássico, e como o nome sugere, evidencia que não existe mais clusteres de photons e estes passam a estar separados temporalmente, diminuindo a probabilidade de detecção em uma mesma janela de tempo. Veja a Fig.2.7, nela fica visualmente explícito essas propriedades. Aos leitores interessados na dedução de tais propriedades, além das referências citadas nessa seção, posso citar a referência [35].

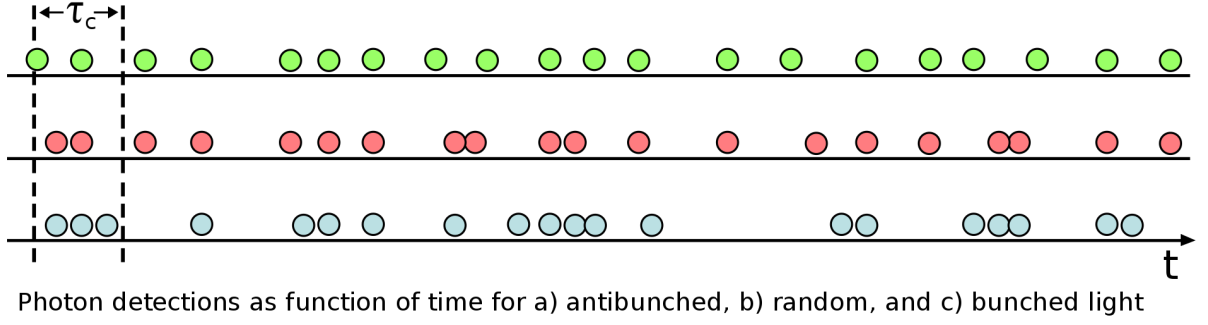


Figure 2.7: Detecção de fótons como função do tempo para a) *antibunched* b) *random* c) *bunched lighth*. [36]

Depois de toda essa discussão sobre campos clássicos, agora é interessante analisar o caráter quântico da luz no processo de fotocontagem. Podemos introduzir o operador intensidade $\hat{I}$ da seguinte forma:

$$\hat{I}_i = \eta_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \quad (2.70)$$

$$: \hat{I}_1 \hat{I}_2 : = \eta_1 \eta_2 2 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_2, \quad (2.71)$$

onde η_i é um parâmetro que quantifica a eficiência do detetor, e $a^\dagger$ e a são, respectivamente, operadores de criação e destruição de fótons. O símbolo $:$ é o símbolo do ordenamento normal desses operadores, tal procedimento consiste em colocar à esquerda todos os operadores de criação presentes em um produto de operadores.

Com essas definições podemos pensar em como unir a visão de correlações clássicas com o caráter quântico da luz. Vamos começar definindo três quantidades, p_{12} que seria a probabilidade de detetar um par de fótons em dois modos distintos, p_i que seria a probabilidade de detetar um único fóton no detetor ($i : 1, 2$) e p_{ii} que seria a probabilidade de detetar dois fótons no mesmo modo.

Assim, faz sentido definir a função de correlação cruzada como sendo:

$$g_{12} = \frac{p_{12}}{p_1 p_2} = \frac{\langle : \hat{I}_1 \hat{I}_2 : \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle} \quad (2.72)$$

De maneira análoga as funções de autocorrelação são :

$$g_{ii} = \frac{p_{ii}}{p_i^2} = \frac{\langle : \hat{I}_i^2 : \rangle}{\langle \hat{I}_i \rangle^2}. \quad (2.73)$$

Portanto, podemos escrever para os campos clássicos, a partir da equação (2.59)

$$g_{12}^{(2)} \leq g_{11}^{(2)} g_{22}^{(2)}. \quad (2.74)$$

Podemos definir ainda a razão entre a correlação cruzada e as autocorrelações

$$R = \frac{g_{12}^{(2)}(\tau)}{g_{11}^{(2)}(0) g_{22}^{(2)}(0)} \leq 1. \quad (2.75)$$

O que é uma quantidade já utilizada há muito tempo na literatura como indicador de correlações não clássicas para pares de fótons [37]. Ou seja, correlações quânticas podem violar essa desigualdade.

3 Resfriamento atômico

A primeira vez que resfriamento atômico (sem campo magnético) foi implementado utilizando luz em três dimensões foi em 1985, com o grupo de Steven Chu [38], onde conseguiram resfriar átomos de sódio a temperaturas de $240\mu K$ e conseguiram formar o que ficou conhecido como "melaço óptico", pela semelhança que a dinâmica dos átomos tinha com a dinâmica de uma partícula num fluido viscoso. Um ano depois, em 1986, o mesmo grupo conseguiu, experimentalmente, aprisionar átomos de sódio [39]. Em 1987 foi dado um novo passo no armadilhamento atômico feito por E. L. Raab et al. [40] que introduziu o uso de campo magnético e feixes laser contrapropagantes nas três direções do espaço. Com o passar dos anos, a comunidade científica percebeu a importância da aplicação de átomos aprisionados, aplicações essas que vão desde metrologia até informação quântica. Prova disso foi que em 1997, Steven Chu, William D. Phillips e Claude Cohen-Tannoudji foram contemplados com o prêmio Nobel de Física, pelo avanço nas técnicas de aprisionamento atômico [41]. Nossa nuvem atômica é uma nuvem de átomos de ^{87}Rb , resfriada a centenas de μK . Abaixo discutimos as principais etapas experimentais para atingir o aprisionamento atômico, assim como os aspectos teóricos envolvidos.

3.1 Níveis hiperfinos do Rb

O rubídio existe na natureza em dois isótopos ^{85}Rb (72%) e ^{87}Rb (28%) [42]. Com estrutura eletrônica de seu estado fundamental dada por:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^1, \quad (3.1)$$

ou seja, para qualquer um de seus isótopos ele possui um elétron oticamente ativo. Além disso, por ser um metal alcalino (apenas um elétron na camada de valência) o comportamento óptico de seu elétron na camada de valência se assemelha muito ao do hidrogênio, permitindo assim algumas aproximações interessantes.

A estrutura energética do elétron oticamente ativo do Rb é similar a do único elétron do átomo de hidrogênio. Porém, se levarmos em consideração o chamado acoplamento spin-órbita esses níveis principais se dividem, esse efeito é contabilizado pelo Hamiltoniano (desconsiderando efeitos relativísticos e de massa reduzida.)

$$H_{so} = f(r)L.S, \quad (3.2)$$

com $f(r)$ uma função que depende apenas da distância r , do centro de massa do átomo. Essencialmente o acoplamento spin-orbita pode ser explicado como sendo o fato do spin do elétron ($\vec{S}$) estar acoplado ao vetor momento angular desse elétron ($\vec{L}$) que "orbita" o núcleo atômico. Assim, essa interdependência gera um split nos níveis principais de energia, gerando o que é chamado estrutura fina dos níveis atômicos.

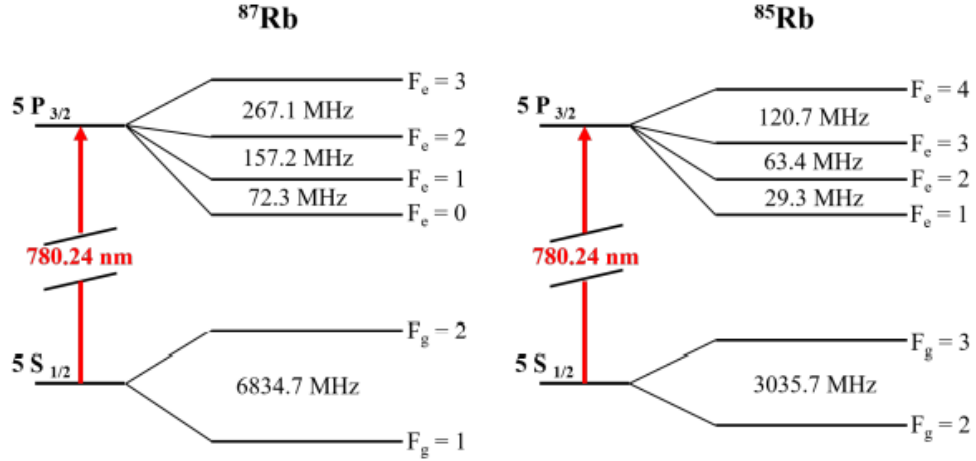


Figure 3.1: Estrutura hiperfina da linha D2, para os isótopos do ^{85}Rb e ^{87}Rb . Imagem retirada da Dissertação da aluna Amis Sanchez [43].

O vetor momento angular orbital $\vec{L}$ e o vetor de spin do elétron $\vec{S}$, quando somados, resultam em $\vec{J}$ que é o momento angular total do elétron. Esse momento angular total também não é independente, pois se acopla ao momento de dipolo magnético do núcleo (isospin). Além disso temos também uma contribuição do momento de quadrupolo elétrico, ambas essas contribuições são representadas pelo Hamiltoniano na Eq. (3.3). Esse Hamiltoniano induz um split de energia menor que o da estrutura fina, gerando a chamada estrutura hiperfina. Essa estrutura, para cada um dos isótopos do rubídio pode ser visualizada na Fig. 3.1.

$$H_{hfs} = \alpha \vec{J} \cdot \vec{I} + \beta \frac{(3(\vec{J} \cdot \vec{I})^2 + 3/2(\vec{J} \cdot \vec{I} - I(I+1)(J+1)))}{2I(2I-1)(2J-1)} \quad (3.3)$$

nessa expressão, α é a constante magnética de estrutura hiperfina e β é a constante de interação de quadrupolo elétrico [44]. O rubídio, ^{85}Rb ($I = 5/2$) e ^{87}Rb ($I = 3/2$), possui momento angular total do estado dado por $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. A partir daí é possível obtermos as regras de seleção para o momento angular total, determinadas pelas regras de seleção de dipolo elétrico. Temos que $\Delta S = 0$ e $\Delta J = 0, \pm 1$ o que implica que $\Delta F = 0, \pm 1$. Usando o operador momento angular total, podemos calcular a energia de cada nível hiperfino como sendo

$$E_{hfs} = \alpha \frac{C}{2} + \beta \frac{3/4C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)(2J-1)}, \quad (3.4)$$

onde $C = F(F+1)$. Nos restringimos a focar na linha D_2 do isótopo menos abundante, ^{87}Rb , onde podemos calcular seus níveis e energia como sendo os descritos, de maneira mais detalhada, na Fig. 3.4.

3.2 Absorção saturada/cross over

A absorção saturada é o setup principal que nos permite saber se o laser está na linha, ou seja, que nos permite avaliar se todas as transições desejadas estão sendo excitadas.

Com esse setup podemos investigar todas as transições hiperfinas possíveis da linha D_2 do Rb (Veja Fig. 3.2). Mas, antes precisamos considerar que nossas amostras de Rubídio estão no estado gasoso e, portanto, os átomos estão em movimento. Isso quer dizer que quando um feixe laser interage com qualquer isótopo de átomo de Rb , este vai ver o feixe com uma frequência ligeiramente diferente, com um redshift ou blueshift resultando num alargamento espectral do estado de interesse. A absorção saturada é o aparato principal que nos permite saber se o laser está na linha, ou seja, que nos permite avaliar se todas as transições desejadas estão sendo excitadas. Com esse aparato podemos investigar todas as transições hiperfinas possíveis da linha D_2 do Rb (Veja Fig. 3.2). Mas, antes precisamos considerar que nossas amostras de Rubídio estão no estado gasoso e, portanto, os átomos estão em movimento. Isso quer dizer que quando um feixe laser interage com qualquer isótopo de átomo de Rb , este vai ver o feixe com uma frequência ligeiramente diferente, com um redshift ou blueshift resultando num alargamento espectral do estado de interesse.

Podemos estimar de quanto deve ser esse alargamento pelo seguinte raciocínio. Quando um feixe de luz incide num átomo em movimento, a frequência que o átomo verá o feixe muda de acordo com o efeito Doppler, como

$$f_{ap} = f_0(1 \pm v/c), \quad (3.5)$$

onde f_0 é a frequência natural da luz, e f_{ap} é a frequência que o átomo percebe, e v é a velocidade do átomo. Porém, devemos lembrar que nossos átomos não estão numa temperatura $T = 0$, mas numa temperatura ambiente, o que quer dizer que seguem uma distribuição de Maxwell-Boltzman. Portanto, a probabilidade de encontrarmos um átomo com velocidade v numa amostra gasosa com uma temperatura T é [45]:

$$P(v)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-mv^2/2k_B T} dv, \quad (3.6)$$

onde m é a massa do átomo. Assim, se reescrevermos a expressão para a mudança na frequência $v = \frac{c(f_{ap}-f_0)}{f_0}$ e colocarmos na expressão para a distribuição de Maxwell-Boltzman, ficamos com

$$P(f_{ap})df_{ap} = \frac{\delta}{\sqrt{\pi}} e^{-(f_{ap}-f_0)^2/\delta^2} df_{ap}. \quad (3.7)$$

Aqui $\delta = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$. Essa é uma distribuição Gaussiana e podemos calcular sua largura total a meia altura como $\Delta f_{ap} = 2\delta\sqrt{\ln(2)}$.

Perceba que à temperatura ambiente $T = 300K$, a transição de $780nm$ ($f_0 = 3,84 \cdot 10^{14} Hz$) tem $\delta = 305,61 MHz$ e $\Delta f_{ap} = 508,88 MHz$. Compare isso com a linha natural da transição $\Delta f_{natural} = \frac{1}{2\pi\Delta t} = 5,68 MHz$, onde Δt é o tempo de vida do estado. Note que temos Δf_{ap} quase 100 vezes maior que a largura de linha natural da transição de 780 nm. Agora, entendendo como funciona o alargamento Doppler, podemos entender as motivações do setup da absorção saturada para que consigamos distinguir as transições hiperfinas. O setup experimental da absorção saturada é uma técnica bastante inteligente que nos permite driblar o alargamento Doppler, duas ordens de grandeza maior que o alargamento natural dos níveis hiperfinos. Para isso deve ser pensado um setup como o da figura Fig. 3.3, onde um feixe propagante (forte) e outro contra-propagante (fraco) incidem na célula de rubídio. O espectro gerado nada mais é que um espectro de absorção. Quando um feixe propagante incide, ele é absorvido e um perfil de absorção é formado dependendo da velocidade dos átomos e da frequência em que os átomos veem o feixe, como discutido

acima. Nesse momento, quando o feixe contrapropagante passa pelos átomos saturados e não é absorvido, um pico é formado na Doppler evidenciando assim aquela transição hiperfina.

Podemos assim distinguir todas as transições hiperfinas se, enquanto excitamos o mesmo conjunto de átomos, fazemos também uma varredura na frequência do laser. Varredura essa que é garantida por um gerador de função ligado na entrada de modulação da caixa de corrente do laser.

A beleza dessa abordagem reside no fato de que apenas átomos que estão com velocidade nula em relação aos dois feixes é que podem estar em ressonância com os feixes independentemente (já que o forte e o fraco estão em sentidos opostos). Dessa forma pequenos picos são formados no espectro de absorção imitando assim a largura de linha natural desses átomos, ou seja, a largura de linha no caso desses átomos com $v = 0$ e $T = 0$.

Para átomos com muitos níveis, com mais de um nível excitado dentro de uma mesma Doppler (como é o caso de nossa célula de *Rb*) existe a chance de o átomo entrar em ressonância com as duas transições simultaneamente, fazendo com que surjam outros picos no nosso espectro hiperfino, chamados cross-overs.

Os cross-overs são um fenômeno peculiar da absorção saturada. E acontecem entre níveis hiperfinos diferentes do mesmo grupo de frequências alargada por um mesmo alargamento Doppler. Um cross-over acontece quando um grupo de átomos que não possui velocidade nula vê um blueshift em um dos feixes de excitação que o coloca em ressonância com uma transição, enquanto isso, vê um redshift no outro feixe de excitação que o coloca em ressonância com uma transição exatamente abaixo. Perceba que para esse fenômeno acontecer a frequência do laser que excita os átomos deve ser exatamente a média das frequências que excitam as duas transições, veja Fig. 3.4.

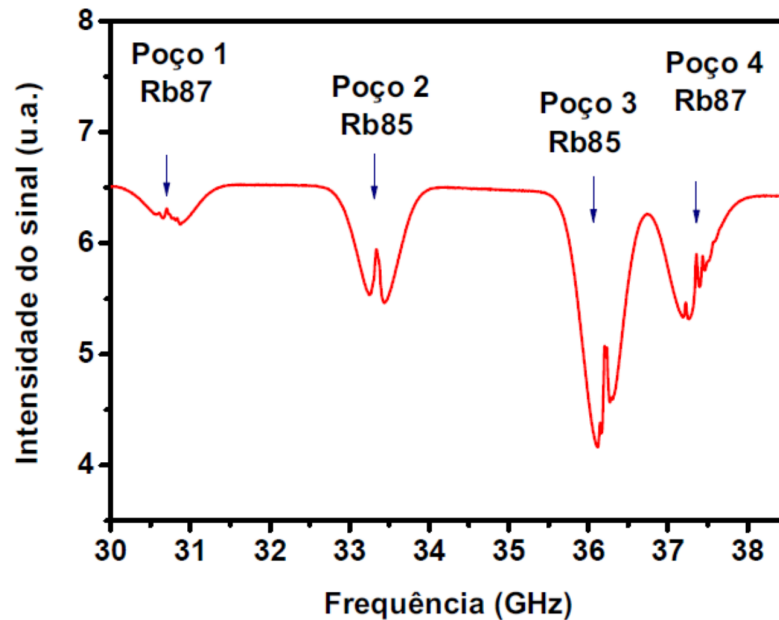


Figure 3.2: Espectro de absorção saturada. Imagem adaptada de [46]

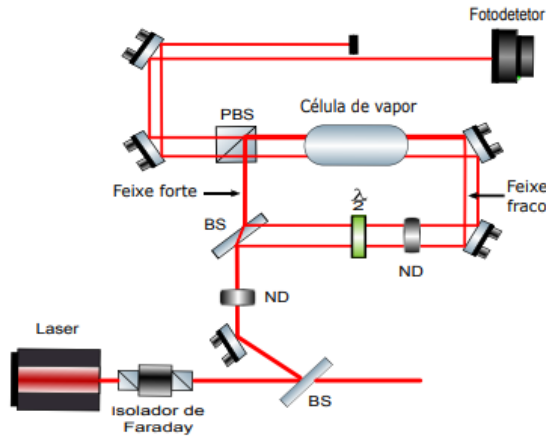


Figure 3.3: Aparato experimental para obtenção de absorção saturada. Imagem retirada da dissertação de Johan Ospina Morales [46]

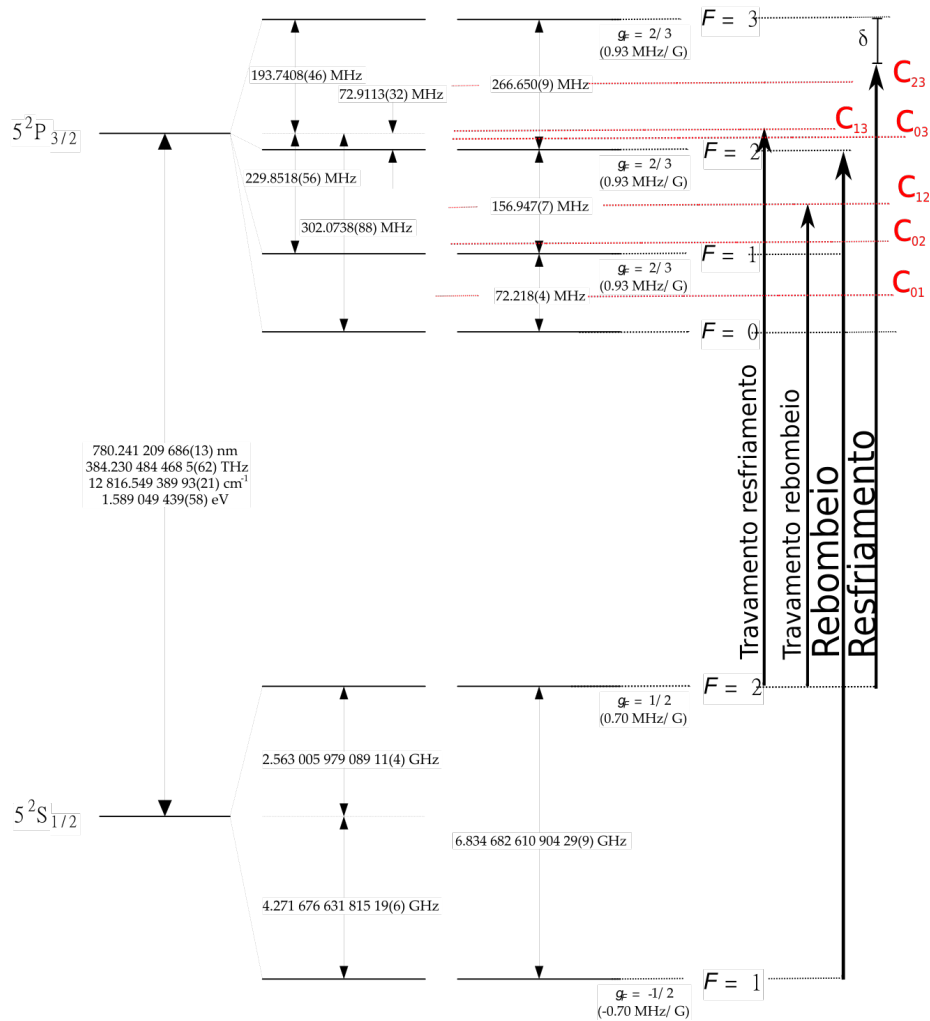


Figure 3.4: Níveis hiperfinos da linha D2 do ^{87}Rb e seus cross-overs, com respectivas frequências de travamento e excitação da nuvem atômica. Imagem retirada e adaptada de [42].

3.2.1 Pressão de radiação

O Hamiltoniano de um campo luminoso clássico interagindo com um átomo na aproximação de dipolo elétrico, é então:

$$\mathbf{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \mathbf{H}_o - \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E}. \quad (3.8)$$

Se tomarmos a derivada de p

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}, \mathbf{p}] = -\nabla \mathbf{H} = \nabla \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E}. \quad (3.9)$$

Pelo teorema de Einhenfest a força que o campo elétrico exerce sobre o átomo é igual ao valor esperado da expressão acima:

$$\mathcal{F} = \langle \mathbf{F} \rangle = \langle [\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{E}] \rangle, \quad (3.10)$$

Se chamarmos $\mathbf{E} = E\mathbf{e}$, temos:

$$\mathcal{F} = \langle \hat{\boldsymbol{\mu}} \mathbf{e} \rangle \nabla E. \quad (3.11)$$

Para a dinâmica interna, podemos então aproximar o Hamiltoniano por:

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_o - \hat{\boldsymbol{\mu}} \mathbf{E}. \quad (3.12)$$

Ainda na missão de encontrar uma fórmula mais explícita para $\mathcal{F}$, vamos lembrar que no formalismo de matriz densidade a média de um operador $\hat{\mathbf{A}}$ é calculada como $Tr(\hat{\boldsymbol{\rho}}\hat{\mathbf{A}})$. Se lembrarmos da Eq. 2.2, a matriz densidade pode ser escrita como:

$$\hat{\boldsymbol{\rho}} = \rho_{gg} |g\rangle \langle g| + \rho_{eg} |e\rangle \langle g| + \rho_{ge} |g\rangle \langle e| + \rho_{ee} |e\rangle \langle e|, \quad (3.13)$$

Considerando a Eq. 2.8 e lembrando que podemos assumir $\mu_{ge} = \mu_{eg}^*$, chegamos à conclusão que:

$$\mathcal{F} = Tr(\hat{\boldsymbol{\rho}}(\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{e})) \nabla E = (\mu_{ge}\rho_{eg} + \mu_{eg}\rho_{ge}) \nabla E. \quad (3.14)$$

Os termos ρ_{eg} e ρ_{ge} podem ser encontrados a partir da Eq. 2.28. Encontrando os valores de ρ_{gg} e ρ_{eg}

$$\rho_{gg}^{(est)} = \frac{\Gamma^2 + 4\delta^2 + \Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2}, \quad (3.15)$$

$$\rho_{eg}^{(est)} = \frac{2(\delta + i\Gamma/2)\Omega}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2} e^{-i(\mathbf{k}r - \omega t)}, \quad (3.16)$$

onde desconsideramos os termos que oscilam com o dobro da frequência ótica. Obtemos, então:

$$\mathcal{F} = \frac{\hbar\delta\nabla\Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2} + \frac{\hbar\Gamma\Omega^2\mathbf{k}}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2} \quad (3.17)$$

Podemos concluir que o primeiro termo está relacionado a força de dipolo elétrico

$$\mathcal{F}_{dip} = \frac{\hbar\delta\nabla\Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2}. \quad (3.18)$$

Porém como no nosso caso o campo elétrico pode ser considerado praticamente constante na região do ensemble, temos $\nabla\Omega^2 \approx 0$. Portanto, $\mathcal{F}_{dip} \approx 0$. O segundo termo da Eq. 3.17 representa na verdade a pressão de radiação

$$\mathcal{F}_{rad} = \frac{\hbar\Gamma\Omega^2\mathbf{k}}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega^2}. \quad (3.19)$$

Usando o fato de que $\rho_{gg} + \rho_{ee} = 1$ e (3.15), podemos reescrever $\mathcal{F}_{rad}$ como:

$$\mathcal{F}_{rad} = \hbar\mathbf{k}\Gamma\rho_{ee}^{(est)} \quad (3.20)$$

Note que essa expressão nada mais é que o momento de um fóton multiplicado pela taxa de decaimento e a probabilidade de um átomo estar no estado excitado. Essa força de fato é que contribui para o resfriamento e a criação do que é chamado melaço óptico. Em termos da intensidade de saturação

$$I/I_{sat} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma}, \quad (3.21)$$

$$I_{sat} = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda^3}, \quad (3.22)$$

Temos que

$$\mathcal{F}_{rad}(\delta) = \hbar\mathbf{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{(1 + (2\delta/\Gamma)^2 + (I/I_{sat}))}. \quad (3.23)$$

3.2.2 Melaço óptico

O processo de resfriamento dos átomos de um gás é baseado na incidência contra propagante de 6 feixes de luz de mesma frequência. Em tal situação, para as partículas em movimento, o efeito Doppler cria um desbalanço na pressão de radiação sobre cada átomo. Mas, em contra partida, para os átomos parados as duas forças se equilibram. Pensando em cada dimensão separadamente é possível visualizar isso através do esquema descrito na Fig. 3.5. Nesse contexto a força que cada partícula sente é dada por:

$$\mathcal{F}_{rad} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I/I_s}{(1 + I/I_s + 4(\Delta - kv)^2/\Gamma^2)} \right) - \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I/I_s}{(1 + I/I_s + 4(\Delta + kv)^2/\Gamma^2)} \right). \quad (3.24)$$

Fazendo uma aproximação de baixa velocidade, e considerando o caso de dessintonia negativa, podemos ver que a luz dá origem a uma força na forma de um atrito viscoso, portanto sendo chamado de melaço óptico. Essas considerações permitem que a fórmula acima seja escrita como:

$$\mathcal{F}_{rad} = -\alpha_D v_z. \quad (3.25)$$

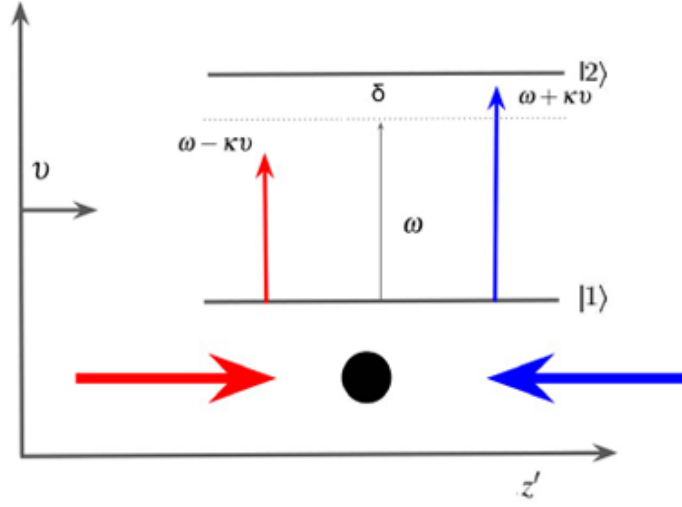


Figure 3.5: Esquema simplificado representando o desbalanço de força sentido por um átomo que tem velocidade não nula na direção de dois feixes contra propagantes. Figura retirada da dissertação do aluno Johan Ospina Morales [46].

3.3 Limite Doppler para o resfriamento

A temperatura mínima possível de ser obtida no melaço óptico é atingida quando encontramos um equilíbrio entre a taxa de aquecimento atômico provocada pela mudança do momento do átomo e a dissipação por força de fricção gerada pelo melaço óptico.

Matematicamente, essa argumentação pode ser escrito como:

$$\left(\frac{dE_{dissipada}}{dt} \right)_{resfriamento} + \left(\frac{dE_c}{dt} \right)_{aquecimento} = 0 \quad (3.26)$$

onde E_c é a energia cinética do átomo. Além disso usando o que discutimos na seção anterior, podemos definir a taxa média de resfriamento (ou seja a potência dissipada) como:

$$\frac{dE_{dissipada}}{dt} = \vec{v} \cdot \vec{\mathcal{F}}_{rad} = -\alpha v_z^2 \quad (3.27)$$

$$= -\frac{8\hbar|\delta|k^2v_z^2}{\Gamma} \left(\frac{I/I_{sat}}{[1 + (2\frac{\delta}{\Gamma})^2]^2} \right) \quad (3.28)$$

$$(3.29)$$

Da mesma forma, podemos definir a taxa média de aquecimento. Temos que $E_c = E_c^{abs} + E_c^{emiss}$, onde E_c^{abs} é a energia cinética relacionada à absorção do fóton e E_c^{emiss} é a energia cinética relacionada à emissão do fóton. Porém como o módulo do fóton absorvido é praticamente igual ao módulo do fóton emitido, podemos assumir que $E_c^{emiss} = E_c^{abs}$ e portanto $E_c = 2E_c^{abs}$, assim:

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{aquecimento} = 2\frac{d}{dt}\frac{\langle p^2 \rangle}{2m} = \frac{1}{m}\left\langle\frac{d\hat{p}}{dt}\right\rangle \quad (3.30)$$

$$= \frac{\hbar\vec{k}\cdot\vec{\mathcal{F}}}{m}. \quad (3.31)$$

Usando a aproximação para velocidades pequenas $|\vec{k}\cdot\vec{v}| \ll |\delta|$, temos:

$$\left(\frac{dE_c}{dt}\right)_{aquecimento} = \frac{(\hbar k)^2 \Gamma}{m} \left(\frac{I/I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \right), \quad (3.32)$$

que é válida no regime de baixa intensidade $I \ll I_{sat}$.

Dessa forma, se usarmos o que encontramos na Eq. (3.26) podemos obter

$$v_z^2 = \left(\frac{\hbar\Gamma}{4M}\right) \left(\frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}\right). \quad (3.33)$$

Perceba que, como esse valor de velocidade foi encontrado a partir de taxas médias, podemos interpretá-lo como uma velocidade média quadrática. Além disso o teorema da equipartição da energia nos diz que $\frac{mv_z^2}{2} = \frac{k_B T}{2}$, portanto:

$$T = \frac{mv_z^2}{k_B} = \left(\frac{\hbar\Gamma}{4k_B}\right) \left(\frac{1 + (2|\delta|/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}\right). \quad (3.34)$$

É fácil ver que o menor valor de temperatura acontece para $2|\delta|/\Gamma = 1 \rightarrow T_D = \hbar\Gamma/2k_B$. Sendo assim, no caso do ^{87}Rb temos:

$$T_D = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 6,06 \cdot 10^6}{2,1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 146 \mu K. \quad (3.35)$$

Essa temperatura é chamada de limite de resfriamento Doppler (T_D). Apesar disso, as primeiras armadilhas de Rb atingiram uma temperatura abaixo desse limite, sinalizando que era possível um resfriamento sub-doppler.

3.4 Laser de Armadilhamento

Para que o resfriamento atômico seja um processo sustentável, é necessário que tenhamos luz laser incidindo nos átomos centrada em duas frequências específicas. Uma deve ser a frequência de resfriamento, perto da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$, que chamamos de transição cíclica, e a segunda deve estar centrada na transição $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Isso acontece devido às regras de seleção ($\Delta F = \pm 1, 0$). Quando excitamos os átomos na transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$, existe a possibilidade de excitarmos também a transição $F = 2 \rightarrow F' = 2$ com posterior decaimento $F' = 2 \rightarrow F = 1$, promovendo um "vazamento" de população da transição de nosso interesse. Esse "vazamento" acaba levando os átomos para um nível escuro, ou seja, onde não há atuação do laser de resfriamento. Por isso é

importante a presença do laser de rebombeio junto com o resfriamento para que os átomos sejam levados novamente ao estado $F = 2$.

A frequência do laser de resfriamento é travada no cross over das transições $F = 2 \rightarrow F' = 1$ e $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (C_{13}), esse crossover fica $211,8\text{MHz}$ abaixo da cíclica, ver Fig. ?? . O feixe laser com essa frequência passa pelo cristal de um MAO (Modulador Acusto Óptico) de frequência central 200 MHz da marca Gooch House Go. Esse modulador possui um cristal e um drive que recebe uma alimentação de 6,66 V no canal de modulação de frequência (FM). Isso permite que o equipamento forneça um deslocamento em frequência de acordo com sua curva de calibração, mas que coloque o feixe de resfriamento ligeiramente abaixo da ressonância ($11,8\text{MHz}$). Repare que essa é a condição que precisa ser satisfeita para a existência de melaço óptico. No aparato visto na Fig. 3.7, esse feixe de resfriamento é pensado para ter uma potência mínima de 5 mW na entrada do amplificador. O modelo do amplificador é da marca Sacher que entrega aproximadamente 800 mW de potência na saída que serão posteriormente distribuídos para os braços x, y e z de nossa armadilha. O modulador mencionado também serve para fazermos o controle temporal do processo de armadilhamento, fazemos isso modulando a tensão que entra no canal AM do drive, mas isso será discutido adiante. Para saber mais sobre travamento de frequência usando lock-in, veja [47]. O aparato envolvido na montagem de amplificador, laser, absorção saturada e feixe de excitação pode ser visto na Fig. 3.7. Essa configuração foi pensada para ser possível chavearmos o feixe do resfriamento (o que vai para o amplificador) sem chavearmos também o feixe de excitação, separado no cubo PBS da figura.

Essa foi a configuração final, depois que instalamos os lasers de diodo mais recentes do laboratório. Aproveito aqui para fazer uma comparação entre os lasers de diodo mais recentes e os mais antigos usados em trabalhos como [48, 49, 50, 51] do nosso grupo. Os lasers usados nos trabalhos citados eram lasers de diodo da Thorlabs - modelo DI7140-201S que emitem luz centrada em aproximadamente 780 nm (infravermelho curto). Para o laser de resfriamento, à uma temperatura de 25.2°C e uma corrente de 93 mA a potência de saída era de 38 mW. No caso do laser de rebombeio, para uma temperatura de 22.1° e corrente de 110 mA, tínhamos uma potência de saída de 65 mW. Era importante posicionarmos um isolador óptico na saída desses lasers para que qualquer luz refletida fosse barrada e não entrasse na cavidade do laser, evitando assim a possíveis instabilidades em frequência.

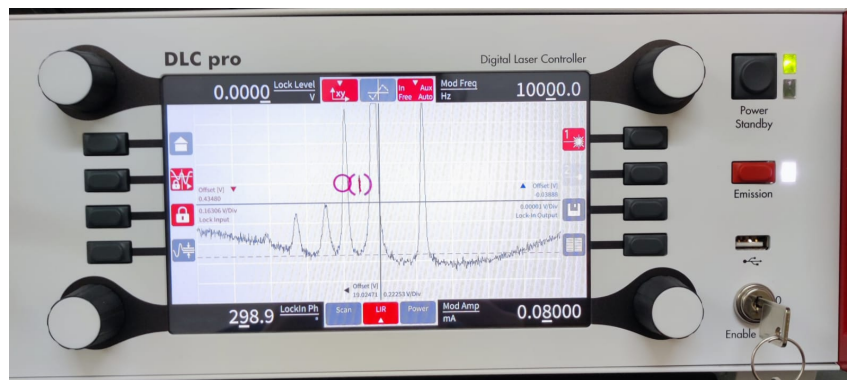


Figure 3.6: Tela de controle do novo laser do laboratório, modelo DL Pro da Toptica.

Já os lasers mais recentes são modelo DL Pro da Toptica. Cada DL Pro possui um controlador (modelo DLC 100 Pro). Esse controlador é um equipamento muito completo,

capaz de executar a função de osciloscópio, caixa de corrente, gerador de função e sistema de travamento, veja Fig. 3.6. Ele também veio acompanhado de um sistema digital e automático de travamento chamado Digilock capaz de otimizar os melhores parâmetros de amplitude e fase da modulação, inserida no sinal, necessária para o travamento. Na temperatura de 19.4°C e corrente de 246.2 mA o diodo usado para o resfriamento, entrega na saída, de uma potência de 108.5 mW . Já para o laser de rebombeio, a uma temperatura de 20.15° e corrente de 290 mA o laser entrega na saída uma potência de 103 mW . Ambos os modelos já possuem isolador óptico interno. Como o anterior, os dois lasers geram luz no comprimento de onda de 780 nm (infravermelho próximo).

Algumas limitações que tínhamos com os lasers antigos foram superadas com as novas aquisições. Uma das limitações dos diodos antigos era o ruído de fase. Por não possuir uma fase bem definida isso estava afetando algumas medidas que exigiam muita precisão, como por exemplo medidas interferométricas usando cavidades Fabry-Perot. Construímos uma cavidade como essa, em uma das etapas da elaboração do aparato de filtragem de [22] e esse ruído dificultou muito a caracterização da cavidade pois a largura do filtro era muito pequena. Além disso, o DL Pro da Toptica possui uma largura de linha mais fina, o que viabiliza a obtenção de medidas de forma mais precisa, como as da profundidade óptica.

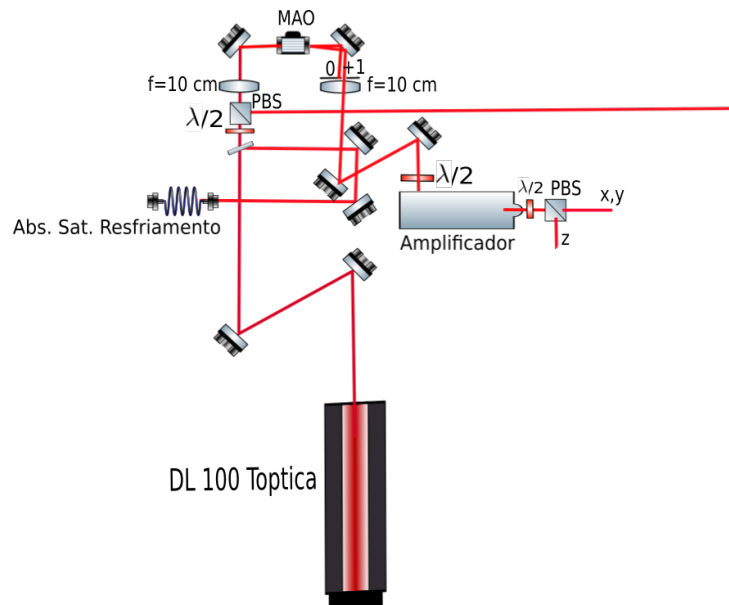


Figure 3.7: Configuração experimental do laser de resfriamento

Existe uma peculiaridade do novo laser usado para travamento que merece atenção. O lock-in do laser, na função "top of fringe" de travamento insere uma modulação com amplitude e frequência ajustáveis (atualmente de 10 kHz e 0.08 V) essa modulação no sinal da absorção saturada acabava "passando" para os feixes de resfriamento e sonda. Com isso, em algumas medidas tivemos uma dificuldade em obter valores reais de profundidade óptica em espectroscopia de RF, pois as populações atômicas eram "bagunçadas". O que fizemos foi ajustar o travamento do resfriamento para uma opção chamada "side of fringe" que faz com que o laser trave na região do sinal que tem derivada positiva ou negativa (subida ou descida de um pico). Dessa forma não existe modulação inserida no sinal, porém, é necessário que os AOM depois do laser (e antes do amplificador) sejam ajustados para dar o detuning correspondente à essa pequena diferença em frequência. Fizemos isso

ajustando a voltagem do AOM visualmente com o tamanho da MOT e depois medindo a profundidade óptica.

Mesmo sabendo que o rebombeio também apresenta essa dificuldade escolhemos por não alterar o que já estava funcionando com ele. A potência do rebombeio (em relação à do resfriamento) é bem pequena, como deve ser, pois a transição do rebombeio satura rapidamente.

3.5 Laser de rebombeio

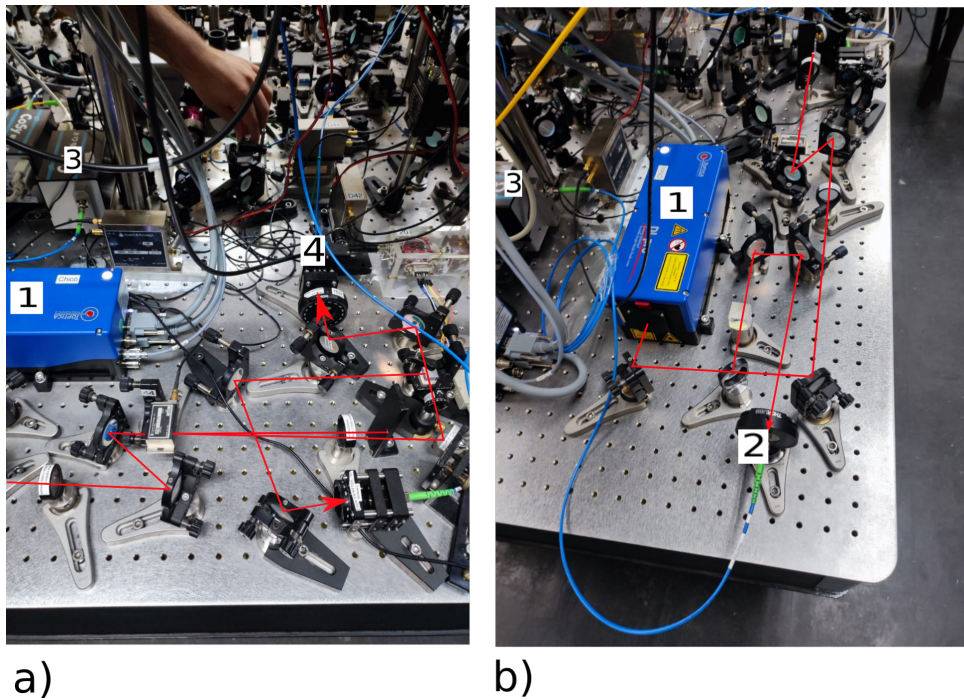


Figure 3.8: Aparato do rebombeio com o caminho óptico deatado. O aparato está exposto em duas fotos: Uma superior a) e uma frontal b). As partes indicadas são: 1) DL 100 Toptica (laser), 2) Entrada para a fibra da absorção saturada. 3) Absorção saturada. 4) Entrada para a fibra óptica de rebombeio nos braços x e y da armadilha.

Um feixe sintonizado na frequência $F = 1 \rightarrow F' = 2$ é essencial pois coloca a população atômica de volta na transição de interesse, $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Esse feixe é chamado de rebombeio. Para a montagem do feixe de rebombeio usamos o laser DLC 100 da Toptica com controlador DL Pro. O travamento do laser é feito no C_{12} que dista 78.5MHz da transição que estamos interessados (ver Fig. 3.4). O deslocamento em frequência necessário para excitar essa transição é fornecido por um MAO de 100 MHz que recebe uma tensão de 2.3 V na entrada de modulação de frequência (FM) do seu drive.

A potência que sai do laser do rebombeio (DL pro da Toptica) é de 121mW . O feixe passa por dois espelhos onde entre eles existem duas placas de vidro (veja Fig. 3.9). A primeira placa desvia um pouco de potência (cerca de 2 mW) para usarmos num feixe de prova sintonizado na transição $F = 1 \rightarrow F' = 2$. A segunda placa de vidro desvia cerca de $2,2\text{mW}$ para usarmos na nossa absorção saturada comercial (Cosy Messtechnik GmbH) a fim de visualizarmos o espectro de absorção saturada do Rb e travarmos o laser no crossover C_{12} . Na entrada da fibra que vai para a absorção saturada temos juntamente

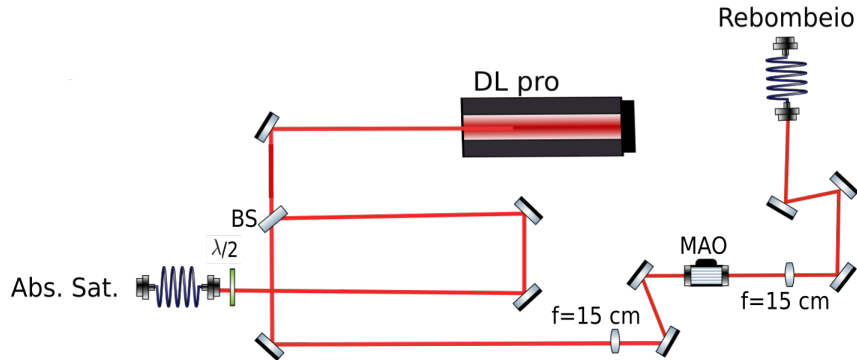


Figure 3.9: Aparato experimental para o feixe de rebombeio

acoplada uma placa de $\lambda/2$ e uma lente que focalizam a luz na fibra. Essa $\lambda/2$ tem um papel fundamental, sempre que usamos fibras mantenedoras de polarização (Polarization Maintaining). Nesses casos, a polarização é mantida se, a luz inserida tem polarização igual ao eixo de polarização preferencial da fibra. Todas as fibras mantenedoras de polarização possuem um eixo como esse. Além disso, para que a luz seja acoplada numa fibra é necessário que ela seja focalizada até aproximadamente o diâmetro da luz dentro do núcleo da fibra, por isso a lente é necessária. Cerca de $400\mu W$ chegam na absorção saturada e o sistema consegue nos fornecer a curva característica livre de efeito Doppler. O resto do caminho óptico (o feixe de maior potência) segue passando por uma lente de $20cm$ que precede dois espelhos e um MAO, esses espelhos servem para encontrarmos a direção correta do ângulo de Bragg no MAO. O papel da lente de $20cm$ precedendo o MAO é o de garantir que o diâmetro do feixe é o diâmetro de maior eficiência para nossa difração. Depois de vermos as 3 ordens de difração, acoplamos a ordem $+1$ com ajuda de outro par de espelhos na fibra PM que servirá conduzir o feixe de rebombeio até a armadilha. Nessa fibra temos cerca de $3mW$ na saída. Na entrada da fibra temos também uma placa de meia onda $\lambda/2$. A fibra que vai para a absorção saturada também é uma fibra PM (Polarization Mantaning), esse tipo de fibra, requer um ajuste de polarização, como citado anteriormente.

3.6 Armadilha Magneto Óptica

Com os feixes de rebombeio e resfriamento acoplados em fibra, alinhamo-os como na configuração de feixes contrapropagantes. Na saída de cada fibra existe uma lente de colimação de 10 cm , e dois cubos PBS para limpar a polarização, veja imagem Fig. 3.14. Em seguida, cada um desses feixes encontra uma placa de quarto de onda, $\lambda/4$, para que possamos garantir a polarização circular que os átomos precisam para que o processo de armadilhamento funcione, como na Fig. 3.10.

No referencial do átomo, os feixes contra propagantes possuem sempre polarizações circulares ortogonais. Em Fig. 3.11 podemos ver com mais detalhe como isso acontece. Perceba, pela imagem citada, que além dos feixes contra propagantes, temos também um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz, ou seja, em cada uma das bobinas

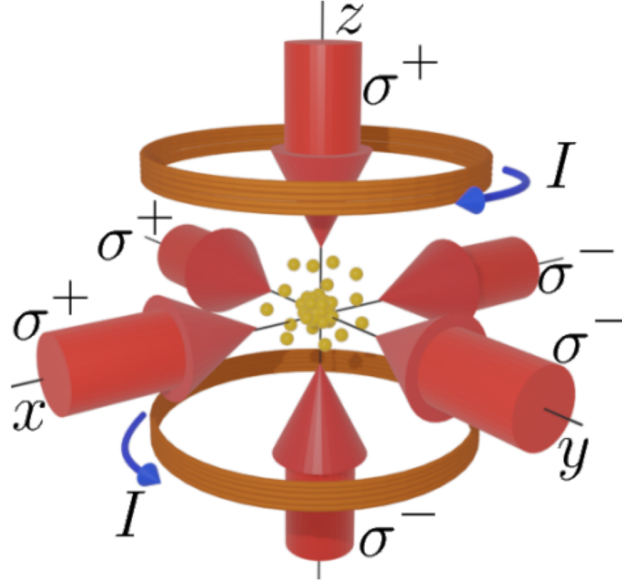


Figure 3.10: Esquema de posicionamento dos feixes e bobinas para o funcionamento de uma armadilha magneto óptica (AMO).

temos a mesma intensidade de corrente I , mas essa corrente percorre a bobina de cima com sentido diferente da corrente de baixo. Essa configuração produz um gradiente de campo capaz de criar uma força restauradora em direção ao centro da célula. Bobinas são pensadas para se posicionarem nas posições d e $-d$ do eixo z do aparato e possuem um raio r . Para serem dimensionadas, os parâmetros d e r precisam seguir a relação $2d/r = 1.25$, para que seja possível a geração de um campo quadrupolar. Esse campo é nulo na região intermediária das bobinas, mas dependente linearmente da posição, gerando uma força restauradora em direção ao centro [52]. Podemos entender como os átomos são resfriados se entendermos a Fig. 3.11 abaixo. Para isso, fizemos uma simplificação e consideramos um único átomo "vendo" dois feixes contrapropagantes e com polarizações ortogonais.

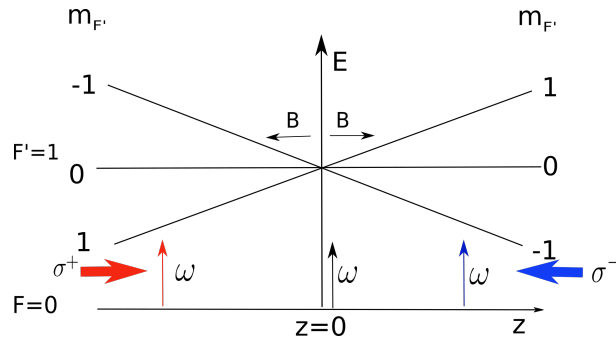


Figure 3.11: Diagrama unidimensional do processo de resfriamento.

Nela idealizamos os átomos aprisionados como tendo apenas dois níveis, com degenerescência zeeman $|0\rangle$ e $|1\rangle$ com momento angular total igual a $F = 0$ e $F' = 1$, respectivamente, olhando apenas para uma direção do feixe de excitação. Quando incluímos o campo magnético quadrupolar separamos os subníveis Zeeman, caracterizados pelo número quântico m_F . Esse deslocamento Zeeman dos níveis de energia pode ser calculado como

$$\Delta E_{Zeeman} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = m_F \hbar \mu_B g_F \frac{\partial B}{\partial z} z, \quad (3.36)$$

em que μ_B é o magneton de Bohr, m_F é o número quântico magnético e g_F é o fator giromagnético de Landé do estado excitado. Portanto, se assumirmos a frequência de transição antes do desdobramento, como sendo ω_{01} , então a frequência de transição, depois do desdobramento passa a ser:

$$\omega'_{01} = \omega_{01} + m_F \hbar \mu_B g_F \frac{\partial B}{\partial z} z. \quad (3.37)$$

Esse m_F pode assumir valores entre $-F \leq m_F \leq F$, [45]. Ou seja, dentro do nosso sistema simplificado, seguindo as regras de seleção, m_F só pode assumir três valores possíveis -1 , 0 e 1 . Juntando essas informações ao diagrama da Fig. 3.11 é possível perceber o seguinte: Se o átomo se desloca no sentido de $-z$ então o subnível $m_F = 1$ é que fica mais próximo da ressonância para uma dada frequência do laser ω_{01} , favorecendo absorção dos feixes com polarização σ^+ . Analogamente, se o átomo se desloca na direção de $+z$, então o subnível $m_F = -1$ é que está mais próximo da ressonância, fazendo assim com que o átomo absorva os feixes com polarização σ^- . Esse mecanismo dá origem a uma força restauradora que tende a manter os átomos na região intermediária das bobinas.

Munidos desse resultado, podemos relembrar os resultados que obtivemos nas seções de melaço óptico (Eq. 3.24) e pressão de radiação (Eq. 3.23), para calcular a força sobre um átomo devido ao efeito Doppler e ao efeito Zeeman.

Se denotarmos a força de radiação devido ao feixe com polarização $\sigma^\pm$ de $F_{rad}^{(\sigma^\pm)}$, podemos escrever:

$$F_{AMO}^{(z)} = F_{rad}^{(\sigma^+)} \left(\delta - kv - \mu_b g_F \frac{\partial B}{\partial z} z \right) - F_{rad}^{(\sigma^-)} \left(\delta + kv + \mu_b g_F \frac{\partial B}{\partial z} z \right). \quad (3.38)$$

Considerando o átomo próximo à origem do campo magnético ($|\mu_b g_F \frac{\partial B}{\partial z}| \ll \delta$) e com baixa velocidade ($|k \cdot v| \ll \delta$), podemos expandir a expressão acima em primeira ordem como:

$$F_{AMO}^{(z)} = -\alpha v - Kz, \quad (3.39)$$

Onde α é o mesmo da aproximação que obtivemos nas seções citadas, e $K = \frac{\alpha \mu_B g_F}{k} \frac{dB}{dz}$. Note como agora, em comparação com o resultado que obtivemos anteriormente na Eq. 3.25, o efeito Zeeman gera uma força restauradora onde K é análogo a uma constante de mola da Lei de Hooke.

Porém, essa fórmula só faz sentido se os feixes de cada braço da célula se cruzam na região de mínimo de campo magnético criado pelo campo das bobinas. Além disso, os feixes possuem 1 polegada para serem capazes de aprisionar o maior número de átomos possível, e possuem uma potência de cerca de 16 mW em cada braço. Anteriormente, a direção z dos feixes de resfriamento possuía sua componente contra propagante retrorefletida, isto é, o feixe do eixo z inicialmente saía de uma fibra que ia em direção à nuvem que o absorvia parcialmente, e depois era refletido por um espelho acima da célula para efetuar a segunda passagem.

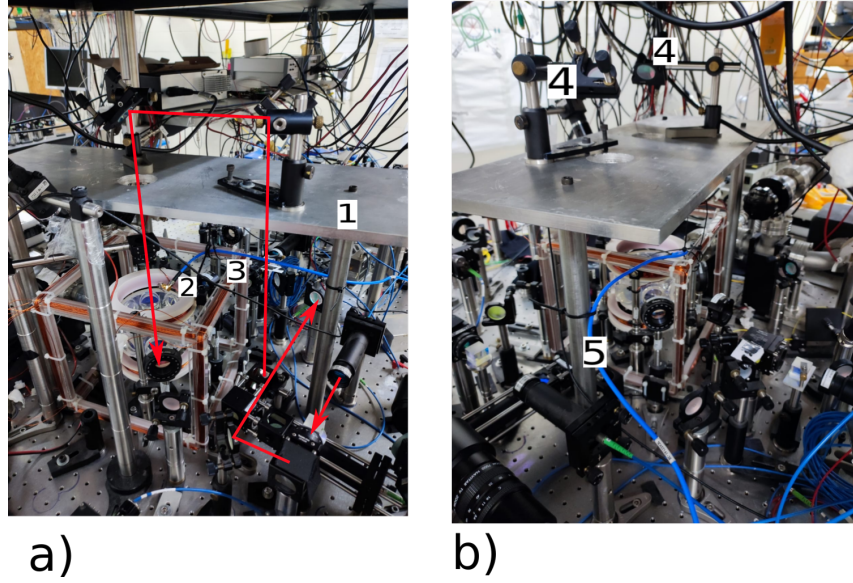


Figure 3.12: 1) Placa de alumínio responsável por apoiar os espelhos do alinhamento da segunda passagem do feixe em z . 2) Bobinas anti-helmholtz para geração de gradiente de campo magnético. 3) Bobinas de compensação do cancelamento do campo magnético. 4) Espelhos para alinhamento da segunda passagem do z . 5) Cabo da antena geradora de radiofrequência (RF).

Essa configuração, no entanto, estava nos gerando uma baixa profundidade óptica (OD), e decidimos mudar essa montagem a fim de aumentar a OD. Instalamos uma placa de alumínio que serviria de apoio para dois espelhos que alinhariam a volta da segunda passagem do feixe do eixo z , veja Fig. 3.12. Apesar de melhorar a profundidade óptica, isso nos gerou outro problema que é discutido mais a frente nas próximas seções.

3.6.1 Profundidade Óptica

A medida de profundidade óptica é baseada na lei empírica de Beer-Lambert [53] que descreve a atenuação exponencial da intensidade do feixe incidente num ensemble atômico:

$$I(z) = I_0 e^{-\beta z}, \quad (3.40)$$

onde I e I_0 são as intensidades final e inicial, respectivamente, e β é a densidade óptica. A partir disso podemos ter uma medida indireta da densidade de átomos "vistos" pelo feixe de excitação da armadilha.

Portanto, uma OD (Optical depth) alta implica em uma densidade alta e uma OD baixa implica em uma densidade baixa. Por isso a medida de profundidade óptica tem dependência com a intensidade dos feixes de armadilhamento bem como com a sua dessintonia em relação ao nível de interesse, no nosso caso, a transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (cíclica). Podemos escrever a fórmula da profundidade óptica (OD) em termos de intensidade e dessintonia da seguinte forma:

$$I(\Delta) = I_0 \exp \left[-\frac{OD}{(1 + 4(\Delta/\Gamma)^2)} \right]. \quad (3.41)$$

É necessário ter cuidado para não saturar os átomos do ensemble quando se está escolhendo a intensidade do feixe de prova para fazer tal medida, por isso utilizamos alguns

filtros de potência acompanhando a voltagem mostrada no osciloscópio. A intensidade de saturação para a transição cíclica ($F = 2 \rightarrow F' = 3$) é de 3.58 mW/cm^2 para uma luz não polarizada.

Abaixo descrevemos o ordenamento temporal da medida de profundidade óptica juntamente com a explicação da medida, veja também a Fig.3.13.

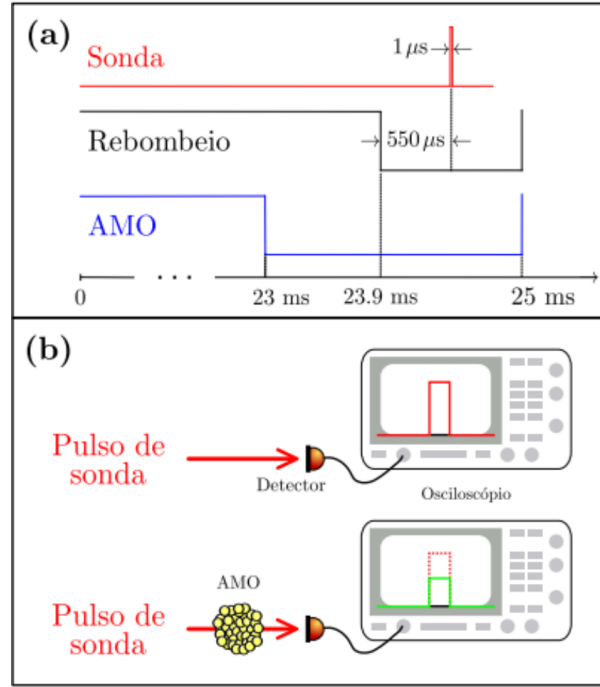


Figure 3.13: a) Ordenamento temporal dos feixes envolvidos na mediação da profundidade óptica. b) Figura esquemática de como registramos as intensidades do feixe transmitido na ausência e presença da nuvem. Figura adaptada da Tese do estudante Raoni Moreira.

Como é possível ver na Fig. 3.13 a), temos um ciclo de armadilha de 25 ms. Assim, para a medida de profundidade óptica desligamos os feixes do armadilhamento primeiro e 0,9 ms depois desligamos o feixe de rebombeio. Esse tempo é suficiente para que os átomos sejam todos preparados em $F = 2$. Feito isso, um feixe de $1 \mu\text{s}$, distante Δ da frequência da transição cíclica, é enviado com baixa intensidade, intensidade tal que registre da ordem de 20 mV no osciloscópio. Esse ordenamento temporal se repete para duas situações distintas, uma na ausência de nuvem atômica, definindo assim I_0 e outra na presença de nuvem atômica, definindo I , com $I < I_0$, já que o feixe é parcialmente absorvido. Então, conhecendo, I , I_0 e Δ podemos calcular a OD usando a expressão (3.41). No entanto, esse tipo de medida única, pode trazer alguns resultados enviesados dependendo da dessintonia usada. Se a dessintonia for muito alta (acima de 10Γ) o feixe é pouco absorvido, e se a dessintonia for muito baixa (próximo de $\Delta = 0$) a largura de linha do laser pode fazer diferença na medida já que apenas a parte central do perfil de intensidade é absorvida, como acontecia com os lasers antigos, da Sanyo - modelo DI7140-201S. Com essas questões em mente, ficamos mais próximos de uma medida real da OD realizando uma sequência de aquisições de I e I_0 para diferentes valores de dessintonia (Δ). Para isso utiliza-se a expressão:

$$OD = \ln(2) \left[1 + \left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2 \right], \quad (3.42)$$

onde δ é a largura a meia altura da curva resultante.

Particularmente no nosso sistema, procuramos resolver as questões que poderiam implicar em uma baixa profundidade óptica. Entre elas temos:

O nosso eixo z , dos braços de resfriamento da armadilha, era o único eixo do aparato de resfriamento que era retrorefletido. Por isso, possuía intensidade do feixe incidente maior que a intensidade do feixe refletido, pois esse já havia sido parcialmente absorvido quando passou pela primeira vez pela nuvem atômica. Isso naturalmente cria um desbalanço na direção z que diminui a profundidade óptica.

Outro ponto a ressaltar é o não cancelamento do campo magnético. No nosso laboratório, periodicamente precisamos cancelar o campo magnético espúrio. Dependendo da intensidade desse campo espúrio é possível que ele mude a nuvem atômica de lugar, o que compromete o alinhamento do aparato de resfriamento isso acontece, pois o zero do campo magnético é inicialmente alinhado com o cruzamento dos feixes de resfriamento. Se houver campo magnético espúrio e ele for grande suficiente o desalinhamento pode impactar na profundidade óptica.

Procurando contornar essas dificuldades cancelamos uma primeira vez o campo magnético, como descrito na Fig. 3.23 e instalamos uma plataforma de alumínio que serviria para garantir o feixe incidente na direção z sem ser retrorefletido, veja Fig.3.14. Inicialmente, escolhemos uma placa de alumínio pois era um material não muito leve e fisicamente estável, além disso não seria magnetizado. Porém, posteriormente, notamos a placa afetando o campo magnético e decidimos por retirá-la. Instalamos no seu lugar um tubo colimador (veja Fig. 3.14) e uma placa de quarto de onda, necessária para garantir a polarização circular do feixe de armadilhamento.

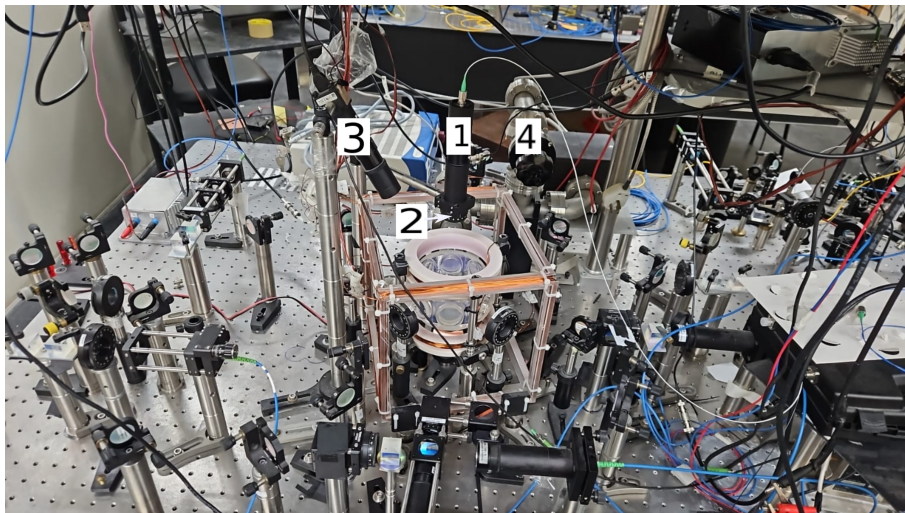


Figure 3.14: Configuração do aparato do resfriamento depois da remoção da placa de alumínio. 1) Segunda passagem do eixo z , agora saindo de uma fibra, passando por um tubo colimador e uma $\lambda/4$. 2) $\lambda/4$ responsável por deixar a polarização do feixe circular. 3) Câmera usada para ver a nuvem. 4) Bomba de vácuo.

Essas mudanças garantiram uma boa profundidade óptica, $OD \approx 25$, e algumas vezes, até maior que isso. Esse valor é inclusive maior que outros valores encontrados em trabalhos passados do nosso grupo [48, 49, 50, 51].

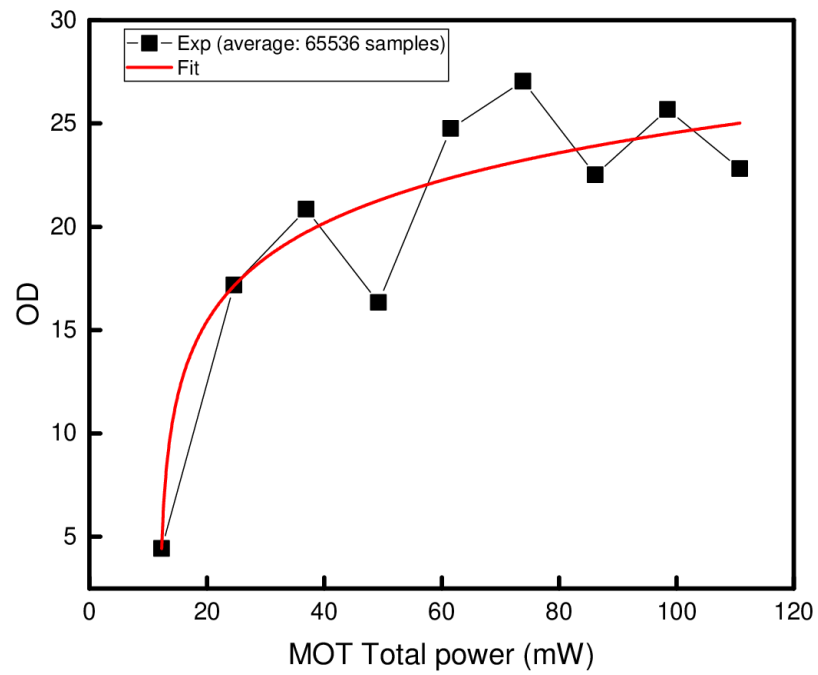


Figure 3.15: Profundidade óptica (OD) versus potência total dos braços da MOT. Fonte: O autor.

Na Fig. 3.15 acima, podemos ver como a profundidade óptica melhorou (saindo de 10 e indo para 25) depois que cancelamos o campo, retiramos a placa de alumínio e colocamos um feixe de volta independente para o eixo z.

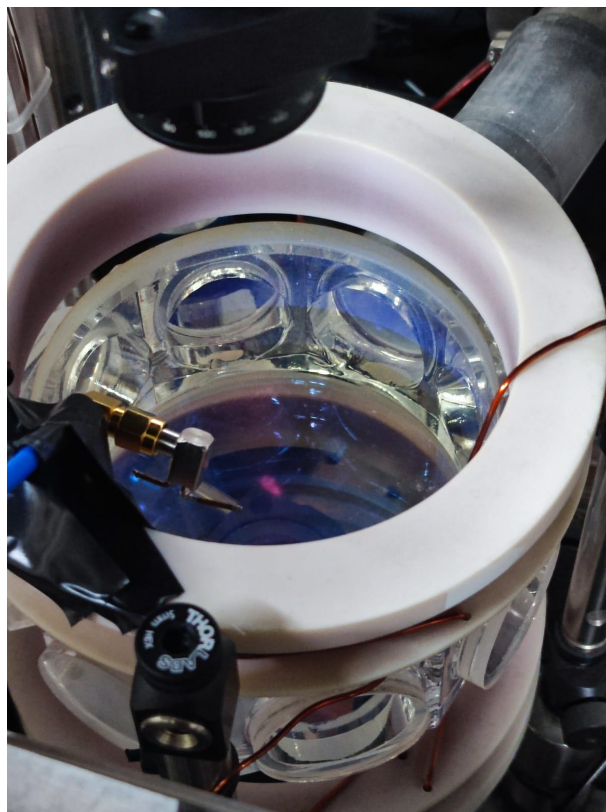


Figure 3.16: Armadilha magneto óptica em funcionamento.

Por fim, vale a pena expor a imagem típica da nossa nuvem de átomos frios. Repare na pequena mancha rosa no centro da célula de vidro, na Fig. 3.16. Essa imagem foi retirada com um celular, capaz de capturar inclusive a luz emitida no infravermelho curto, promovendo assim mais nitidez para a imagem da AMO.

3.7 Fonte de átomos e vácuo

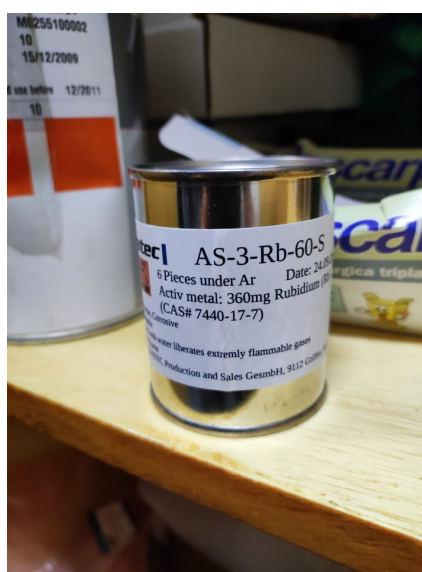


Figure 3.17: Dispenser de Rubídio AS-3-Rb-60-S da empresa Alvatec.

Nossa fonte de átomos é garantida por um filamento metálico de um sal de Rubídio (^{87}Rb) acoplados em dispensadores chamados "getters" da empresa Alvatec tipo As-3-Rb-60-S. Ele é armazenado no recipiente mostrado na Fig 3.17. Depois de instalado, o getter é aquecido pela passagem de uma corrente elétrica e libera os átomos de rubídio na câmara de vácuo, essa corrente precisa ter inicialmente entre 4A e 8A. Conforme o uso do getter vai se prolongando, é necessário usar correntes cada vez mais altas.

Já a câmara de vácuo é composta por uma bomba iônica (Vaclon Plus 20), que fica sempre ligada e funciona tipicamente a 10^{-8} *mBar*. Para que seja alcançado esse valor inicial de vácuo é necessário o auxílio de uma bomba mecânica (Varian Mechanical Vacuum Pumps sd 40) e turbomolecular (Turbo V81-AG da Agilent). Essas duas bombas fazem parte de uma única montagem, móvel, que fica suspensa por quatro rodas, o que permite que ela seja posicionada da maneira mais adequada com a montagem do sistema de vácuo na mesa óptica, assim essa montagem móvel, é conectada e parafusada ao sistema de vácuo como mostrado na Fig. 3.18. A bomba mecânica e turbomolecular são conectadas ao sistema da câmara de vácuo e usadas apenas nos momentos iniciais de geração do vácuo. Depois disso, elas são retiradas e a bomba iônica mantém a pressão da célula abaixo de 10^{-8} *mBar*.

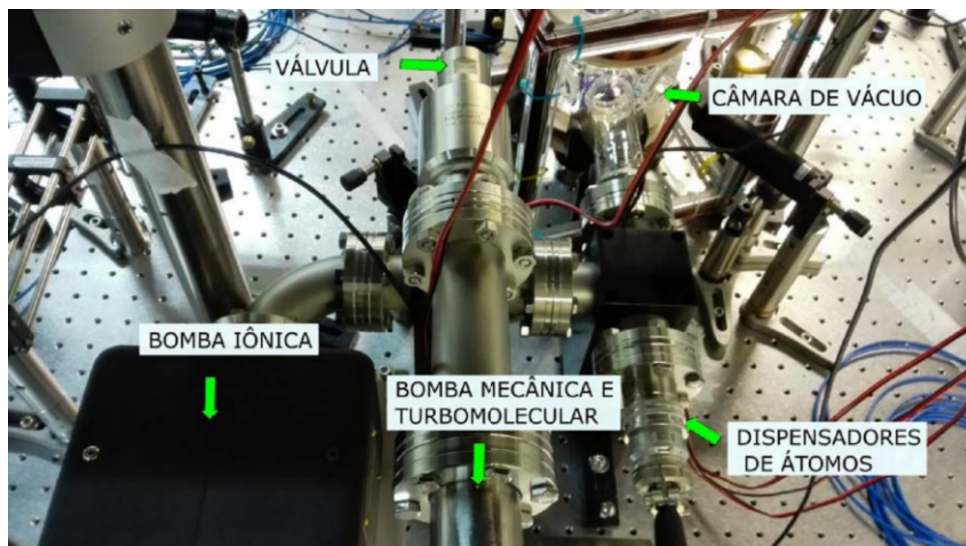


Figure 3.18: Descrição dos componentes envolvidos no sistema de vácuo [46].

Podemos descrever brevemente o processo de geração de ultra-vácuo na nossa célula de ^{87}Rb . Se o sistema vai ser montado do zero, é importante que todas as peças estejam limpas. Essas peças são lavadas com acetona e isopropanol e a manipulação desses componentes deve ser feita com luva, para evitar que gordura ou poeira se instale de alguma forma nos canais de passagem de ar ou flanges. Com o sistema montado como na Fig. 3.18, devemos conectar o sistema de bomba mecânica e turbomolecular à flange correspondente e garantir a melhor vedação possível dessa conexão. Para isso, em todas as conexões, utilizamos um anel de cobre (gasket), que deve ser manipulado com luva. Com o gasket posicionado, parafusamos a conexão entre as flanges sempre distribuindo a pressão dos parafusos de maneira homogênea, ou seja, apertando um parafuso e em seguida seu correspondente diametralmente oposto com uma chave de boca.

Em seguida a bomba mecânica pode ser ligada. Um rotor interno gira, fazendo com que o ar seja retirado do sistema. A pressão pode ser acompanhada no mostrador da bomba e quando atinge cerca de 10^{-2} *mBar* a bomba turbomolecular é ativada auto-

maticamente. Sua vazão é de cerca de 50 L/s para o N_2 e ela fica ligada, por algumas horas, até atingir pressão suficiente para que a bomba iônica seja ligada (cerca de $1.10^{-7} mBar$). É importante que todo esse processo seja monitorado e parâmetros relevantes anotados, assim é possível fazer comparações com experiências prévias e garantia que tudo ocorre dentro do esperado. Nesse ponto, a bomba iônica é ligada e funciona em conjunto com a turbomolecular, nossa bomba iônica possui uma vazão de 20L/s para o N_2 . Só quando a pressão abaixa para cerca de $1.10^{-8} mBar$ é que podemos desconectar a bomba turbomolecular. Isso é feito fechando-se a válvula mostrada em Fig. 3.18 e em seguida desparafusando a conexão.

A câmara da Armadilha Magneto Óptica é feita de vidro, com dimensões de 5,5 cm de altura e 11 cm de diâmetro (Veja Fig. 3.18) ela é unida ao sistema de vácuo por meio de um tubo de vidro que leva os átomos dos getters para a célula.

3.8 Cancelamento do campo magnético

Vimos até aqui que existe desdobramento dos subníveis Zeeman, devido a existência de campo magnético espúrio na amostra atômica. Esse campo magnético é resultado da soma do campo magnético do planeta Terra (da ordem de $0.5G$)¹ bem como o campo magnético gerado pelas correntes nos vários equipamentos presentes na mesa óptica. Com o desdobramento dos níveis hiperfinos, passa a haver várias transições com probabilidade diferente de serem excitadas e que "bagunçam" a coerência do sinal gerado no processo de mistura de quatro ondas espontânea. Assim, torna-se interessante fazermos a caracterização desse desdobramento com eventual cancelamento do campo espúrio. Para isso utilizamos uma técnica chamada espectroscopia de micro-ondas [54, 55].

3.8.1 Espectroscopia de microondas

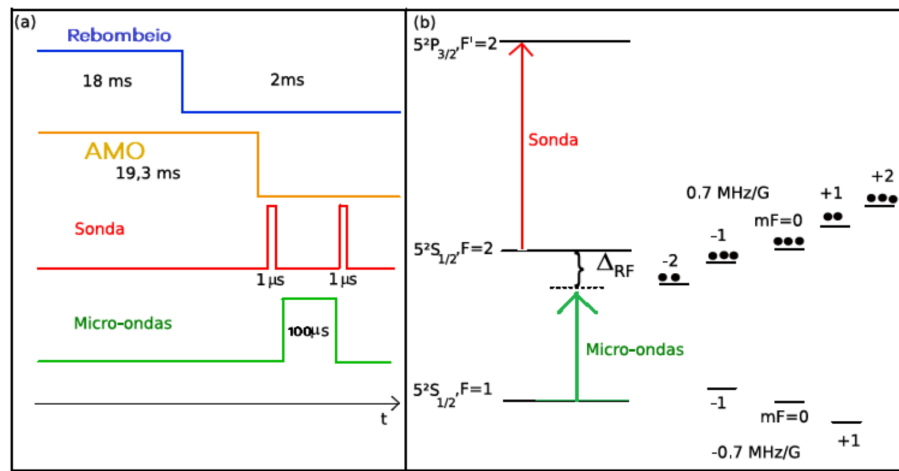


Figure 3.19: Adaptado de [56]. a) Esquema temporal da espectroscopia de microondas. b) Esquema dos níveis de energia envolvidos no cancelamento, destacamos também os subníveis Zeeman de cada nível hiperfino.

Essa técnica utiliza luz monocromática e micro ondas com frequência variável para verificarmos a população atômica em cada subnível. Conhecendo a população de cada nível

¹1 Gauss = $10^{-4}T$

(caracterizadas pela altura dos picos no espectro de microondas), é possível diminuir a distância entre eles (proporcional ao módulo do campo magnético espúrio) controlando as correntes das bobinas de compensação. As bobinas de compensação, juntas, formam um cubo constituído por 3 pares de bobinas quadradas onde nossa amostra atômica está no centro, veja Fig. 3.20 (b). Cada par de bobinas é destinado a compensar o campo espúrio em uma determinada direção do espaço (x,y ou z) e são construídas na configuração Helmholtz. Individualmente, cada bobina é formada por 52 voltas de fios de cobre cujo diâmetro é 1.024 mm. Cada lado de uma bobina quadrada mede 22,5 cm e em cada bobina conseguimos inserir até 1 A de corrente fornecendo assim até 1 Gauss no centro da célula.

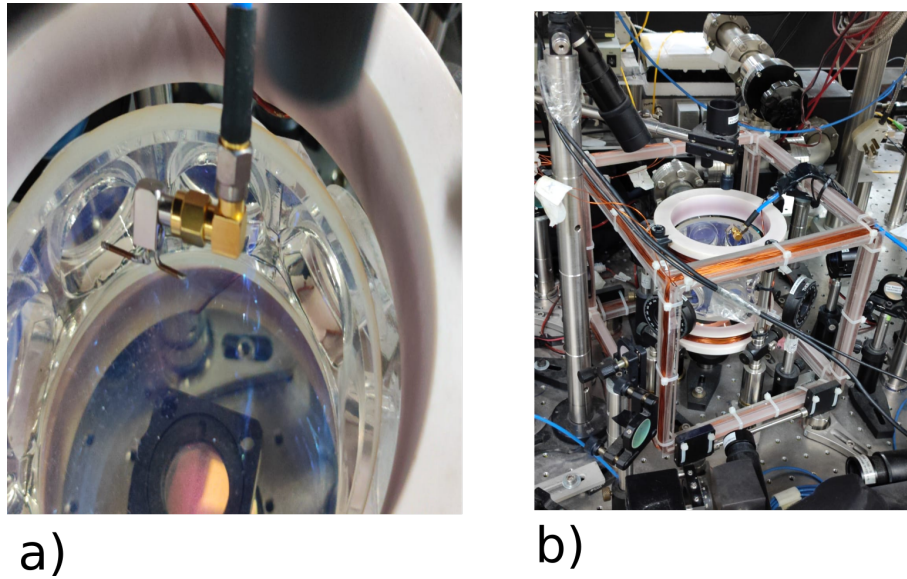


Figure 3.20: a) Vista superior do posicionamento da Antena com campo elétrico perpendicular ao eixo de quantização. b) Vista das bobinas para os campos de compensação.

Vamos descrever, de maneira geral, o ordenamento temporal da técnica apresentada na Fig. 3.19 (a). Antes de qualquer coisa, repare que o ciclo completo do armadilhamento dos átomos possui 20 *ms*, assim deixamos o rebombeio ligado durante 18 *ms* e o resfriamento ligado por 19.5 *ms*. O fato de deixarmos o resfriamento ligado 1,5 *ms* a mais faz com que todos os átomos sejam preparados em $F = 1$. Feito isso, e depois de desligado o resfriamento, incidimos nossa amostra com um feixe de sonda na frequência da transição cíclica ($F = 2 \rightarrow F' = 3$). Com uma população quase nula em $F = 2$ o feixe de sonda verá o meio praticamente transparente. Daí, enviamos um pulso de micro-ondas de 100 μs com uma frequência de $\Delta_{RF} = 6,834682610904 GHz - \delta_{rf}$ onde 6,834682610904 *GHz* é a frequência que separa os níveis $F = 1 \rightarrow F' = 2$ e δ_{rf} é uma pequena variação na frequência central, visando entrar em ressonância com as transições possíveis provenientes do desdobramento dos subníveis Zeeman em $F = 1$ e $F = 2$, Fig. 3.19 (b).

Agora que entendemos de maneira geral a técnica, podemos entrar na discussão de alguns detalhes. Por exemplo, a intensidade do feixe de prova é pequena suficiente para não saturar o detetor (1,5 μW) e além disso suficiente para apenas termos uma detecção de intensidade de 20 *mV* no osciloscópio (detetor esse APD120AM da empresa Thorlabs).

Usamos um programa em Labview que permite que façamos a subtração de intensidade do feixe de prova, disparado no sistema antes e depois da incidência da microondas. Ou seja, o programa nos permite construir o espectro de absorção da luz em função da

frequência da microondas escolhida, veja a Fig. 3.21.

Utilizamos para geração de microondas um gerador de rádio frequência (RF) do modelo E8257D da empresa Agilent Technologies, capaz de gerar um pulso de micro-ondas com potência máxima de 63 mW ou 18 dBm². Veja por exemplo a Fig.3.21, nela fazemos uma varredura em frequência entre -1MHz e 1MHz com passos de $\delta = 10\text{kHz}$. Podemos ver, para diferentes valores do campo magnético na direção z, que conforme aumentamos a corrente elétrica das bobinas nessa direção (implicando num aumento de campo em z) temos uma aproximação dos picos do espectro de absorção. Isso caracteriza uma diminuição do desdobramento dos subníveis Zeeman, ou seja, uma diminuição do campo magnético espúrio. Para obtermos esse gráfico, testamos várias configurações de correntes (I_x , I_y e I_z) com a configuração $I_x = 14.1\text{ mV}$, $I_y = 29\text{ mV}$ e $I_z = 155\text{ mV}$ como sendo a que melhor diminui o campo espúrio. Ficamos portanto com um campo residual de (19,8 mG), menor inclusive que outras tentativas de cancelamento de campo espúrio do nosso grupo. Esse valor foi obtido a partir de uma simples regra de três utilizando como parâmetro os valores da largura do pico central e o valor do campo resultante do último cancelamento antes desse, feito pelo estudante Lucas Marinho [56].

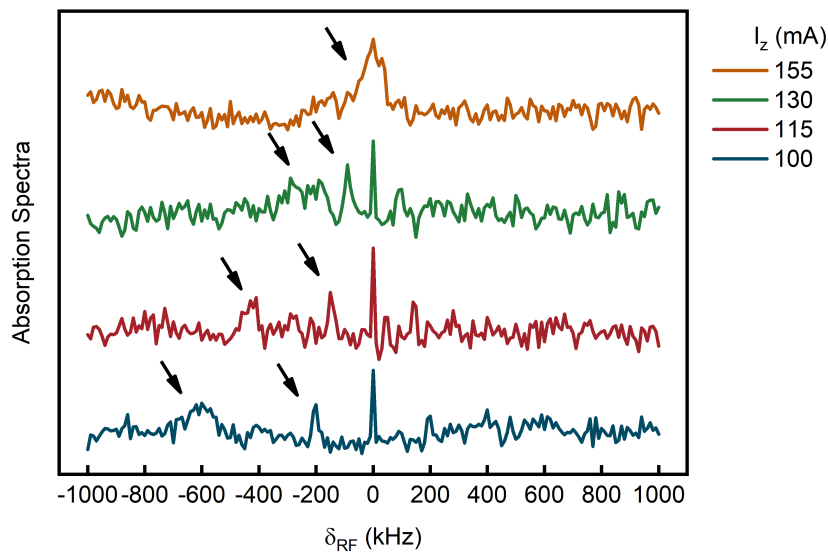


Figure 3.21: Espectro de absorção do feixe de prova em função da frequência da microondas de excitação. Utilizamos passos de 10 kHz . É possível ver curvas diferentes para cada valor de corrente em I_z . Fonte: O Autor.

É interessante também falarmos sobre a conexão entre os equipamentos para realizarmos essa técnica. Temos um notebook onde será executado o programa em LabVIEW e ligado nesse mesmo computador estão um osciloscópio (que só vai ser reconhecido se usado no computador com drive apropriado instalado) e a placa de arduino responsável por chavear os AOM's e ditar o ordenamento temporal dos feixes na Fig. 3.19 (a), assim como o travamento para o gerador de RF e o osciloscópio na Fig. 3.22.

Devemos também falar da antena usado para geração de RF. Seu posicionamento é crucial, o tamanho da antena é baseado no comprimento de onda que queremos gerar (ela é uma antena de meia onda isso quer dizer que tem metade do comprimento de onda da transição que deve excitar, 6,682... GHz), a própria antena e seu posicionamento podem

²1 dBm = $10 \log(P)$, onde P é o valor da potência em mW

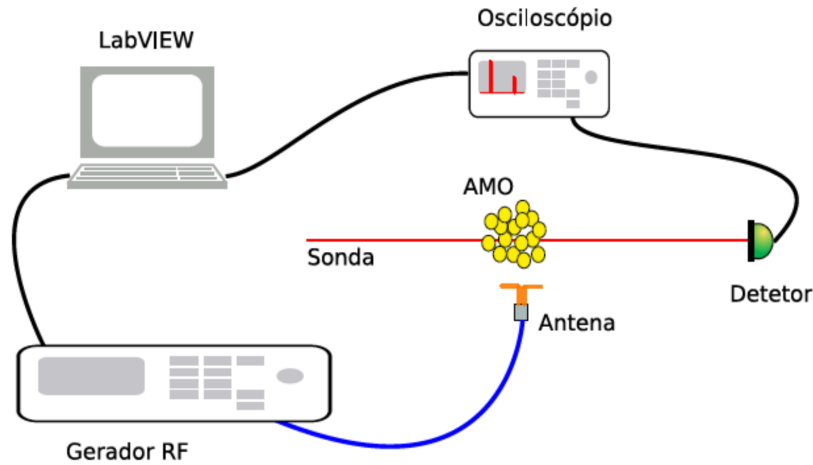


Figure 3.22: Diagrama explicando como é feita a ligação entre os equipamentos usados na técnica de espectroscopia de micro-ondas. Retirado de [56]

ser vistos na Fig. 3.20. Se a antena está posicionada paralela ao eixo de quantização então o campo magnético estará perpendicular a este, favorecendo assim as transições π (com $\Delta m_F = 0$). Se a antena está posicionada perpendicular ao eixo de quantização (direção de excitação do laser), então o campo magnético está paralelo a este e favorecendo as transições σ (com $\Delta m_F = \pm 1$) [48]. Quando posicionamos a antena em 45° conseguimos ver todas as transições possíveis entre os subníveis zeeman.

Com isso em mente, devemos lembrar que a distância entre os picos do espectro está relacionada com a presença de campo magnético. Então, para qualquer direção escolhida do posicionamento da antena, devemos variar a corrente das bobinas de compensação de tal forma a diminuir a distância entre esses picos, o que significa uma diminuição do campo magnético espúrio, exatamente como demonstrado em Fig. 3.19. Fazemos isso, até o ponto em que esses picos coalescem no centro do espectro, enquanto variamos em passos cada vez menores a varredura da microondas, veja a Fig. 3.23. Quando obtemos um espectro parecido com o mostrado em Fig. 3.23 devemos variar lentamente a mudança de corrente nas bobinas de compensação até termos um pico central o mais fino possível. A partir daí estimamos o campo magnético residual que não pôde ser anulado. Essa estimativa é baseada no último procedimento de cancelamento do campo, por exemplo, o último cancelamento deixou uma largura de $119,7 \text{ kHz}$ o que é equivalente à $28,9 \text{ mG}$ (miliGauss). Assim, com uma simples regra de três é possível estimar que nesse procedimento de cancelamento obtivemos 19.8 mG .

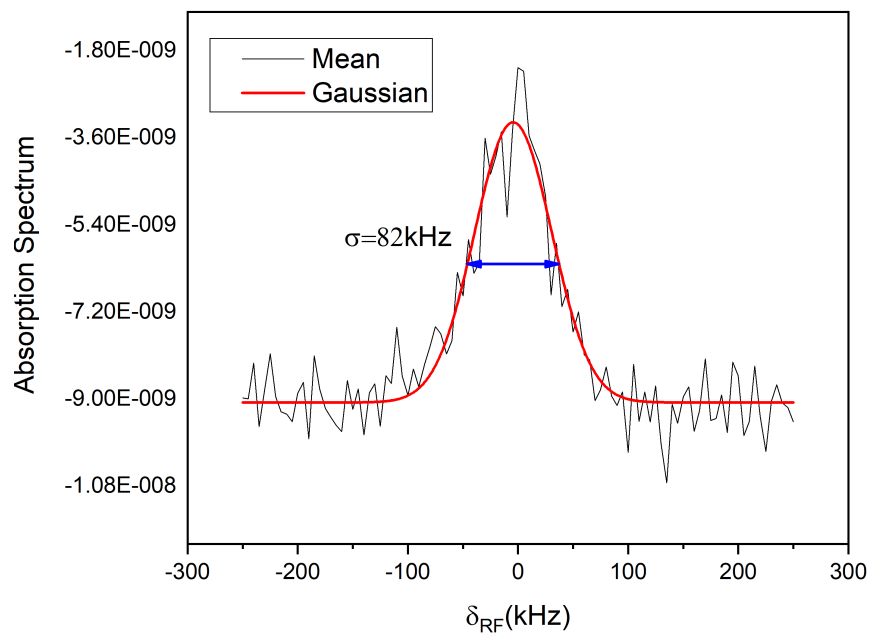


Figure 3.23: Esse gráfico é o mesmo que o mostrado acima para $I_z = 155 \text{ mA}$. Diminuindo o range em frequência e aumentando o número de pontos é possível fazer um fit do pico central para estimar sua largura que deve ser diretamente proporcional ao campo espúrio que não pôde ser anulado. Fonte: Autor

4 Filtragem espectral e otimização da correlação não clássica.

4.1 Introdução

O fenômeno não linear de mistura de quatro ondas (FWM) tem mostrado ser uma estratégia eficiente de geração de correlações não clássicas em pares de fótons [57, 58, 59]. Mais especificamente, após a proposta do protocolo DLCZ [60] para comunicação quântica à distância, a mistura de quatro ondas espontânea (SFWM) foi explorada como fonte de pares de fótons emaranhados. Esses fótons emaranhados fazem parte de um processo paramétrico que ocorre em meios de ganho do tipo $\chi^{(3)}$. Esse tipo de meio de ganho é exatamente o que temos descrito nesse trabalho, já que uma nuvem de átomos frios, temos uma simetria centro-simétrica que faz com que desprezemos $\chi^{(2n)}$ (onde n é um número natural) na expansão da susceptibilidade do meio. Em 2007, foi demonstrado teoricamente por [26, 27] que era possível gerar fótons correlacionados não classicamente via mistura espontânea de quatro ondas em um ensemble de átomos frios de dois níveis. Nos dois trabalhos citados acima o grupo procurou demonstrar isso experimentalmente, mas não obteve êxito. Vamos discutir isso em mais detalhes abaixo. Nesse contexto foi demonstrado em 2022 [21], pela primeira vez, a observação de correlações não clássicas em luz espalhada por átomos de Rubídio num processo de SFWM. Apesar desse trabalho ressaltar a força das correlações quânticas, também evidenciou suas limitações (pouca violação) e é nesse tema que vamos nos aprofundar nesse capítulo.

4.2 Aparato experimental

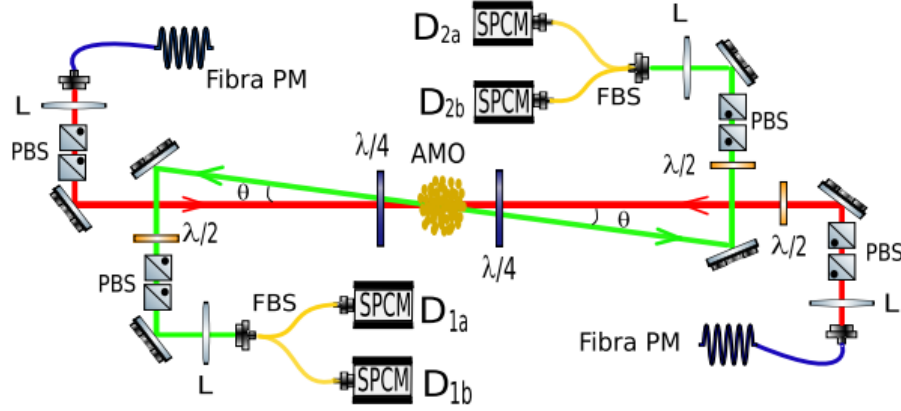


Figure 4.1: Aparato experimental para geração e detecção de fótons correlacionados

Na figura acima Fig 4.1, é possível ver o aparato de nosso experimento. Temos dois feixes de excitação, contra-propagantes. O sinal é gerado com um ângulo θ em relação à direção de excitação e detectamos os fótons com conjugação de fase. Esses fótons gerados podem estar na frequência $\omega_L = \omega_0 + \Delta$ (frequência de excitação) ou em duas outras frequências ω_0 e $\omega_0 + 2\Delta$. Para a maior eficiência do processo, é necessário que tenhamos ondas planas no centro da nossa armadilha, isso quer dizer que o processo é estimulado eficientemente tanto quanto melhor o alinhamento entre o centro dos nossos feixes Gaussianos, além disso também devemos ter os feixes de excitação com cintura maior do que o sinal gerado. Essa configuração de feixes contra-propagantes foi escolhida tendo em vista dificuldades anteriores que nosso grupo encontrou com outras configurações.

Os feixes na direção de excitação saem de uma fibra óptica monomodo e passam por uma lente e dois cubos PBS para limpar a polarização (não aparece na imagem). Em seguida, passam por uma $\lambda/4$ para excitarem a AMO com polarização circular, dessa forma o feixe de excitação provoca o chamado bombeio óptico, preparando os átomos nos dois m_F extremos da nossa cíclica ($F = 2 \rightarrow F = 3$), esse aparato é montado independentemente para cada braço. Já na detecção, feita com um ângulo de 3° em relação, à excitação, temos a mesma $\lambda/4$ que transforma o sinal em polarização horizontal novamente, com subsequente passagem por uma placa de meia onda $\lambda/2$. Esse sinal com polarização horizontal, então, encontra uma lente que colima o feixe gerado para ser acoplado em fibra, essa organização dos elementos ópticos é a mesma para os dois braços. Depois de acoplado em fibra, temos um divisor de feixe em fibra que divide o sinal que chega em cada braço, para ser registrado por dois detectores. É importante deixar claro como se dá a garantia de que os feixes estão contra-propagantes: O feixe que chamamos de excitação 1 é alinhado de tal forma que possamos garantir que ele está passando pela região de mais alta profundidade óptica da AMO. Em seguida, o feixe de excitação 2 é acoplado na fibra do feixe de excitação 1 com pelo menos 65% de acoplamento. De maneira análoga fazemos para as direções de detecção. Iluminamos, portanto a direção de detecção do fóton 2 (com um feixe auxiliar) e colocamos uma máscara por onde fazemos passar os feixes de excitação e detecção, o que garante que eles estarão a 3° . Essa máscara,

nada mais é que uma pequena placa de cobre furada, cuja distância entre os furos e a distância da máscara até a AMO são compatíveis com o ângulo de nossa escolha. Definido isso, colocamos o feixe guia, que antes estava no fóton 2, agora no fóton 1 e acoplamos a direção do fóton 1 no fóton 2.

O controle temporal do experimento permite que tenhamos um ciclo de armadilhamento de 25 *ms*. Durante 23 *ms* os feixes de resfriamento estão ligados, durante 23.9 *ms* o feixe de rebombeio está ligado. Assim depois que desligamos o resfriamento ainda levamos 0.9 *ms* para preparar todos os átomos em $F = 2$. Logo em seguida um feixe de excitação de 1 *ms* é ligado, onde acontece a geração dos pares de fótons. Esse controle é possível de ser feito graças à 5 moduladores acusto ópticos (MAO) que temos na nossa mesa junto à um programa em arduino que distribui para esses moduladores os pulsos que ditam o desligamento, ou não deles.

Além disso, devemos ter o cuidado de garantir que nosso sistema está sendo excitado com polarização circular, pois essa é uma etapa fundamental para estabelecermos um bom bombeio óptico. Então como recurso didático, a partir de agora, até o fim dessa tese, vamos chamar o feixe de excitação da esquerda de 1 e o feixe de excitação da direita de 2. Sendo assim, nos preocupamos em alinhar grosseiramente o eixo da $\lambda/4$ para cada um dos feixes de excitação, 1 e 2. Isso significa que, em um aparato separado, garantimos primeiramente que as placa de onda de cada braço está transformando polarização linear em circular. Depois, excitamos a MOT com apenas o feixe 1 e ajustamos a $\lambda/2$ antes dos detetores 2a e 2b para medir a visibilidade. Fazemos isso contabilizando os fótons espalhados pela nuvem, em função do ângulo da placa de meia onda antes dos detetores e contabilizamos isso na expressão abaixo:

$$Vis = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}}, \quad (4.1)$$

Onde C é o número de contagens durante nosso intervalo de aquisição. Quanto melhor é a visibilidade, mais eficiente é o procedimento de mudança das polarizações de linear para circular e depois linear novamente, onde a luz espalhada finalmente é acoplada em fibra para ser detetada. Em outras palavras, quanto melhor é a visibilidade melhor é a qualidade da polarização atômica, ou seja, mais eficiente é nosso bombeio óptico. No processo de otimização da visibilidade, assim que atingimos nosso valor ótimo, tocamos na $\lambda/4$ da excitação 2 a fim de melhorar o valor de Vis . O mesmo é feito para o braço da excitação 1, onde giramos a $\lambda/4$ correspondente.

Nesse momento, é importante ressaltar uma característica de nosso aparato, o feixe de excitação 2, antes da $\lambda/4$, não possui ajuste de polarização circular e luz sai dele com polarização horizontal. Porém, o feixe de excitação 1, possui ajuste de polarização linear, antes da $\lambda/4$. Isso é um grau de liberdade que nos permite ajustar a polarização linear da excitação 1, afim de que os dois feixes de excitação cheguem com polarização circular ortogonais na nuvem. Garantimos isso pelo seguinte procedimento: Quando os dois feixes contra propagantes estão atuando na nuvem, nós monitoramos o sinal em uma das APD's e em seguida variamos a polarização linear do braço da excitação 1 a fim de garantir que atingimos o requisito acima. Isso quer dizer que variamos a polarização linear da excitação 1 na tentativa de maximizar o sinal ou pelo menos não destruímos ele, garantindo assim que está havendo bombeio óptico para os níveis m_F mais extremos. Note que, apesar de no referencial do laboratório termos polarizações circulares ortogonais para os feixes de excitação 1 e 2, no referencial dos nossos átomos, eles percebem feixes contra-propagantes com polarização σ^+ .

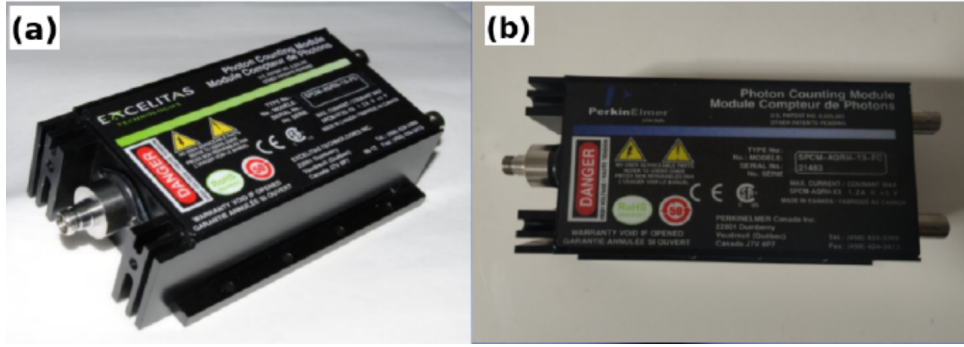


Figure 4.2: Acima mostramos as duas marcas de detetores de fótons individuais que utilizamos, dois deles são do tipo a) (Excelitas) e dois deles são do tipo b) (Pelkin Elmer).

É importante falarmos também do diâmetro dos nossos feixes de excitação e detecção. Cada modo de excitação dos feixes contra propagantes tem $420 \mu m$ de diâmetro (4σ) e os de detecção tem $160 \mu m$ (4σ) medidos com um equipamento da Thorlabs chamado Beam Profiler (CCD Camera Beam Profiler, modelo BC106N-VIS/M). Por motivos óbvios não conseguimos medir o diâmetro desses feixes na região da armadilha, então colocamos um espelho removível à uma distância conhecida da nuvem atômica e utilizamos o equipamento descrito acima para medir o diâmetro do feixe no foco. Fizemos também medidas variando a cintura dos feixes de excitação de $\approx 1mm$ para $\approx 2mm$ e para $\approx 400\mu m$. Conseguimos colocar $\approx 400\mu m$ com a ajuda de uma lente de $1m$. Esses diâmetros foram medidos usando o recurso de fit gaussiano do Beam Profiler citado acima. É fundamental conhecermos a cintura dos nossos feixes para que consigamos fazer estimativas de intensidade na região da nuvem $I = \frac{P}{4\pi r^2}$.

Além disso, precisamos descrever o processo de fotodetecção e análise dos dados. O coração de nosso sistema detecção são as APDs (Avalanche Photodetectors). Elas são contadores de fótons individuais extremamente sensíveis que ficam ligados apenas quando todas as luzes do laboratório estão apagadas. Usamos 4 APDs, 2 da marca Pelkin Elmer (modelo SPCM-AQRH-13-FC) e 2 da marca Excelitas (modelo SPCM-AQRH-14-FC-ND). Elas estão cobertas por um manto preto que as previne de detetar qualquer luz espúria que não seja de nosso interesse. Duas dessas APD's servem para detectar fótons provenientes do fóton 1 e duas para detectar fótons provenientes do fóton 2.

Porém, para essas APDs funcionarem, temos 3 (veja Fig 4.2) entradas. Uma é a alimentação de 5V, outra é uma entrada chamada gate e outra é o output do sinal. A entrada chamada gate recebe um pulso TTL de uma placa de Arduino Due que usamos como comando para abrir uma janela de detecção de $1ms$ em cada ciclo de armadilhamento. Por fim, quando um fóton é registrado pela APD um pulso do tipo TTL sai pelo output em direção a um conversor TTL-NIM que posteriormente é enviado à placa de contagem de fótons modelo MCS6A da empresa Fast ComTec. Essa placa nos dá uma resolução temporal de $0,1ns$.

Na nossa placa de fotocontagem usamos cinco entradas start, stop 1 (detector 1a), stop 2 (detector 1b), stop 3 (detector 2a), stop 4 (detector 2b). Os stops são responsáveis por fazer o registro do fóton detetado. O start, nada mais é que um pulso TTL da placa de Arduino sinalizando a abertura de janela de detecção. Nele temos um atraso de aproximadamente $64 \times 2ns$ que é o equivalente a duas caixas de atraso eletrônico, necessárias para compensar o atraso que a luz demora para percorrer o caminho óptico de nosso experimento. Essas caixas de atraso eletrônico, são simplesmente cabos BNC

com comprimento equivalente ao atraso necessitado. A placa MCS6A é controlada por um software onde escolhemos o tempo de aquisição e nossa resolução temporal chamada "bin". Por exemplo, se escolhermos um $bin = 1$ temos uma resolução temporal de 0.1 ns , se escolhermos um $bin = 10$ temos uma resolução de $10 * 0.1 \text{ ns} = 1 \text{ ns}$, e assim sucessivamente. Nossas APDs também possuem uma "contagem escura" (dark count), registros que acontecem mesmo em total ausência de luz, pelo fato das nossas APDs serem aparelhos muito sensíveis. Na prática, o que registramos para total ausência de luz é um pouco maior que o dark count no datasheet do equipamento. Isso se dá porque qualquer fonte de luz espúria influencia no aumento dessa contagem, inclusive o led de um equipamento, ou mínima reflexão de luz desse led. Em nossas tentativas de deixar o ambiente mais escuro possível conseguimos uma contagem mínima das APDs de aproximadamente 14 cps (contagens por segundo).

Além disso, devemos deixar claro também, que as APDs possuem um "tempo morto" de 100 ns . Já que nossas APDs de fóton individual funcionam da forma de detecção por meio de avalanche de fótons, o tempo entre o registro de dois eventos é de 100 ns , esse é exatamente o tempo que a APD leva para se preparar para detectar outro fóton. Sendo assim, na nossa análise dos dados, depois do primeiro clique registrado por qualquer detector desconsideramos os 100 ns seguintes daquele detector. Em seguida registramos o próximo clique e desconsideramos os 100 ns seguintes daquele detector, e assim sucessivamente.

A taxa de saturação das nossas APDs é de 10 MHz (ou seja $10\,000\,000$ contagens por segundo). Como temos 40 armadilhas por segundo (25 ms é o tamanho de cada ciclo), onde abrimos a janela de detecção durante 1 ms , ficamos com 40 ms de detecção em cada segundo, ou seja $0,040 \cdot 10^7 = 400.000$ mil contagens por segundo. Além disso a eficiência de detecção diminui a partir de 10% da taxa de saturação.

Finalmente é importante descrevermos o processo de análise dos dados. Esse processo é dividido em três etapas. A primeira etapa consiste em "traduzirmos" o arquivo gerado pela placa de fotocontagem. Essa placa, por uma questão de eficiência eletrônica, faz a gravação dos dados no sistema hexadecimal, gerando um arquivo .lst. São gravados, entre outras informações, o instante de tempo de registro do fóton e APD correspondente. Assim precisamos utilizar um código caseiro em C++ para gerarmos uma tabela que contenha duas informações, número de contagens e instante de tempo, porém no formato ASCII.

Na segunda etapa da nossa análise, nos preocupamos em varrer a tabela anterior contando $N_i(t)$, $N_{ij}(t, t + \tau)$ e N_{tot} . $N_i(t)$ é o número de fótons registrados, no instante t , no detector $i = 1a, 1b, 2a, 2b$. N_{ij} é o número de coincidências entre detectores i e j e o N_{tot} é o número total de amostragens. Esse número de amostragens depende principalmente do tempo de aquisição que escolhemos. Por exemplo, como mencionado acima, para o tempo do nosso ciclo temos 40 armadilhas, assim se deixarmos o sistema fazendo aquisições durante um tempo de 5 min teremos $N_{tot} = 5 * 60 * 40 = 12000$ armadilhas. Nessa etapa, também sincronizamos os canais de cada par de detector, que por algum motivo (diferenças no caminho óptico ou eletrônico de cada APD), podem estar não sincronizados. Usamos um código caseiro em C++ para fazer isso.

Com essas quantidades em mãos podemos calcular $p_i = \frac{N_i(t)}{N_{tot}}$ e $p_{ij} = \frac{N_{ij}(t, t + \tau)}{N_{tot}}$, onde de trabalhos prévios [56] podemos concluir que é útil realizar uma média de $10 \mu\text{s}$ ou 1 ms centrada em cada t , definindo então $\bar{p}_i(t)$ e $\bar{p}_{ij}(t, t + \tau)$. Assim podemos também calcular a função de correlação cruzada de 2º ordem $\bar{g}_{ij}(t, t + \tau) = \frac{\bar{p}_{ij}(t, t + \tau)}{\bar{p}_i(t)\bar{p}_j(t + \tau)}$. E depois disso, tirar a média.

$$\bar{g}_{ij}^T(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \bar{g}_{ij}(t, t + \tau) dt \quad (4.2)$$

Escolhemos, para esse trabalho uma média de $1ms$. Esse procedimento é justificado, pois [56] mostrou que o valor máximo de $\bar{g}_{ij}(t, t + \tau)$ para diferentes valores de t , praticamente não muda. Ou seja, $\bar{g}_{ij}(t, t + \tau)$, praticamente não depende do tempo. Porém o número de átomos depende do tempo, então concluímos que $\bar{g}_{ij}(t, t + \tau)$ não tem uma forte dependencia com o número de átomos. É importante o leitor lembrar, que no momento da aquisição dos dados, não existe mais rebombeio e existe vazamento de população em relação à transição cíclica $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Esse último procedimento diminui significativamente o ruído das medidas, para mais detalhes veja [56]. Os valores de $\bar{g}_{ij}^T(\tau)$ são registrados num arquivo que será lido posteriormente na terceira etapa da nossa análise e será plotado.

Por último, na nossa terceira etapa, plotamos:

$$R_1 = \frac{\bar{g}_{1a2b}^T(\tau) \bar{g}_{1b2a}^T(\tau)}{\bar{g}_{1a1b}^T(\tau) \bar{g}_{2a2b}^T(\tau)}, \quad \text{e} \quad (4.3)$$

$$(4.4)$$

$$R_2 = \frac{\bar{g}_{1a2a}^T(\tau) \bar{g}_{1b2b}^T(\tau)}{\bar{g}_{1a1b}^T(\tau) \bar{g}_{2a2b}^T(\tau)}. \quad (4.5)$$

Note que temos 2 valores do coeficiente de Cauchy-Schwarz porque temos 4 detetores. Eles são plotados com suas respectivas barras de erro.

É importante ressaltar aqui três aspectos fundamentais, também discutidos em [21] que permitiram que fosse possível a observação de correlações e que não estavam presentes na tentativa de [26, 27] citada no começo do capítulo.

Primeiro, nosso grupo introduziu bombeio ótico no processo de excitação. Como vimos, a existência de qualquer campo magnético espúrio provoca o deslocamento de sub-níveis Zeeman. Sem o bombeio óptico, estamos favorecendo transições que não fazem parte de um sistema de dois níveis puros, ou seja, estamos favorecendo transições que participam de processos paramétricos diferentes. Dessa forma esse procedimento se faz necessário, e consiste em excitarmos a nuvem com luz na polarização circular σ^+ , induzindo assim que os níveis participantes da transição sejam apenas os m_F extremos, ou seja, $F = 2(m_F = +2) \rightarrow F' = 3(m'_F = +3)$.

Segundo, desligar rebombeio e campo magnético durante as medidas. Nesse caso, não desligar o rebombeio e campo magnético bagunça a fase coletiva do ensemble. No caso específico de desligar o rebombeio, significa que nosso sistema deixou de ser ergódico, ou seja, existe agora uma dinâmica temporal associada ao próprio bombeio óptico mas também possibilidade de vazamento da população atômica para outros níveis fora da cíclica durante o tempo de aquisição. Além disso, como a média temporal (num ciclo) de armadilha não representa mais a média em ensemble, nesse momento é necessário fazer a média no número de armadilhas efetuadas em cada medida.

Terceiro, aumento da resolução temporal (100 *picosegundos*), em relação aos autores de [26, 27]. Atualmente no nosso grupo temos um aumento de $10x$ na precisão na janela de detecção, como foi comentado acima.

4.3 Medidas de correlações quânticas

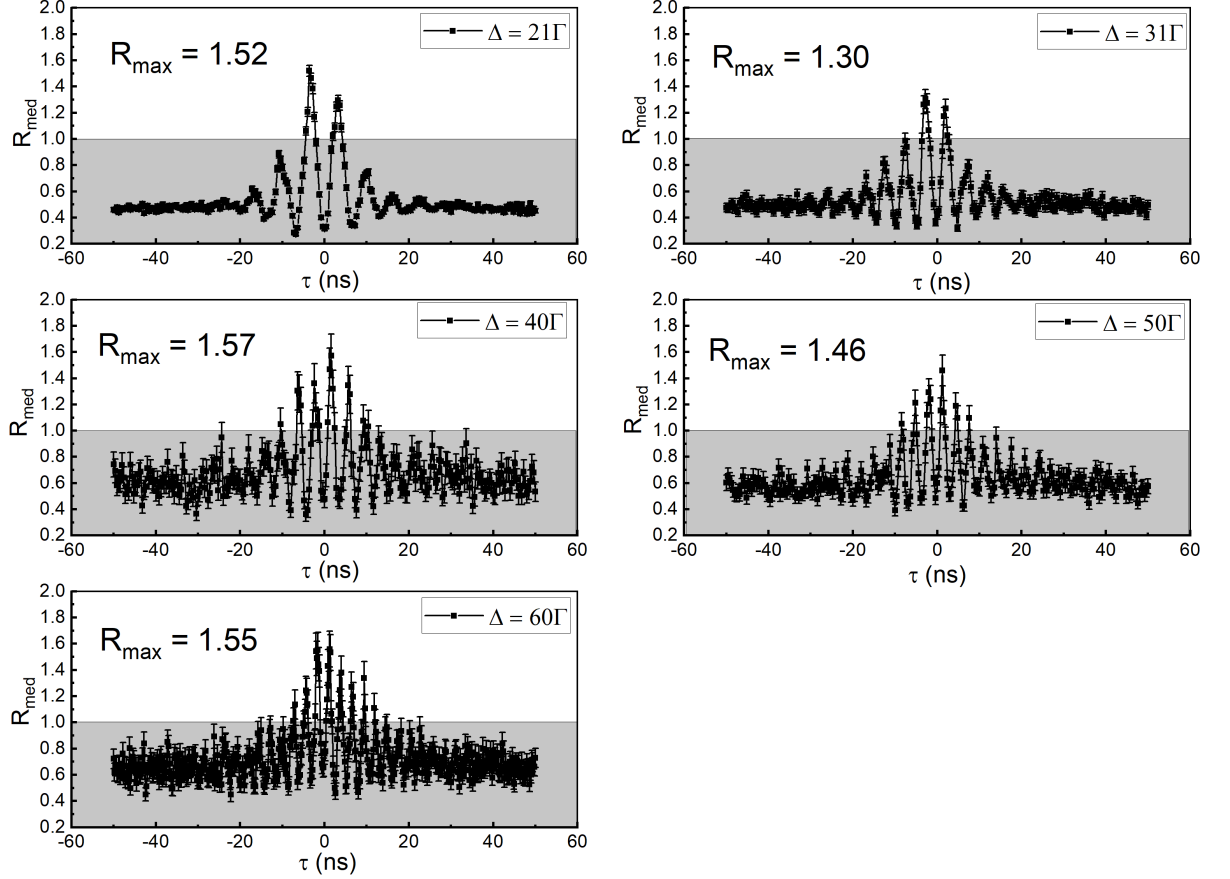


Figure 4.3: Medidas sem filtro espectral. Acima plotamos o coeficiente de Cauchy-Schwarz em função do atraso de detecção entre dos fótons. A região cinza delimita a região de valores de R para qual temos correlções clássicas. A profundidade óptica (OD) vale $OD = 10$. Essas medidas foram feitas antes da otimização da profundidade óptica demonstrada em Fig. 3.15.

Na figura 4.3, podemos ver alguns dos resultados que obtivemos, essas medidas fizeram parte da preparação do sistema para as medidas presentes em [22] e portanto são complementares a esse trabalho. Um aspecto que podemos notar é que oscilações geralmente terminam em 20ns . Vale lembrar que essa é apenas uma das diferentes escalas de interesse de nosso sistema. Nessa escala de dezenas de nano segundos é que podemos ver violação de correlações clássicas. Ainda existe uma escala da ordem de $1\mu\text{s}$ de atraso que não está incluída na discussão desse trabalho. Perceba também que, conforme aumentamos a dessintonia, aumentamos a frequência das oscilações de Rabi. É possível ver claramente esse comportamento se compararmos as situações para 20Γ e 60Γ . Além disso, note como as barras de erro ficam maiores em algumas medidas (particularmente nas medidas de 40Γ em diante). Isso é consequência de medidas com pouca estatística. Ou porque o tempo de aquisição foi pequeno, ou porque a relação sinal ruído do nosso sistema foi desfavorável. Por esses fatores outras medidas precisam ser feitas para que sejam concatenadas e a barra de erro diminua. Podemos também notar que, para a dessintonia de $\Delta = 40\Gamma$ é que obtivemos o maior valor de violação. A título de esclarecimento, essa medida da relação

sinal ruído era tomada dentro de uma rodada de 1 min. Definimos, nesse caso, a relação sinal ruído como o número de contagens, em 1 min numa dada APD, com a presença dos feixes de excitação e sem a presença dos feixes de excitação. Isso quer dizer que apenas luz proveniente da mistura de quatro ondas é contabilizada como sinal. Apesar disso é importante o leitor lembrar que esse sinal é composto de fótons na frequência ω_0 e $\omega_0 + 2\Delta$.

Interessados em entender melhor como a relação sinal ruído (SNR) do nosso sistema afeta o valor observado das nossas correlações, fizemos algumas medidas variando esse parâmetro propositalmente.

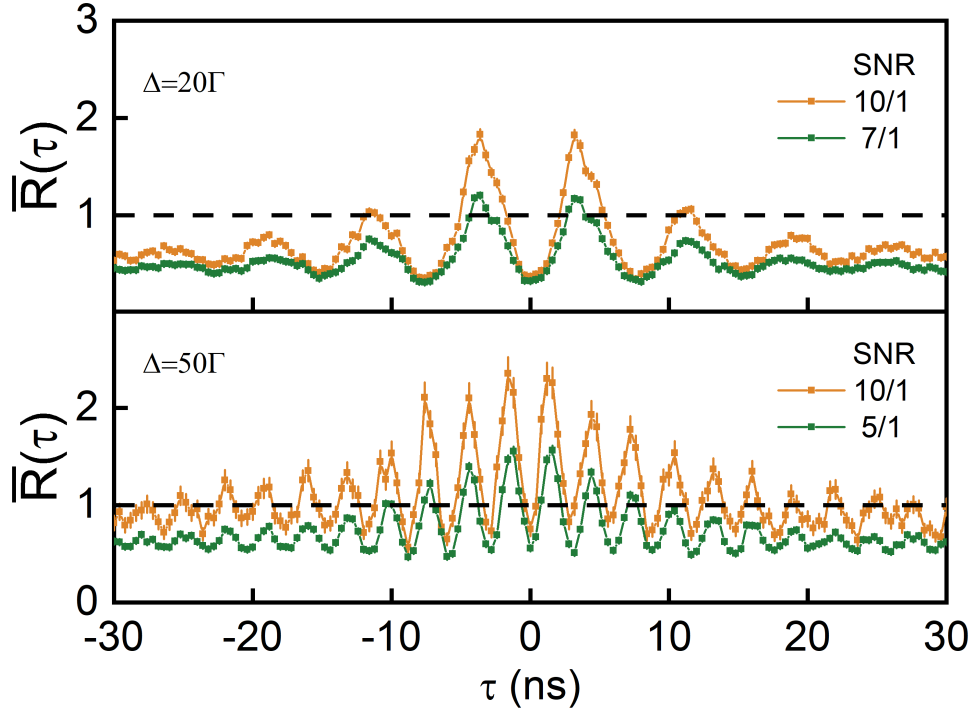


Figure 4.4: Gráfico variando a SNR para diferentes valores de dessintonia.

Perceba, no gráfico 4.4 que diminuimos a amplitude da interferência entre os fótons em comparação com os resultados de 4.3. Para alterar a relação sinal ruído entre as medidas optamos por alterar levemente a corrente da nossa fonte de Rubídio inserindo no ensemble mais átomos. É possível ver nos dois casos apresentados acima, que um aumento na SNR implica num aumento na correlação máxima. Nos dois casos apresentados, observamos violação e um aumento na frequência de oscilação de Rabi conforme aumentamos a dessintonia.

4.4 Filtros espectrais

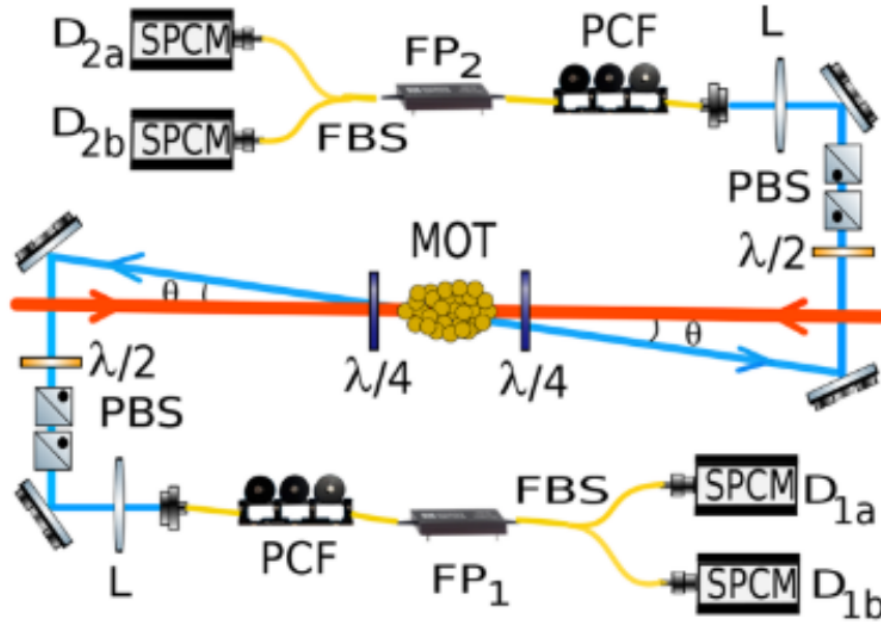


Figure 4.5: Aparato experimental com a adição dos filtros Fabry-Perot. É importante notar que junto com os filtros Fabry-Perot, utilizamos controladores de polarização em fibra (PCF), ao longo da Tese chamamos esse equipamento de Mickey.

Visando melhorar ainda mais as correlações, exploramos também nosso sistema introduzindo filtros espectrais Fig. 4.5. Com o propósito de reduzir a contribuição do espalhamento Rayleigh (espalhamento linear) no sinal observado implementamos a utilização de dois filtros espectrais FP1 e FP2. Esses filtros possuem uma largura à meia altura, em inglês *Full Width at Half Maximum* (FWHM), de $FWHM \approx 600\text{MHz}$ com um *free spectral range*, $FSR = 20\text{GHz}$ e uma finesse de $\mathcal{F} = \frac{FSR}{FWHM} = 33$. A atenuação do nosso filtro era de $\approx 3\text{dB}$. Uma dificuldade que encontramos é a de que a largura do nosso filtro nos impede de fazer uma boa filtragem da componente central para frequências perto da ressonância, mas funciona muito bem para valores mais distantes da ressonância. Além disso, nossos filtros espectrais devem ser sintonizados em torno de uma frequência específica, eles são sintonizados através de um controlador que aplica uma tensão num peltier que varia a temperatura do filtro. Uma vez determinada a dessintonia, é possível sintonizar os filtros com a ajuda de uma curva de absorção saturada, veja a Fig.4.6. Para qualquer valor de dessintonia, o primeiro filtro é sintonizado sempre no mesmo lugar ω_0 , a ressonância atômica, e apenas o segundo é ajustado, sendo sintonizado em torno de $\omega_0 + 2\Delta$. Na prática isso significa que, antes de fazer qualquer medida, conferíamos a posição do primeiro filtro e posicionávamos o segundo afim de garantir todos no devido lugar. Outro detalhe importante é possível de ser visto na Fig. 4.5, nossos filtros são posicionados antes dos detectores. Suas extremidades estão, uma conectada aos detectores e outra conectada a um colimador com uma lente capaz de fazer o acoplamento em fibra. No meio do caminho, temos um equipamento chamado Mickey, que torce a fibra de uma forma controlada a fim de otimizar a polarização que entra na fibra do Fabry-Perot. Essa fibra é uma fibra monomodo, isso significa que sua polarização é sensível a torções e

vibrações mecânicas, por isso fixamos na mesa todas as fibras desse tipo.

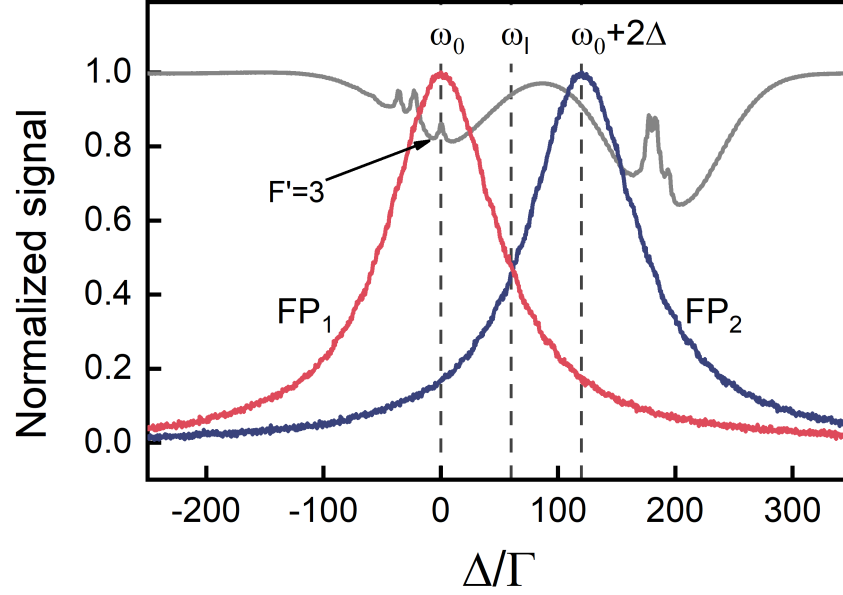


Figure 4.6: Curva de absorção saturada (cinza) e espectro de transmissão dos filtros espectrais (azul e vermelho). Perceba que o centro do filtro vermelho está sintonizado no fóton com frequência ω_0 e o azul, está sintonizado em $\omega_0 + 2\Delta$.

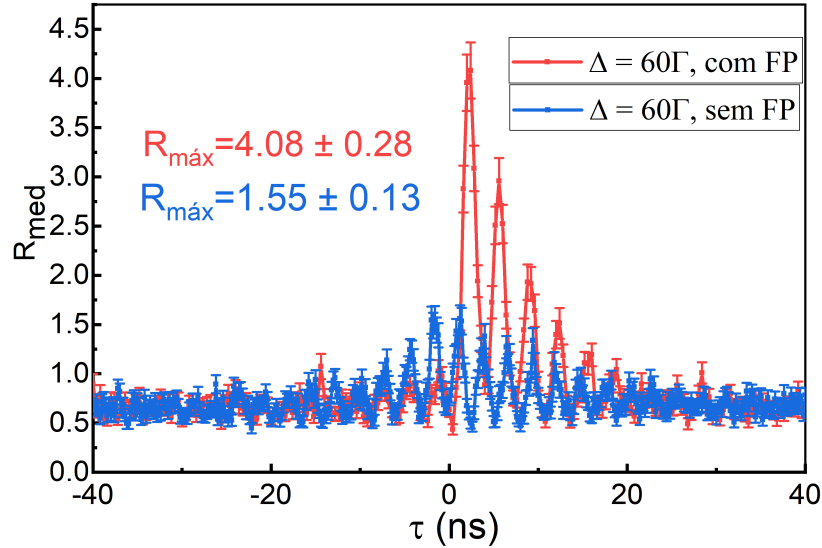


Figure 4.7: Curvas que mostram o coeficiente R em função de τ , $\Delta = 60\Gamma$. Curva em vermelho representa as medidas com o uso do Fabry-Perot (FP), curva em azul demonstra as medidas sem uso do Fabry-Perot (FP). Também estão destacados com as mesmas cores do gráfico os valores de R_{max} para cada uma das situações. Essa figura também está presente em [22].

Repare, por exemplo, na Fig. 4.7. Nela podemos ver o efeito dos filtros espectrais. A curva azul é o valor médio de R_1 e R_2 , sem filtros. Enquanto que na curva vermelha temos o valor médio de R_1 e R_2 utilizando os filtros. É possível ver que o filtro conseguiu

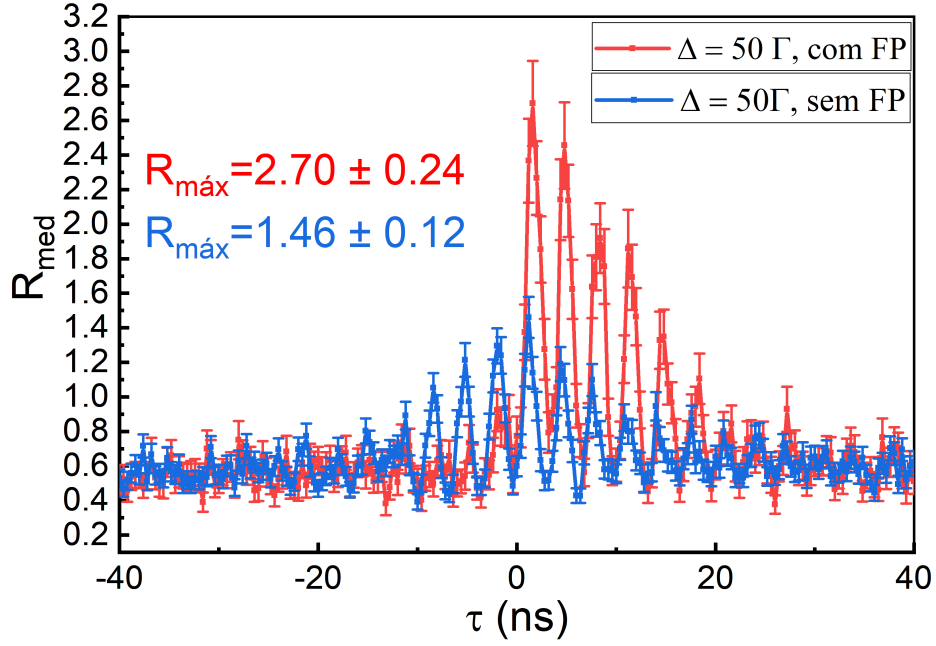


Figure 4.8: Curvas que mostram o coeficiente R em função de τ , $\Delta = 50\Gamma$. Curva em vermelho representa as medidas com o uso do Fabry-Perot (FP), curva em azul demonstra as medidas sem uso do Fabry-Perot (FP). Também estão destacados com as mesmas cores do gráfico os valores de R_{max} para cada uma das situações. Essa figura também está presente em [22].

mais que dobrar o valor de R_{med} de uma situação para outra. É possível também notar que, $R_{med}(\tau)$ para $\tau < 0$ é praticamente nulo, o que foi um resultado inesperado e curioso. De acordo com nossa convenção, adotada na época, utilizamos o primeiro clique do fóton 1 como referência e calculamos o atraso das outras detecções em relação a ele. Como é possível ver em Fig. 4.5, o FP1 está filtrando o fóton 1, que está na ressonância (ω_0) e o FP2 está filtrando o fóton 2, que está fora da ressonância ($\omega_0 + 2\Delta$). O resultado em Fig. 4.7, implica que o fóton 2 (com FP2 sintonizado em $\omega_0 + 2\Delta$) chegou primeiro no detetor e em seguida chegou o fóton 1 (ω_0), já que apenas $g_{12}^{(2)}(\tau)$ para $\tau > 0$ é significativo. É importante lembrar que, a priori, os fótons com frequência ω_0 e $\omega_0 + 2\Delta$ são emitidos nas direções dos dois braços. É razoável então que esse resultado não deva depender do filtro que antecede o detetor e nem de onde ele está sintonizado. Por isso, num segundo momento, colocamos o FP1 (ω_0) no detetor do fóton 2 e FP2 ($\omega_0 + 2\Delta$) no detetor do fóton 1, nossa conclusão nesse caso, é que $g_{12}^{(2)}(\tau)$ era significativo apenas para $\tau < 0$. Ou seja, de fato, constatamos que o fóton ω_0 demora mais tempo para escapar da nuvem que o fóton $\omega_0 + 2\Delta$, o que faz todo sentido já que o fóton fora da ressonância vai interagir menos com o meio.

Como foi observado no caso $\Delta = 60\Gamma$, para $\Delta = 50\Gamma$ (veja figura 4.8) temos o mesmo efeito comparando a presença e ausência do filtro. Vemos um aumento considerável na correlação máxima, além de uma ausência de correlação clássica para $\tau < 0$.

Apesar de aumentar um pouco as correlações, quando descemos para dessintonias mais baixas o nosso filtro diminui muito seu desempenho. Isso se deve ao fato dele ser muito largo.

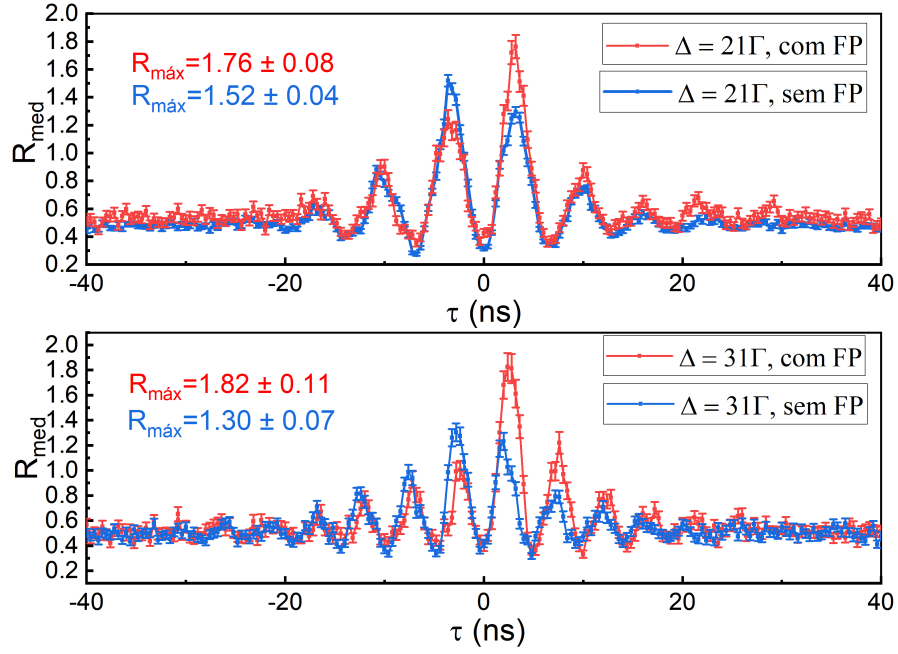


Figure 4.9: Medidas para 21Γ e 31Γ . Nesse gráfico vemos que o filtro espectral faz pouca diferença.

Perceba que o que era observado nos casos de $\Delta = 60\Gamma$ e $\Delta = 50\Gamma$, não é mais observado na Fig. 4.9. Já é como se não fizesse nenhuma diferença o filtro e por isso as curvas com e sem filtro começam a ficar muito semelhantes.

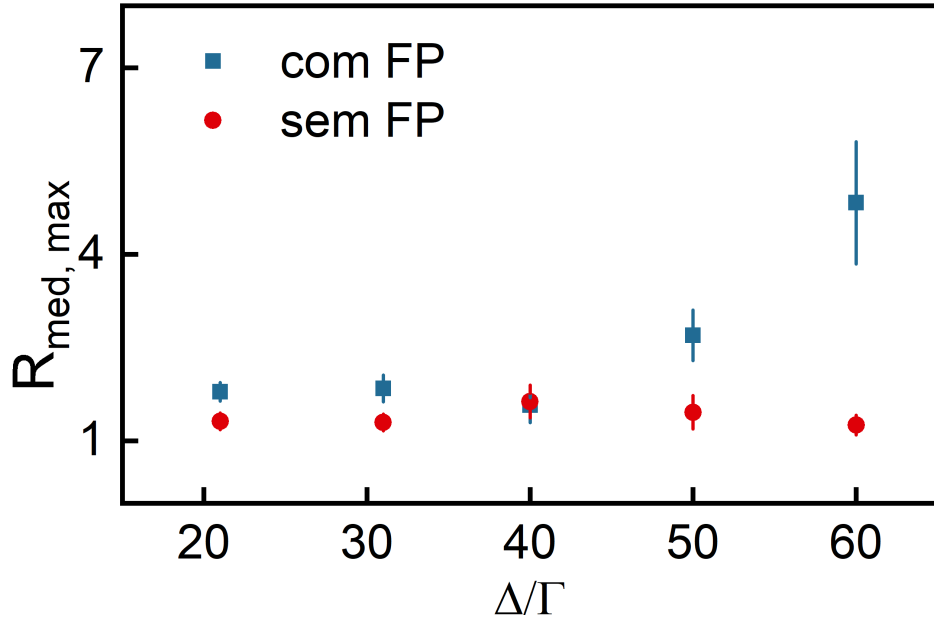


Figure 4.10: Máximos valores de correlação em função de Δ . Para essa série de medidas a potência dos feixes de excitação foi fixada em $p = 330\mu W$.

Nesse sentido, compilamos os resultados fazendo uma comparação entre as situações com filtro e sem filtro. Na figura Fig. 4.10 é possível ver uma sequência de medidas de R variando a dessintonia para esses dois casos. É possível perceber um progressivo aumento

das correlações máximas conforme aumentamos a dessintonia, isso está intimamente ligado à eficiência de nossos filtros (α). Esse parâmetro nada mais é que a transmissão de $\omega_L = \omega_0 + \Delta$, onde ω_L é a frequência de excitação do laser (veja a Fig. 4.6). Podemos citar dois exemplos, para $\Delta = 20\Gamma$ temos $\alpha = 0.87$ e para $\Delta = 50\Gamma$, temos $\alpha = 0.45$. O que quer dizer que no último caso temos apenas 50% do sinal filtrado, ou seja, existe espaço para muita melhora no processo de filtragem. Além disso é importante ressaltar que, apesar de os filtros diminuírem o número de contagens em cada detetor, a qualidade da correlação que medimos é melhorada, já que o propósito do filtro é exatamente ajudar a nos livrarmos do espalhamento Rayleigh. O que quer dizer que, numa eventual tentativa de usar um filtro com largura de linha menor (como vamos discutir abaixo), devemos levar em conta que para alguns valores de dessintonia teremos contagens muito baixas e o tempo de aquisição das medidas pode se tornar grande demais e inconveniente. Para contornar isso é interessante ter a melhor profundidade óptica possível e aumentar a potência dos feixes de excitação ¹.

4.4.1 *Laser escravo*

Dando sequência à nossa investigação, foi necessário trabalhar em regiões de dessintonia muito distantes da ressonância. Isso quer dizer que se não tivermos uma potência de excitação grande o suficiente, não vamos nem ter sinal do processo de mistura, ou seja, precisamos entregar para os feixes de excitação mais potência. Fizemos isso com a ajuda de um laser escravo.

Para tanto, foi necessário uma série de mudanças no aparato experimental para que fosse possível suportar o laser escravo. Falando primeiro do laser escravo, ele possui esse nome porque imita a modulação da amplitude do laser mestre. Ele nada mais é que um laser de diodo da empresa Thorlabs, código *LD785 – SE400*. No nosso caso utilizamos como laser mestre, inicialmente o laser *DL – 7140 – 201S* da Sanyo e posteriormente o laser *DL100* da Toptica. Para o laser escravo desempenhar o seu papel é necessário que um feixe do mestre seja precisamente alinhado incidindo no interior de sua cavidade. A vantagem desse tipo de diodo é que ele nos fornece uma potência muito maior que o mestre, da ordem de 400 mW na sua corrente máxima. É possível ver, na Fig. 4.11 o espectro de absorção saturada do laser escravo comparado com o espectro de absorção do laser mestre. Note que os dois espectros de absorção estão deslocados um em relação ao outro. Isso acontece porque existe um modulador acusto óptico (MAO) de frequência bem na entrada da fibra dos feixes de excitação, que serve para chavearmos o campo de excitação, mas também, para inserir mais dessintonia na frequência do feixe de excitação. Além disso, o espectro de absorção está diferente do usual porque utilizamos uma absorção saturada comercial (Cosy Messtechnik GmbH) que tem a opção de fornecer o espectro livre do alargamento Doppler característico desse tipo de sinal. Veja o aparato na Fig. 4.12. Nela é possível ver como ficou nosso aparato depois dos acréscimos necessários. Uma imagem complementar à Fig. 4.12 é a Fig. 4.13. Ao todo, entre o laser que sai do mestre e a luz que entra nas fibras de excitação, temos três moduladores acusto ópticos.

¹Note que, baseado nas discussões que tivemos no capítulo 3 e nas que teremos abaixo, a melhora desses parâmetros já é uma realidade se compararmos com os parâmetros do trabalho [22]

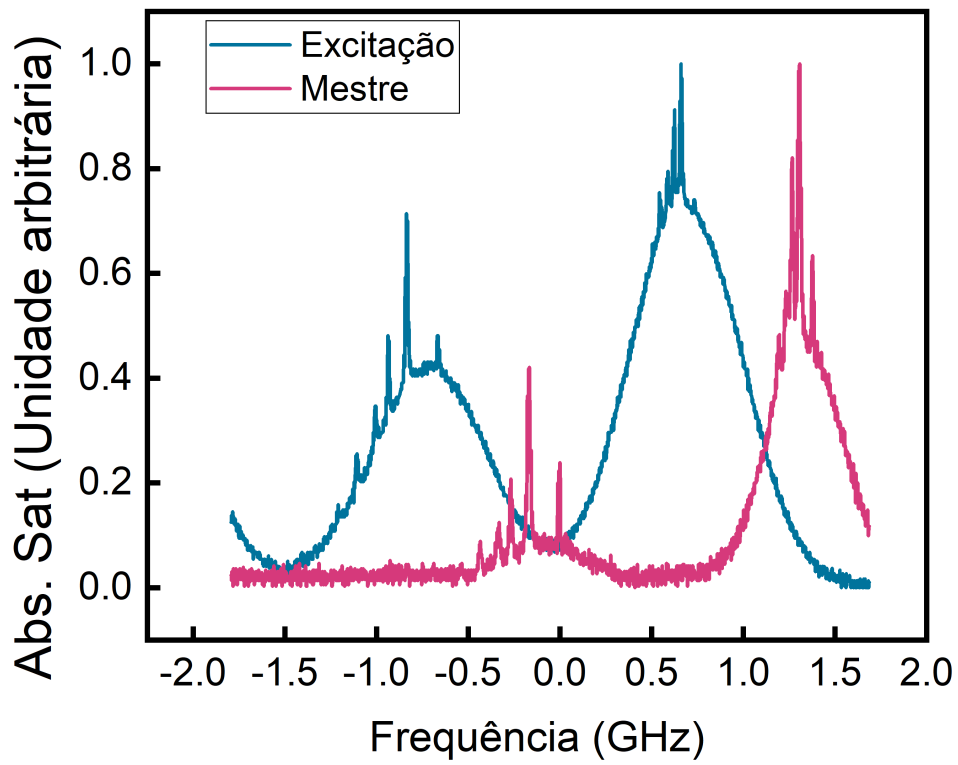


Figure 4.11: Nessa imagem de sinais de absorção saturada, é possível ver as duas últimas Doppler do ^{85}Rb e ^{87}Rb . O sentido de crescimento de energia é da direita para esquerda. 'Excitação' é o nosso laser escravo e 'Mestre' se refere ao nosso laser de referência $DL - 7140 - 201S$ da Sanyo.

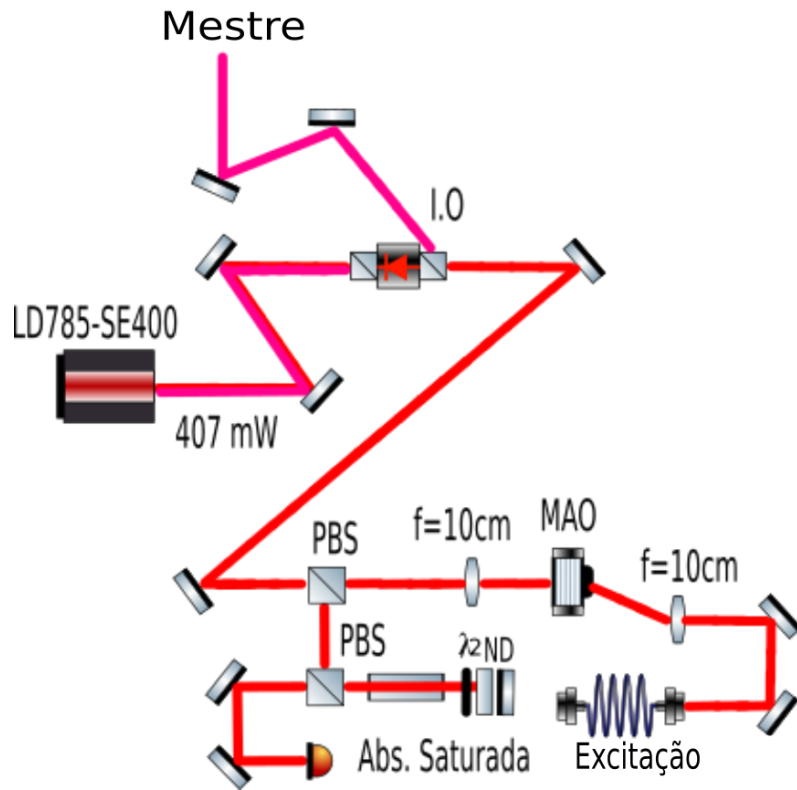


Figure 4.13: Segunda parte do aparato experimental que tivemos que acrescentar para utilização do diodo escravo.

É possível ver na Fig. 4.12 um feixe que sai da dupla passagem de um MAO de 200MHz . É exatamente esse feixe que é apresentado na Fig. 4.13 em rosa com a denominação 'Mestre'. Os dois espelhos apresentados nas Fig. 4.12 e Fig. 4.13 servem para alinhar o feixe de referência com a entrada do diodo do escravo. Esse feixe é alinhado para passar por dentro de um isolador óptico (I.O) através de um cubo PBS interno ao I.O. Esse feixe é alinhado dentro da cavidade do LD785-SE400 que chamamos de escravo. Assim é possível fazer com que o escravo siga a mesma varredura do mestre em frequência, mas entregando uma potência muito maior que o feixe semente (10 mW). Na sequência 407 mW saem do escravo e são alinhados para passar pelo I.O com 43dB de atenuação e 57% de transmissão. Essa atenuação é calculada como $\beta = -10\log(I/I_0)$. Se invertermos a direção do I.O. e medirmos essas quantidades podemos encontrar sua atenuação. Depois disso, o feixe segue para ser dividido através de um cubo PBS, que pega um pouco da potência para ser usada numa absorção saturada enquanto a outra segue para ser acoplada em fibra. Antes de chegar na fibra esse segundo feixe passa por uma lente de 10cm , em cujo foco está um MAO com frequência central de 200MHz , e depois uma segunda lente de 10cm . Finalmente ele é acoplado numa fibra PM, onde conseguimos máximo acoplamento de 33% , pois o modo que sai do diodo do escravo era muito irregular. Tentamos usar lentes cilíndricas para fazer um telescópio e corrigir o modo gerado, porem não obtivemos êxito em aumentar o acoplamento. Abaixo, destaco alguns resultados que obtivemos:

Na Fig. 4.14 temos o valor mais alto de dessintonia para o valor mais alto de potência que nossa configuração experimental consegue entregar. Perceba como, em comparação com outros resultados com dessintonia menor, temos uma maior taxa de oscilação da correlação cruzada. Além do mais, nesse situação a relação sinal ruído já estava bem

baixa. O que quer dizer que o ruído, estava começando a ganhar do sinal gerado e o sinal de mistura é observado de maneira muito pequena. Esse resultado é sem o filtro espectral.

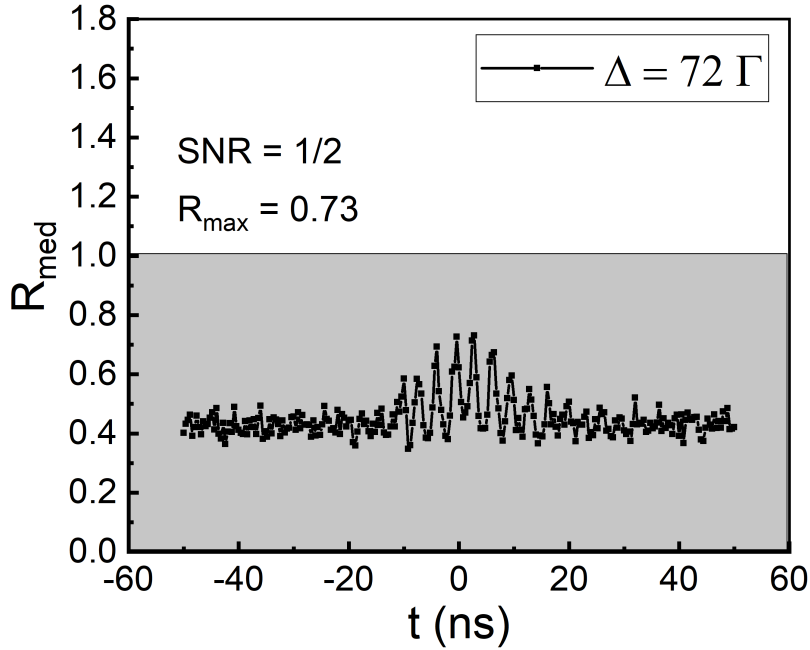


Figure 4.14: Coeficiente Cauchy-Schwarz para uma dessintonia de $\Delta = 72\Gamma$. A potência dos feixes de excitação foi de $Pot = 5,2 \text{ mW}$. Tivemos uma relação sinal ruído de $SNR = 1/2$ e um $R_{max} = 0.7$.

Vale a pena fazer uma comparação entre a potência máxima anteriormente usada pelo nosso grupo, que foi de $720 \mu W$ em [21] e o valor de potência máxima utilizada por nós de 5.2 mW . Nosso aparato permitiu um aumento de 7 vezes a potência máxima usada anteriormente. Mesmo assim, não foi possível aumentar a violação além dos resultados acima, já que, conforme avançamos em dessintonia e potência, a relação sinal ruído das nossas medidas ia diminuindo. Assim, não vimos outra alternativa a não ser trabalhar na construção de um filtro espectral mais fino.

4.4.2 Filtro Fabry-Perot fino

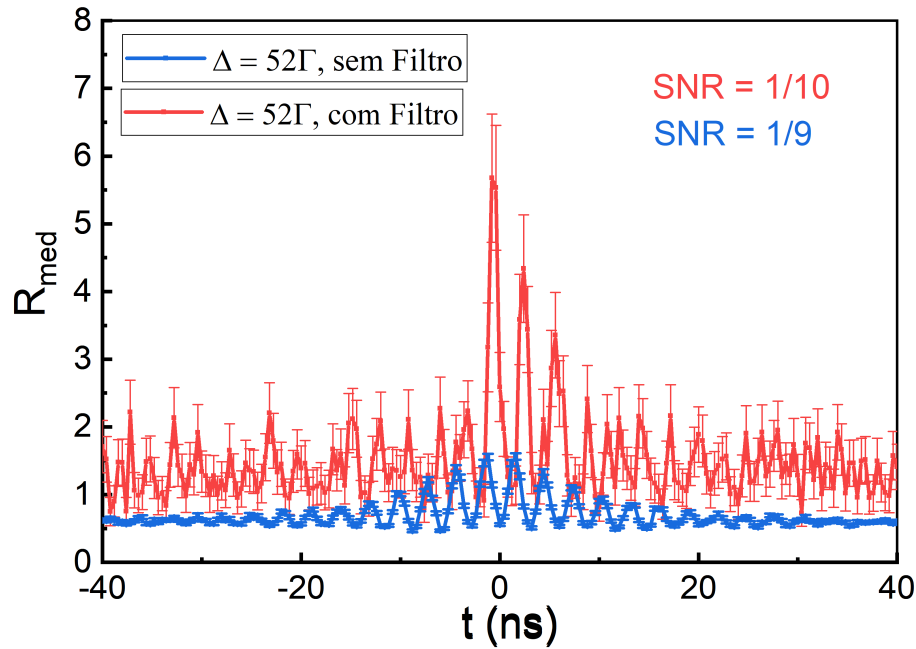


Figure 4.15: Coeficiente de Cauchy-Schwarz em função do atraso entre os fótons. Curva vermelha é o caso com o Fabry-Perot e a curva azul é o caso sem o Fabry-Perot. Aqui usamos uma potência de $5.2mW$.

Já o resultado da Fig. 4.15 é um resultado com mais potência que o da Fig. 4.8, nesse caso $5.2mW$. Podemos ver, no caso da curva vermelha, que o patamar inferior, onde a correlação é mínima, está mais alto do que esperado ($R = 0.25$). Isto é consequência da baixa estatística (número total de fótons detetados), as barras de erro também acompanham essa tendência. É necessário, portanto, que mais medidas nessa mesma configuração sejam adquiridas para que possamos fazer a concatenação de todos os dados, somando um tempo de aquisição suficiente para diminuir as barras de erro e o patamar de R para quando os fótons estão descorrelacionados. Saber se temos detecções suficientes para que as funções de correlação atinjam seus valores de referência não é algo que temos controle no tempo de uma aquisição. Essa faz parte de uma análise mais aprofundada do que estamos propondo aqui e espera-se que sejam os próximos passos tomados ao fim dessa Tese. Já a curva azul, apresenta menores barras de erro, e possui valor máximo de R muito distante do valor da curva de correlação vermelha (com filtro). O que evidencia o bom desempenho do filtro para a dessintonia proposta.

Como discutido mais de uma vez, o nosso filtro caseiro é bastante largo para o regime de dessintonias em que estamos trabalhando. Dessa forma, começamos o processo de construção de um interferômetro caseiro em espaço livre. Até o fim desse trabalho, não chegamos a concluir a eletrônica capaz de fazer a sintonização do filtro, feita em arduino. Porém o interferômetro funciona e possui isolamento mecânico e térmico, inclusive nos ajudando a caracterizar o feixe escravo usado para o processo de excitação. Nossa perspectiva é terminar o sistema eletrônico que sintoniza o filtro e futuramente replica-lo para que tenhamos os dois braços da detecção com Fabry-Perot de largura menor que 600 MHz. O aparato do interferômetro em espaço livre que construímos pode ser visto em Fig. 4.16.

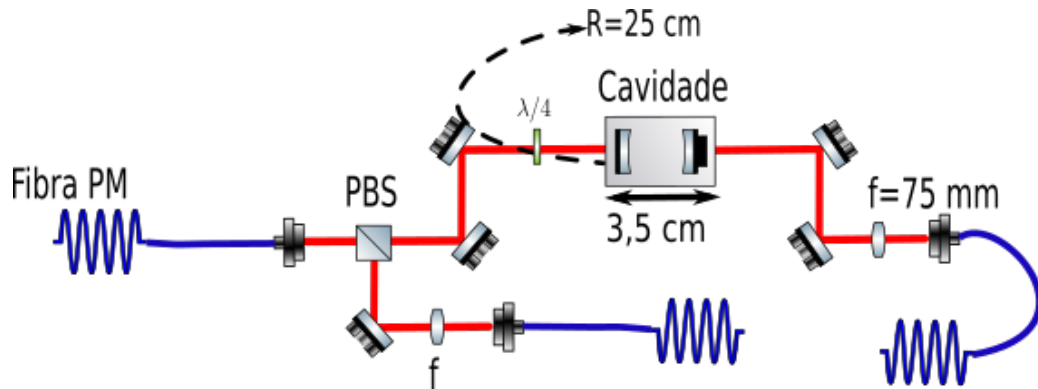


Figure 4.16: Esquema simplificado do interferômetro tipo Fabry-Perot montado no laboratório.

Da fibra PM sai um feixe com polarização horizontal que é transmitido pelo PBS do aparato. Passa por dois espelhos usados para o alinhamento do feixe na cavidade do interferômetro, por uma $\lambda/4$, e entra na cavidade Fabry-Perot. Os espelhos que utilizamos têm raio de curvatura de 25cm e refletividade de 99.99%. Quando a cavidade está alinhada, o feixe transmitido é acoplado em fibra e pode ser visto nas nossas primeiras tentativas de acoplamento na Fig. 4.18. Mais pra frente discutimos a estranheza desse sinal. O feixe que é refletido passa novamente por uma $\lambda/4$ tornando sua polarização ortogonal à configuração inicial, ou seja, o feixe fica agora com polarização vertical. Esse feixe com polarização vertical passa pelo PBS onde é refletido e direcionado para a fibra onde vai ser acoplada a reflexão (ver Fig 4.17).

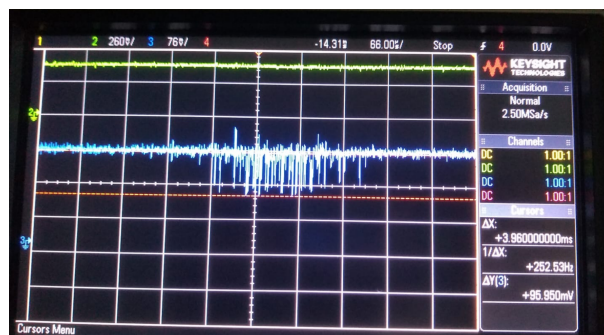


Figure 4.17: Pico de reflexão do Fabry-Perot em espaço livre. Cerca de 10% de reflexão.

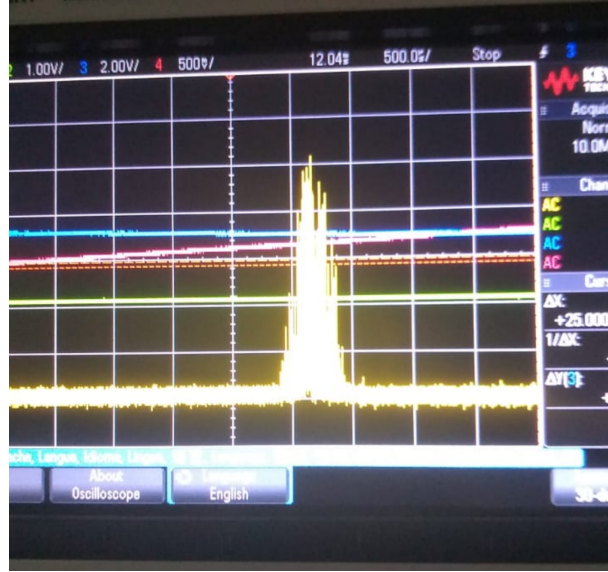


Figure 4.18: Imagem do osciloscópio com zoom em torno do pico de transmissão do nosso FP. É possível ver como o ruído de fase do laser DL-7140-201S da Sanyo contribui para um pico mal definido dentro do interferômetro. Transmissão do Fabry-Perot em espaço livre. Cerca de 37% de transmissão.

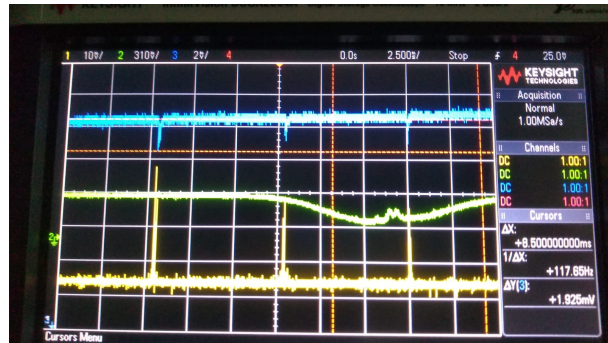


Figure 4.19: Reflexão e transmissão do Fabry-Perot em espaço livre

Quando acoplávamos a reflexão na fibra e num detetor, obtínhamos o que está na Fig. 4.17, um sinal muito estranho e inesperado. Entendemos posteriormente que isso era resultado do ruído de fase do laser de diodo. Esse laser era o DL-7140-201S da Sanyo, que possui uma largura de linha de aproximadamente 1 MHz (estimada). Obtivemos um FSR de, $FSR = \frac{0,035m}{2.3 \cdot 10^8 m/s} GHz$, em concordância com o aparato acima.

Encontramos as condições de casamento do waist do feixe com o tamanho da cavidade através de

$$\omega^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)}. \quad (4.6)$$

onde ω é a cintura do nosso feixe, λ é o comprimento de onda da luz na cavidade, L é o comprimento da cavidade e R é o raio de curvatura do nosso espelho.

Como comentado acima, foi possível utilizarmos o Fabry-Perot em espaço livre para observarmos se a potência do feixe do mestre (algumas vezes chamado de feixe semente) era suficiente para 'forçar' o escravo a segui-lo.

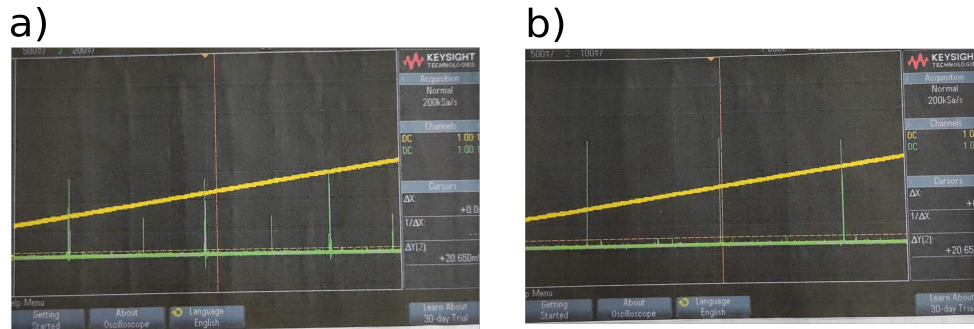


Figure 4.20: Duas imagens de osciloscópio, a curva amarela é a rampa da modulação da corrente. A curva verde é o espectro de transmissão do interferômetro. A distância entre dois picos na figura b) é chamado de free spectral range. a) Espectro de transmissão do interferômetro quando a intensidade do feixe mestre é de 4 mW. b) Espectro de transmissão do interferômetro quando a intensidade do feixe mestre é de 8 mW.

É possível ver na Fig. 4.20 que apenas quando a potência é de 8 mW é que temos um feixe monomodo. Esse valor de potência foi o mínimo que encontramos para que o feixe emitido pelo escravo fosse monomodo. Foi crucial o uso do interferômetro de espaço livre, pois saber esse valor mínimo de potência nos permitiu redistribuir as potências dos nossos feixes sem comprometer a qualidade dos nossos feixes de excitação.

Após essas investigações, uma grande mudança aconteceu no laboratório com a chegada de lasers novos, como foi comentado no capítulo 3. Chegaram dois lasers modelo *DL100* da Toptica. Esse tipo de laser já tem uma grade externa capaz de melhorar muito qualquer ruído de fase, e deixar a luz gerada por esse diodo com uma largura de linha muito menor do que o laser que utilizávamos previamente (da ordem de centenas de kHz). Além disso significa que foi necessário incluir esses e outros equipamentos na nossa mesa repensando a posição de uma série de componentes. Depois de ajustadas essas mudanças e com o sistema 'de volta no lugar' nosso grupo ainda trabalhava na eletrônica de sintonização do Fabry-Perot de espaço livre. Ainda era necessário replicar o primeiro filtro

5 Correlações próximas da ressonância

Nesse capítulo procuramos motivar e apresentar alguns dos resultados encontrados em nosso sistema, no que concerne a presença de correlações não clássicas para feixes de excitação próximos da ressonância. Essa investigação se soma à outras feitas por nosso grupo e nesse capítulo é apresentada de maneira preliminar. Além da ausência de investigações anteriores relacionadas a esse regime, apresentamos abaixo um outro trabalho que motivou nossa busca por entender esse contexto de dessintonia próximo da ressonância [61]. Fizemos nossa investigação, a partir de experimentos com $\Delta > 0$ e $\Delta < 0$. Também nesse capítulo, apresentamos uma expressão simplificada para o $g_{12}^{(2)}(\tau)$, deduzida por [26, 27], seguido de uma expressão ajustada proposta pelo nosso grupo em [21]. Isso nos permitiu fazer um ajuste da curva experimental a partir da expressão teórica e assim obter parâmetros necessários para o ajuste. Esses parâmetros estão relacionados à dessintonia (Δ'), máximo valor de $g^{(2)}(\tau)$ (f) e maior taxa de decaimento atômico (χ). Este último parâmetro está relacionado ao efeito de superradiância, já encontrada em outros trabalhos de nosso grupo. Esse efeito afeta as correlações cruzadas e pode ser mitigado ou aumentando dependendo da profundidade óptica (OD) de nosso ensemble, isso está demonstrado na discussão abaixo. Também investigamos como R_{max} varia em função da OD e Δ em regiões próximas da ressonância.

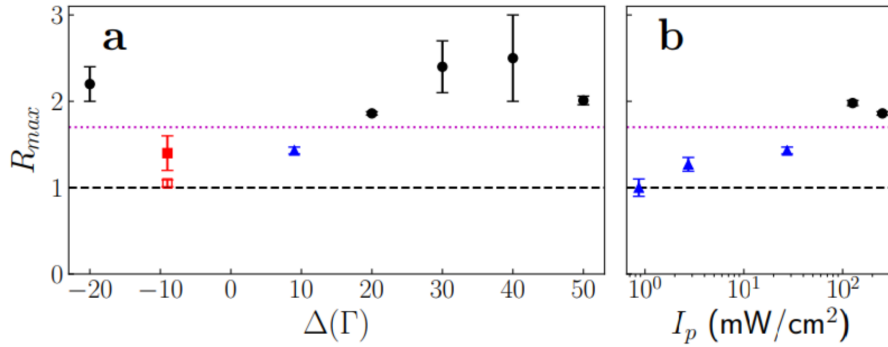


Figure 5.1: R_{max} em função da dessintonia para diferentes valores de dessintonia e potência. Retirado de [56]

A investigação desse capítulo foi motivada primeiramente porque em trabalhos anteriores nosso grupo procurou entender as violações não clássicas para valores distantes da ressonância, veja Fig. 5.1. Nesta Tese, inclusive chegamos a fazer medidas para $\Delta = 72\Gamma$. Até aqui, nosso principal motivador foi a eficiência do nosso filtro. Como vimos acima, quanto mais distante da ressonância, melhor era a eficiência de nossos filtros espectrais. Porém, conforme avançamos para regiões distantes da ressonância, necessitávamos de um aumento de potência suficiente para estimular o processo de mistura de quatro ondas.

Fazendo isso, percebemos que o aumento de potência para geração de sinal levava inevitavelmente à um aumento do ruído. Assim, nossa atenção se voltou para valores menores de potência e agora, próximos da ressonância. Além disso, um outro motivador para essa investigação foi o trabalho [61]. Nesse trabalho os pesquisadores usam átomos de Cs aprisionados em torno de nanofibras, excitados com um laser CW. Controlando o número de átomos (OD) e a dessintonia (Δ), os pesquisadores conseguiram mostrar que $g^{(2)}(0)$ possui valor máximo, para um valor de dessintonia perto da ressonância. Para nosso sistema, é fácil pensar como essa estratégia faria sentido. Perceba que mesmo em casos em que a dessintonia é muito alta, temos a possibilidade de medir correlação entre os fótons gerados pelo processo de mistura de quatro ondas, fótons de frequência $\omega = 0$ e $\omega = \omega_0 + 2\Delta$. Ou seja, o fóton na ressonância atravessa o ensemble mesmo este tendo uma profundidade óptica da ordem de cerca de $OD = 15$. É de se esperar então, que perto da ressonância os fótons com frequência $\omega = \omega_0 + 2\Delta$, seja mais absorvido para a mesma OD . Dessa forma a própria nuvem funcionaria como um filtro melhorando nossa correlação.

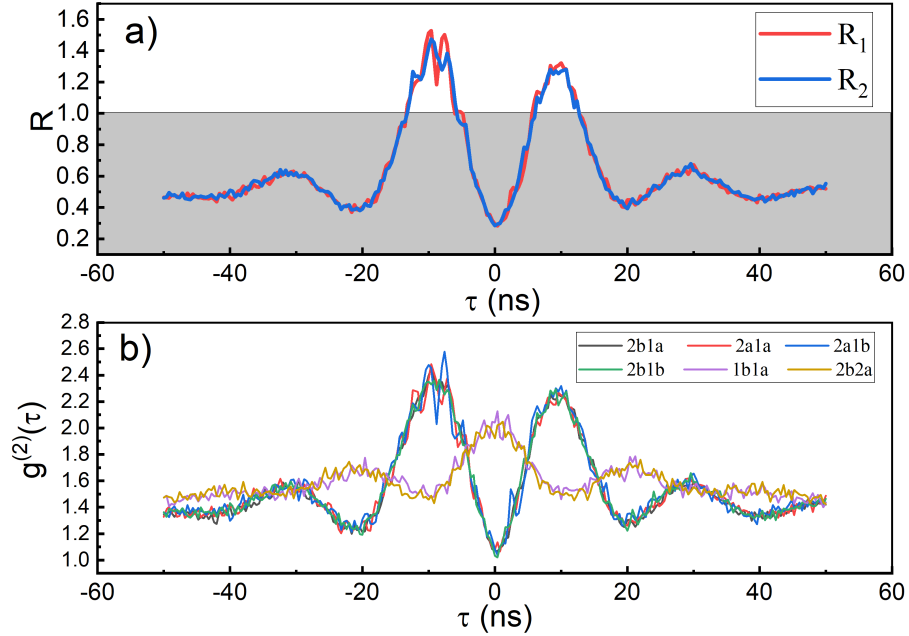


Figure 5.2: Resultado típico de nossas medidas. Nesse caso temos: $\Delta = -6\Gamma$ com uma potência dos feixes de excitação de $20\mu W$. Na figura acima, temos o coeficiente de Cauchy-Schwarz (R) em função do atraso (τ) de detecção dos fótons. Na figura abaixo, temos $g^{(2)}$ (auto correlação e correlação cruzada) em função do atraso entre detecções dos fótons.

A Fig. 5.2 é tipicamente o que conseguimos medir dada uma rodada de aquisição de dados. Perceba que, com o número de detetores que temos e contabilizando todas as correlações cruzadas possíveis, temos 12 correlações possíveis ($g_{2b1a}, g_{2b2a}, g_{2b1b}, g_{2a1a}, g_{2a1b}, g_{2a2b}, g_{1b1a}, g_{1b2a}, g_{1b2b}, g_{1a2a}, g_{1a1b}, g_{1a2b}$). Porém, correlações do tipo g_{ij} e g_{ji} são simétricas, ou seja, possuem os mesmos valores a menos do detetor que clicou primeiro. Ou seja, se quisermos ser sucintos na exposição dos nossos dados temos que plotar apenas ($g_{2b1a}, g_{2a1a}, g_{2a1b}, g_{2b1b}, g_{1b1a}, g_{2b2a}$). Assim, podemos definir duas funções de correlação, como apresentado anteriormente:

$$R_1 = \frac{\bar{g}_{1a2b}^T(\tau)\bar{g}_{1b2a}^T(\tau)}{\bar{g}_{1a1b}^T(\tau)\bar{g}_{2a2b}^T(\tau)} \leq 1, \quad R_2 = \frac{\bar{g}_{1a2a}^T(\tau)\bar{g}_{1b2b}^T(\tau)}{\bar{g}_{1a1b}^T(\tau)\bar{g}_{2a2b}^T(\tau)} \leq 1. \quad (5.1)$$

Por isso, prezando pela clareza daqui em diante, vamos expor apenas as correlações mais relevantes junto com R_1 e R_2 , e em alguns casos, plotamos R_{med} , que é simplesmente a média aritmética das duas grandezas acima. Faz sentido fazermos essa média pois o comportamento dessas duas grandezas é praticamente idêntico em todas as medidas que tiramos até agora.

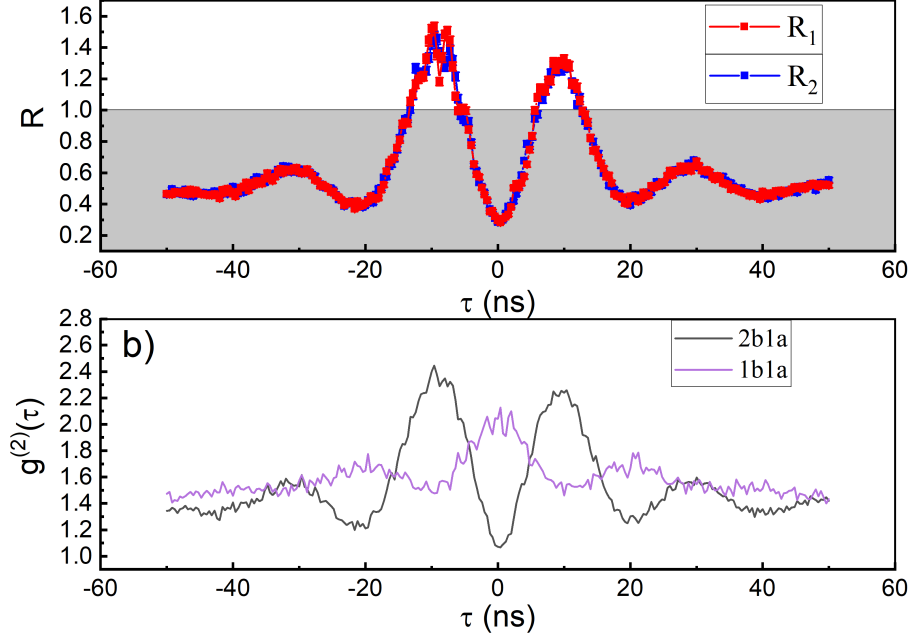


Figure 5.3: Obtivemos um $R_{max} = 1.5 \pm 0.03$, onde $\Delta = -6\Gamma$ e as potências do feixe de excitação são $20 \mu W$. No gráfico superior temos o R_1 e R_2 em função do atraso de detecção entre os fótons. No gráfico inferior temos $g^{(2)}(\tau)$ para g_{1b1a} e g_{2b1a} , onde esses dois são os representantes da correlação cruzada e autocorrelação.

Plotamos a Fig. 5.2 na nova Fig. 5.3, com as modificações citadas, incluindo agora as barras de erro. Como é de se esperar, as barras de erro são inversamente proporcionais ao tempo de aquisição das medidas. O tempo de aquisição é baseado principalmente no tempo que leva para nossos códigos de análise de dados conseguirem tratar os dados. Como vamos mostrar ao longo desse capítulo tiramos, algumas medidas próximo da ressonância e as taxas de fótons detetados por nossas APD's foram bastante altas, sobrecarregando muitas vezes nossos programas. Assim, foi necessário fazer aquisições de medidas diferentes em tempos diferentes, muitas vezes curtos, da ordem de $5min$, para que posteriormente medidas com os mesmos parâmetros fossem concatenadas e apresentassem uma boa estatística. Infelizmente esse último passo não vai ser apresentado nessa Tese. Esse problema de sobrecarga dos nossos códigos de análise dos dados e também de saturação das APD's foi enfrentado pelo estudante Lucas Marinho e a, na época pós-doutora, Michelle Araújo quando faziam as aquisições do trabalho [21]. Os autores escolheram por desconsiderar essas medidas perto da ressonância. Nós, porém, conseguimos contornar o problema, diminuindo o a potência dos feixes de excitação, conforme nos aproximávamos da ressonância. Isso não foi só uma estratégia para lidar com as medidas perto da ressonância, mas também uma necessidade, já que para baixa dessintonia a pressão de

radiação dos feixes de excitação sobre os átomos empurra os átomos da nuvem para fora do ensemble. Como é possível ver na Fig. 5.3 temos R_1 e R_2 máximos, acima do limite de correlação clássica, evidenciando correlação quântica. O mesmo pode ser visto em $g_{2b1a}^{(2)}(\tau)$ onde os valores máximos estão acima de 2. É interessante notar que a autocorrelação possui um comportamento, curioso obedecendo os limites de $1 < g^2(\tau)_{1b1a} < 2$ porém, apresentando oscilações de Rabi conforme decai. É possível ver que o tempo que conseguimos distinguir as oscilações de Rabi, do decaimento da autocorrelação é da ordem de 60 ns de atraso, no entanto, o tempo de decaimento da correlação cruzada $g_{2b1a}^{(2)}(\tau)$ é superior a 60 ns. É importante ressaltar que tanto a correlação cruzada quanto a autocorrelação, levam mais de algumas dezenas de nano segundos para decair para seu valor de mínimo.

Podemos observar também algumas medidas com atraso da ordem de 100 ns (veja Fig. 5.4 e Fig. 5.5). Notando particularmente o tempo de decaimento de $g_{2b1a}^{(2)}(\tau)$ para $\Delta = -6\Gamma$ percebemos que de fato, como comentado anteriormente, conseguimos distinguir a interferência que resulta nas correlações quânticas, do decaimento de $g_{2b1a}^{(2)}(\tau)$ até 80 ns. Apesar disso, esse tempo ainda não é suficiente para vermos o decaimento completo da autocorrelação ou correlação cruzada em nenhum dos dois casos. Falando do coeficiente de Cauchy-Schwarz no entanto, para o caso $\Delta = -11\Gamma$, é possível ver mais oscilações de Rabi do que para $\Delta = -6\Gamma$. Isso é esperado se relembrarmos da fórmula da correlação cruzada, derivada por [26, 27]¹, considerando um sistema, com alta dessintonia, atraso pequeno e baixa potência de excitação:

$$g_{12}(\tau) = 1 + \frac{4}{\pi^2} [1 + e^{-\Gamma|\tau|} - 2 \cos(\Delta|\tau|)e^{-\Gamma|\tau|/2}] \quad (5.2)$$

Nessa expressão também considerou-se $\gamma_g \approx 0$, onde γ_g é o alargamento por velocidade do estado fundamental. Note que o termo que está associado com as oscilações de Rabi é $\cos(\Delta|\tau|)$, ou seja, quanto maior $|\Delta|$ maior é a frequência das oscilações. Podemos estimar o período de oscilação, como $\frac{2\pi}{\Delta}$. Se relembrarmos da seção onde falamos de estatística de fótons, 5.2 nada mais é que $g_{12}(t, t + \tau) = \langle I_1(t)I_2(t + \tau) \rangle / \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t + \tau) \rangle$. Ou seja, a probabilidade de detetarmos simultaneamente 2 fótons em detetores distintos, atrasados de τ , normalizada pelo produto da probabilidade de detecção de 1 fóton em cada detetor individualmente. Como é possível perceber, a expressão acima não depende diretamente da quantidade de átomos, nem da intensidade do campo incidente. Os autores que derivaram essa expressão mostraram que seu valor máximo era de $g_{12} = 2.62$ e mostraram que isso levava a uma clara violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz. Porém, apesar de teoricamente [26, 27] terem mostrado que era possível obter correlações não clássicas no processo de mistura espontânea de quatro ondas, eles não obtiveram sucesso experimentalmente. Mais tarde ficou claro que essas correlações eram muito mais frágeis do que se pensava e um cuidado maior deveria ser tomado para que elas pudessem ser observadas experimentalmente.

¹Os autores não possuem um consenso em relação à esse resultando, o fator $\frac{4}{\pi^2}$ é ausente em [27].

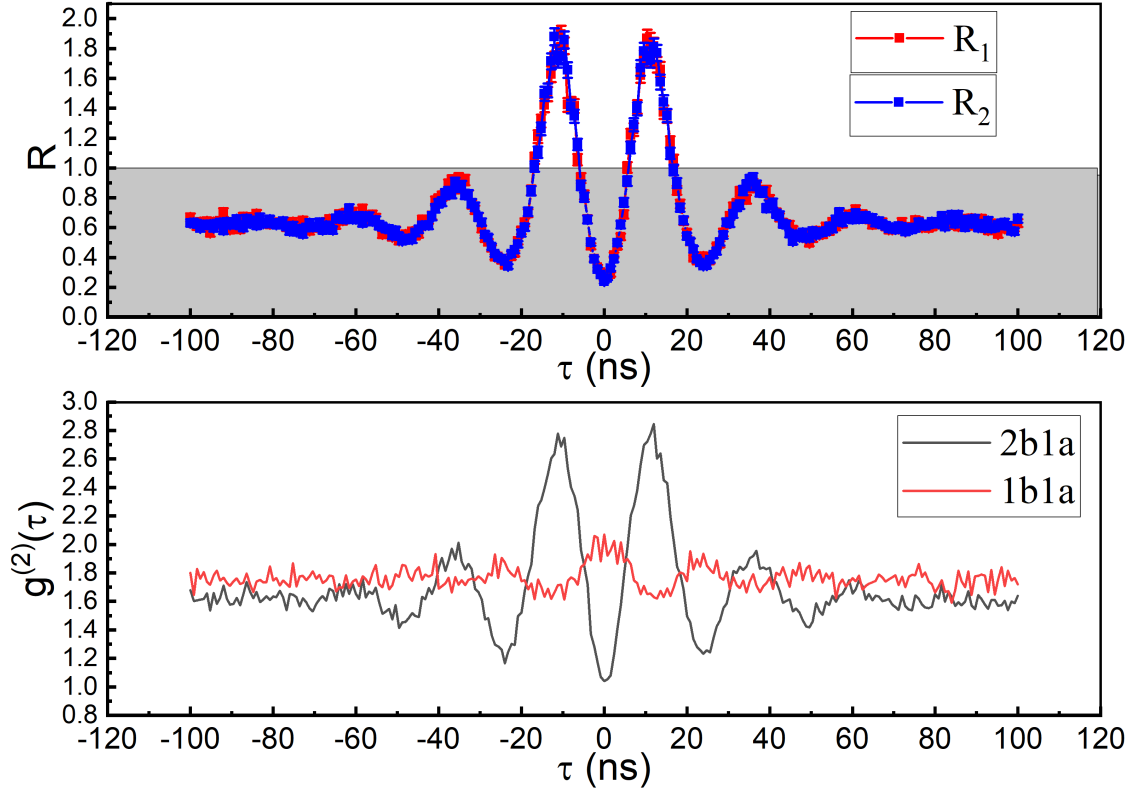


Figure 5.4: Gráfico em $\Delta = -6\Gamma$. O gráfico superior mostra as principais correlações em função do atraso de detecção entre os fótons, o gráfico inferior mostra o coeficiente de Cauchy-Schwarz em função do atraso de detecção entre os fótons. Ambos com um atraso máximo de 120 ns. A profundidade óptica dessa medida foi de $OD = 5.5$, com uma potência dos feixes de excitação de $20\mu W$ e um $R_{max} = 1.9$.

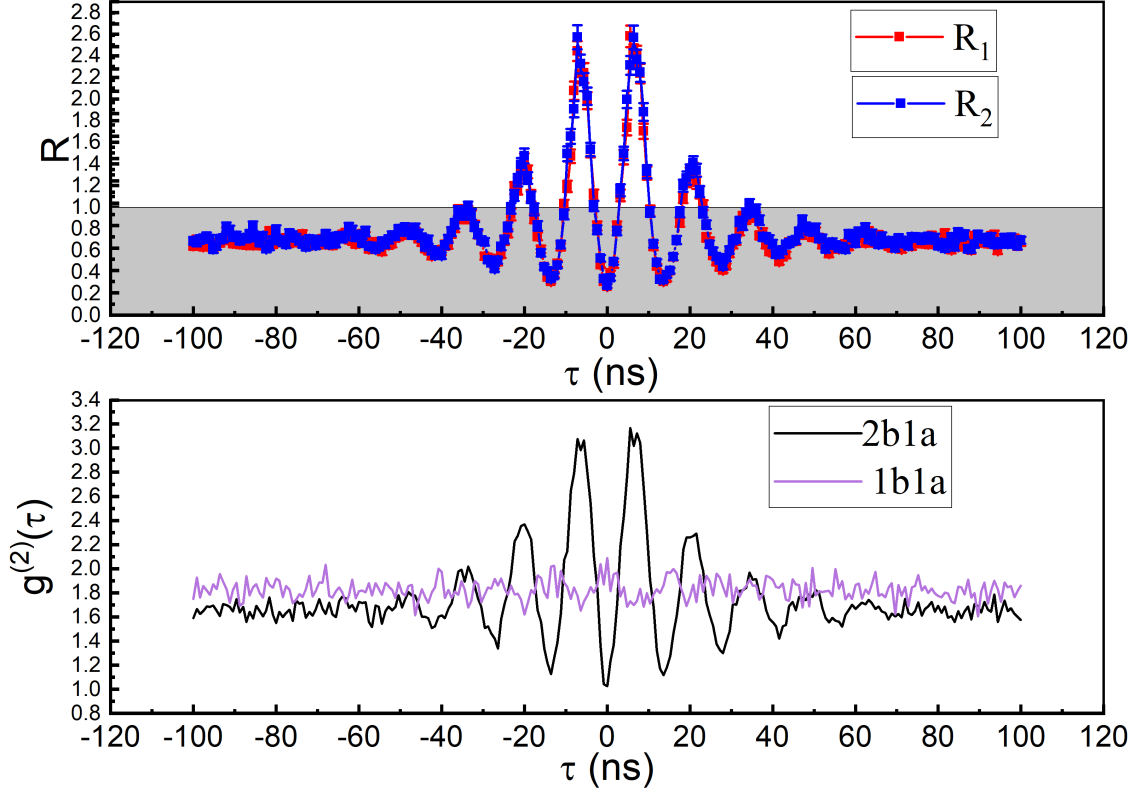


Figure 5.5: Gráfico em $\Delta = -11\Gamma$. O gráfico superior mostra as principais correlações em função do atraso de detecção entre os fótons, o gráfico inferior mostra o coeficiente de Cauchy-Schwarz em função do atraso de detecção entre os fótons. Ambos com um atraso máximo de 120 ns. A profundidade óptica dessa medida foi de $OD = 5.5$, com uma potência dos feixes de excitação de $Pot = 80\mu W$ e $R_{max} = 2.65$

A primeira vez que essas correlações foram observadas foi em [21], de autoria de nosso grupo. Nesse artigo os autores deixam claro que o resultado obtido foi uma consequência de sucessivas melhorias, porém três principais mudanças se destacam:

Primeiro, nosso grupo introduziu bombeio ótico no processo de excitação. Como vimos, a existência de qualquer campo magnético espúrio provoca o deslocamento de subníveis Zeeman. Sem o bombeio óptico, estamos favorecendo transições que não fazem parte de um sistema de dois níveis puros, ou seja, estamos favorecendo transições que participam de processos paramétricos diferentes. Na prática, esse procedimento se trata de excitarmos a nuvem com luz na polarização circular σ^+ , induzindo assim que os níveis participantes da transição sejam apenas os m_F extremos, ou seja, $(F = 2; m_F = +2) \rightarrow (F = 3; m_F = +3)$

Segundo, desligar rebombeio e campo magnético durante as medidas. Nesse caso, não desligar o rebombeio e campo magnético bagunça a fase coletiva do ensemble. No caso específico de desligar o rebombeio, isso implica que nosso sistema deixa de ser ergódico, ou seja, existe agora uma dinâmica temporal associada ao próprio bombeio óptico mas também possibilidade de vazamento da população atômica para outros níveis fora da transição cíclica durante o tempo de aquisição. Além disso como a média temporal (num ciclo) de armadilha não representa mais a média em ensemble, nesse momento é necessário fazer a média no número de armadilhas efetuadas em cada medida.

Terceiro, aumento da resolução temporal (100 ps), em relação à estudos anteriores

[26, 27] atualmente no nosso grupo temos um aumento de 10 vezes na precisão na janela de detecção. Nosso sistema de fotodetecção juntamente com os detalhes da análise de dados foi explicado no capítulo 4.

Essas três principais mudanças permitiram a observação da correlação prevista teoricamente. Porém, a fórmula da correlação deduzida (5.2) não se mostrou suficiente para incorporar todas as nuances do resultado experimental. Assim foi necessário a introdução de alguns parâmetros para que a curva experimental pudesse ser comparada com a curva analítica. Os autores de [21] propuseram então a seguinte expressão:

$$g_{12}^e = 1 + \frac{4f}{\pi^2} \left[1 + e^{-\chi\Gamma|\tau|} - 2\cos(\Delta'|\tau|)e^{-\chi\Gamma|\tau|/2} \right] \quad (5.3)$$

onde f , χ e Δ' são parâmetros adicionados empiricamente. Note que $f \neq 1$ mostra que a teoria simplificada de [26, 27] não prediz com exatidão o valor máximo das funções de correlação. Outra diferença crítica foi o aumento na taxa de decaimento $\chi > 1$. Esse efeito está intimamente ligado ao fenômeno de superradiância, um efeito coletivo. Podemos descrever, brevemente esse fenômeno: se o comprimento de onda da luz que excita os átomos for muito maior que a separação desses átomos (emissores), então esse átomos podem interagir com o campo de excitação de maneira coerente com taxa de emissão proporcional à N^2 [62]. Em outros experimentos com condições similares a dos autores foi possível observar o mesmo efeito [63, 64]. Como comentado acima, já que a superradiância depende do número de átomos é natural supor que conseguimos controlar a influência desse efeito no nosso sistema, se controlarmos o número de átomos na nuvem, o que no nosso caso é a profundidade óptica (OD). Uma dependência de χ em função da OD foi demonstrada em [56]. Por fim o parâmetro Δ' é um parâmetro que engloba pequenas variações entre a dessintonia ajustada experimentalmente e a dessintonia que é de fato vista pela nuvem. Isto acontece devido à incertezas dos moduladores acusto ópticos na mesa e também devido à incertezas no ponto de travamento da frequência do laser.

A curva 5.3, vai ser usada por nós para fitar alguns gráficos abaixo afim de estimar os parâmetros f , χ e Δ' .

5.1 R versus Δ

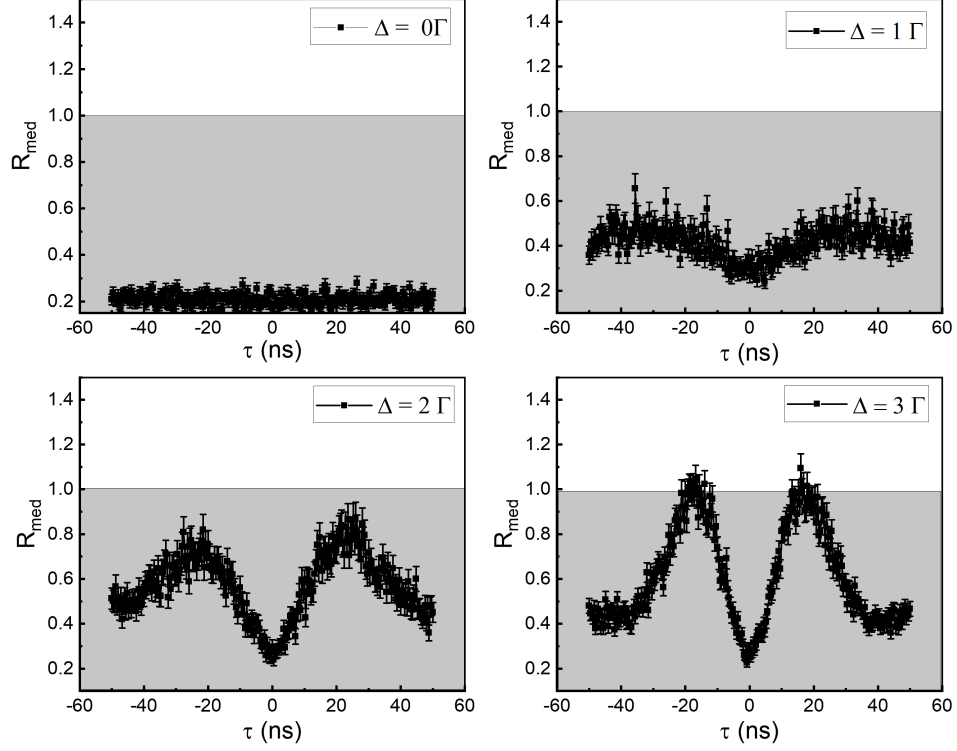


Figure 5.6: Acima, plotamos o R médio em função da dessintonia, para valores positivos próximos da ressonância. $\Delta = 0\Gamma$: $Pot_{exc} = 2.5\mu W$, $R_{max} = 0.4$; $\Delta = 1\Gamma$: $Pot_{exc} = 3.2\mu W$, $R_{max} = 0.6$; $\Delta = 2\Gamma$: $Pot_{exc} = 7.0\mu W$, $R_{max} = 1.0$; $\Delta = 3\Gamma$: $Pot_{exc} = 15\mu W$, $R_{max} = 1.14$. Para essas medidas a relação sinal ruído foi da ordem de $SNR = 1/100$ com uma $OD = 15$.

Nos fizemos aquisições para diferentes valores de Δ . Isso pode ser visto no gráfico acima. Como já foi relatado, diminuimos o máximo possível da potência dos feixes de excitação na região próximo de $\Delta = 0$, por isso, não foi possível manter a potência constante entre aquisições. É possível ver que, na ressonância, não temos violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz. Isso quer dizer que também não temos correlação cruzada entre os fótons. Conforme Δ aumenta, temos as correlações cruzadas entre os fótons aumentando e atingindo a violação de correlação clássica para o caso $\Delta = 3\Gamma$. Aproveitamos para chamar a atenção de como é possível ter autocorrelação com ausência de correlação cruzada entre os dois fótons a partir do gráfico 5.7. Perceba como 5.7 é coerente com o que estudamos para a autocorrelação de um campo caótico, como foi estudado no capítulo 2, ou seja, $g_{1b1a}^{(2)}(0) = 2$ e decai rapidamente para $g_{1b1a}^{(2)} = 1$ antes de $60ns$.

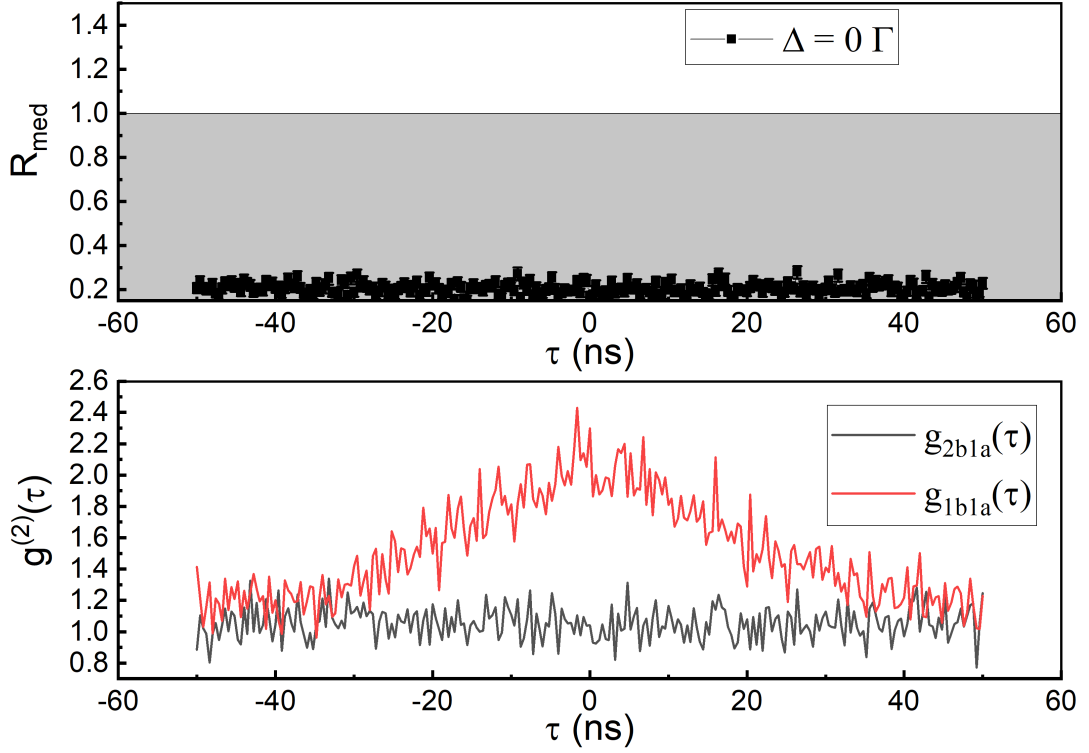


Figure 5.7: No gráfico superior temos a correlação cruzada e autocorrelação. No gráfico inferior temos o coeficiente de Cauchy-Scharz. $\Delta = 1\Gamma$: $Pot_{exc} = 2.5\mu W$, $R_{max} = 0.4$; Para essas medidas a relação sinal ruído foi da ordem de $SNR = 1/100$ com uma $OD = 15$.

Como mencionado, algo que também foi observado nos trabalhos anteriores do nosso grupo foi que existe efeito de superradiância, esse efeito compete com a mistura de quatro ondas do nosso sistema. É sabido que a superradiância depende do número de átomos no sistema, então uma forma de suprimir esse efeito é diminuir a profundidade óptica. Com a menor profundidade óptica possível fizemos aquisições de Fig. 5.8.

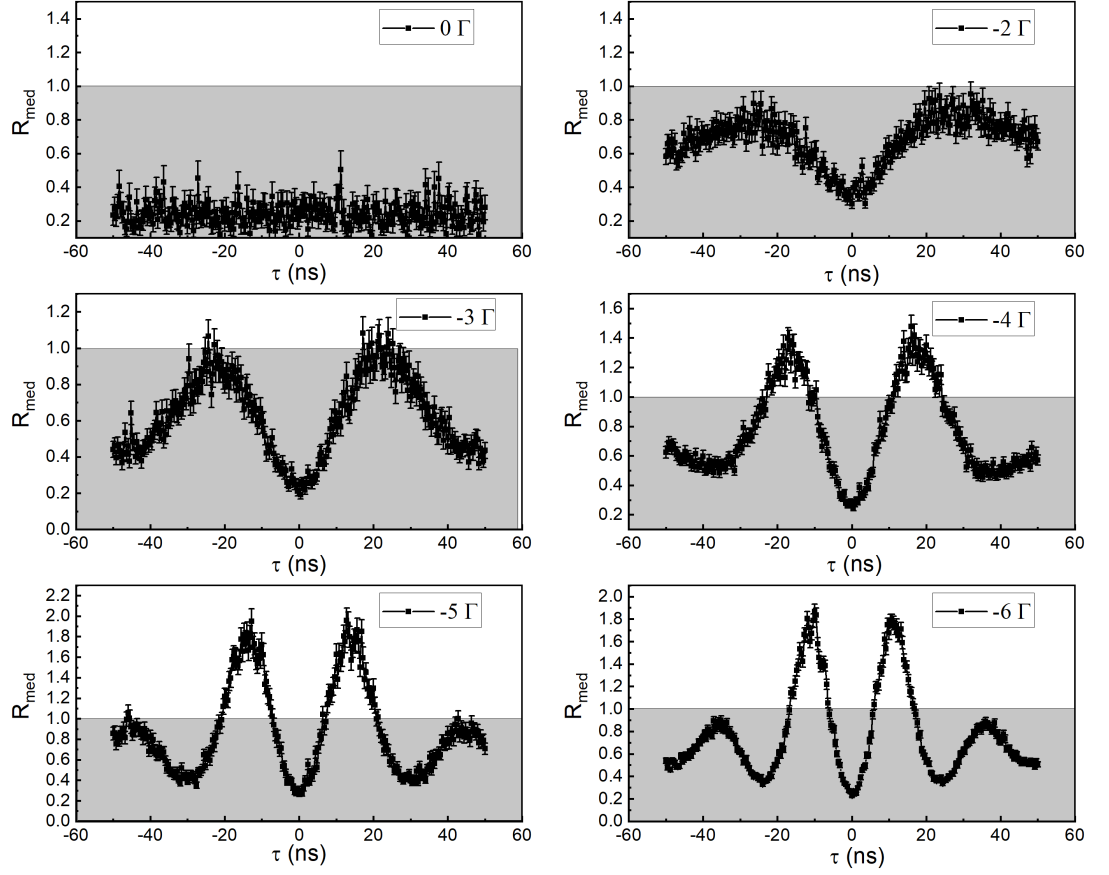


Figure 5.8: Os gráficos acima são os coeficientes Cauchy-Schwarz em função do atraso na detecção entre fótons. Algumas informações de cada caso são: $\Delta = 0\Gamma$: $Pot_{exc} = 0.5\mu W$, $R_{max} = 0.5$; $\Delta = -2\Gamma$: $Pot_{exc} = 1\mu W$, $R_{max} = 0.8$; $\Delta = -3\Gamma$: $Pot_{exc} = 2.5\mu W$, $R_{max} = 1.4$; $\Delta = -4\Gamma$: $Pot_{exc} = 7.0\mu W$, $R_{max} = 1.7$; $\Delta = -5\Gamma$: $Pot_{exc} = 16\mu W$, $R_{max} = 2.2\mu W$; $\Delta = -6\Gamma$: $Pot_{exc} = 20\mu W$, $R_{max} = 2.3$ Para essas medidas a relação sinal ruído foi da ordem de $SNR = 1/150$ com uma $OD = 5.13 \pm 0.82$.

Visando complementar a investigação anterior do nosso grupo apresentada em Fig. 5.1, feita por Lucas Marinho e Michelle Araújo, e procurando obter uma noção geral de como R_{max} varia em função de Δ , fizemos medidas de R_{max} em função de Δ para diferentes valores de dessintonia, veja Fig. 5.9. Note que as medidas de Fig. 5.5 estão com uma profundidade óptica diferente do apresentado e por isso não foram acrescentadas à 5.9. Essas últimas estão à uma profundidade óptica de ($OD \approx 15$). É possível ver que, de forma geral, entre $-10\Gamma < \Delta < 10\Gamma$ temos um crescimento no valor de R_{max} conforme aumentamos $|\Delta|$. Porém isso não permanece indefinidamente, como é possível ver em Fig. 5.1, para maiores valores de dessintonia, o valor de R_{max} chega em um pico, em aproximadamente $\Delta = 40\Gamma$ e depois começa a diminuir progressivamente. Isso é um indício de que é a partir de $\Delta = 40\Gamma$ que a relação sinal ruído (SNR) do processo de mistura de quatro ondas começa a diminuir.

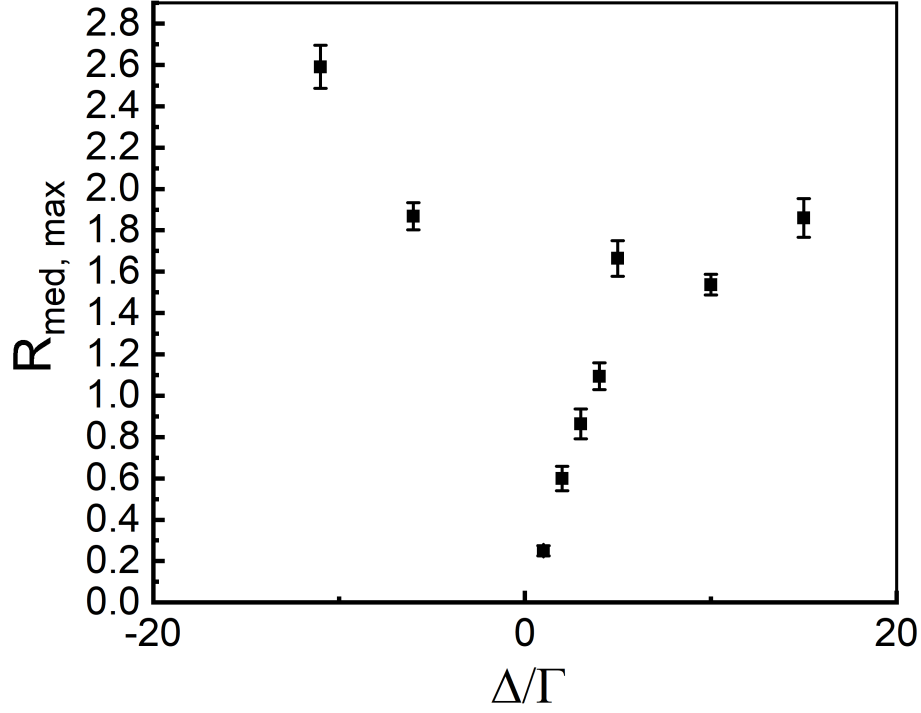


Figure 5.9: As medidas acrescentadas aqui já foram comentadas acima.

É importante ressaltar que excitar os átomos com luz abaixo da ressonância Fig. 5.8 e luz acima da ressonância Fig. 5.6 não implica que o efeito seja o mesmo. Excitando os átomos com luz abaixo da ressonância é esperado que tenhamos um resfriamento do ensemble, veja Eq. 3.25. Resfriamento esse causado pelo mesmo efeito que garante o resfriamento da AMO excitada pelos feixes de armadilha, numa proporção menor claro, pois temos intensidade, tempo de incidência na nuvem, e diâmetro do feixe menores. De maneira análoga, excitar os átomos com luz acima da ressonância implica em um pequeno aquecimento. Dessa forma foi interessante para nós procurar diferenças entre esses dois casos. No entanto, o efeito de aquecimento e resfriamento parecem ser pequenos e não notamos diferenças significativas nos tempos de decaimento das funções de correlação.

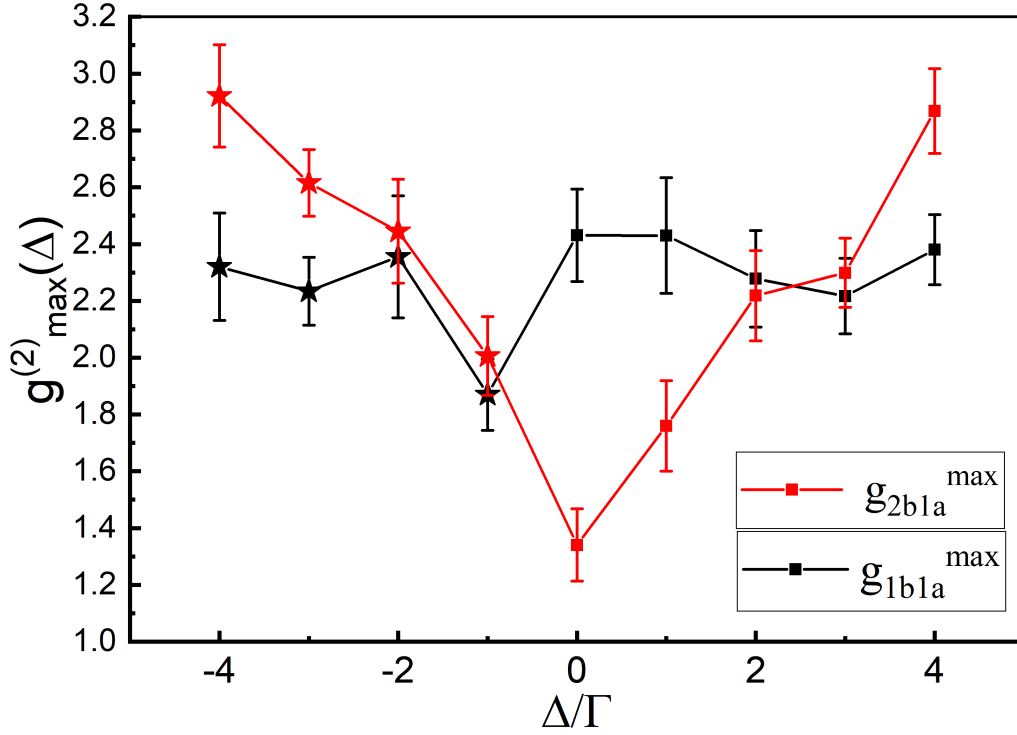


Figure 5.10: Veja que plotamos a correlação cruzada $g_{2b1a}^{(2)}$ máxima em função da autocorrelação $g_{1b1a}^{(2)}$ máxima em função da dessintonia. Assim é possível ver que na ressonância temos $g_{1b1a}^{(2)}$ não nulo apesar da ausência de $g_{2b1a}^{(2)}$. Os pontos em estrela são com uma profundidade óptica de ($OD = 5.3$), ou seja, diferente dos demais ($OD = 15$).

Aproveitamos também para investigar como a correlação cruzada ($g_{2b1a}^{(2)}(\tau)$) e a autocorrelação ($g_{1b1a}^{(2)}$) se comportam conforme avançamos em direção à ressonância ($\Delta = 0$). A figura Fig.5.7, já nos dá uma pista. Como ressaltado, vemos que os fótons que chegam nos detetores 2b e 1a estão descorrelacionados. Porém entre os fótons dos detetores 1b e 1a temos uma autocorrelação característica de um campo térmico. Estendendo essa análise para diferentes valores de dessintonia podemos ver na Fig.5.10 que ao nos aproximarmos da ressonância o comportamento característico de um campo térmico entre os fótons 1b e 1a é mantido (com $g_{1b1a}^{(2),mx} em \tau = 0$) enquanto que a correlação entre dois detetores 2b e 1a some quando vamos de $\Delta \rightarrow 0$ e reaparece quando $0 \rightarrow -\Delta$.

Algo que é possível reparar é que temos um valor de $g_{1b1a}^{(2)}(0)$ acima de 2, o que não é esperado teoricamente. Uma das principais razões para isso são flutuações no próprio travamento dos lasers que garantem a AMO, isso só pode ser confirmado depois de uma investigação mais detalhada, que vai ser feita posteriormente. A ideia é que nem todas as armadilhas foram preparadas com as mesmas condições iniciais e flutuações podem ser observadas no comportamento da probabilidade simples de detecção em um dos detetores, ou seja $p_i = \frac{N_i}{N_{tot}}$. Aqui, N_i é o número de contagens simples e N_{tot} o número de armadilhas.

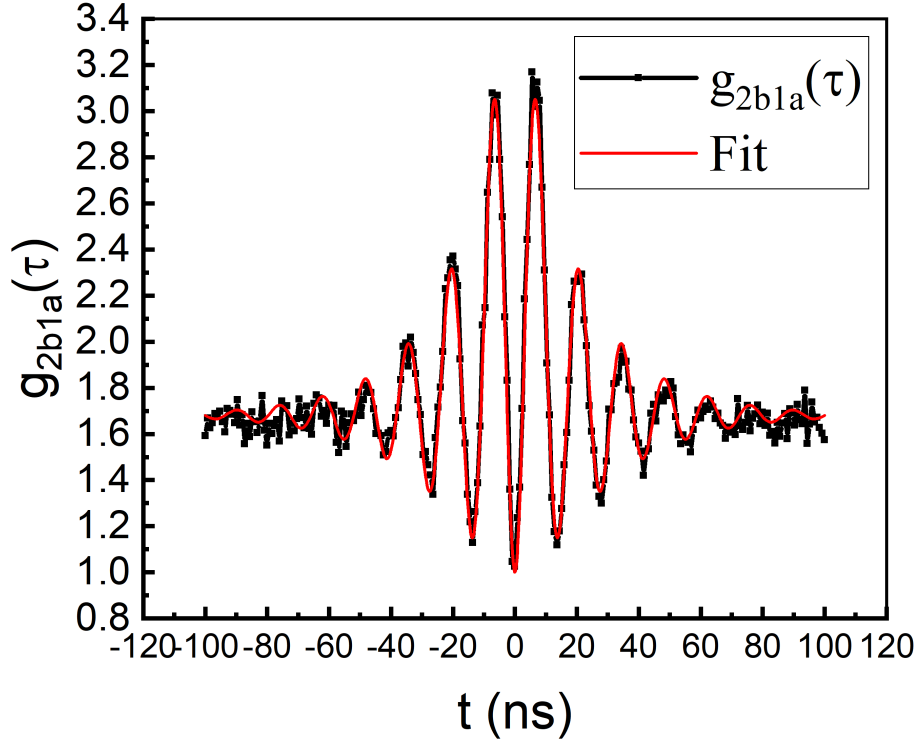


Figure 5.11: Gráfico de $\Delta = -11\Gamma$ com fit, obtivemos os valores dos parâmetros de $\chi = 2.40 \pm 0.05$, $f = 1.62 \pm 0.01$, $\Delta' = -11.93\Gamma \pm 0.02$. A profundidade óptica nesse caso é de $OD = 5.13$.

Fizemos também uma outra análise interessante dos nossos dados, onde usamos a fórmula 5.3 para plotar alguns casos, veja por exemplo Fig. 5.11. A curva teórica, se ajusta muito bem à curva experimental. Como é possível ver em Fig. 5.11, temos o fit de 5.5. Obtivemos os valores dos parâmetros de $\chi = 2.40$, $f = 1.62$, $\Delta' = -11.93\Gamma$. Primeiramente podemos destacar o fato de $f \neq 1$ o que evidencia que a teoria simplificada não prevê bem o máximo das funções de correlação. Já o $\chi > 1$ demonstra que existe uma taxa de decaimento maior que a natural, característica de superradiância. E o $\Delta' = -11.93\Gamma$ está em acordo com o ajustado experimentalmente, como sendo $\Delta' = -11\Gamma$. Fizemos também um outro fit, com $\Delta = 11\Gamma$ (Fig. 5.12). Mais uma vez, observamos $f \neq 1$, mostrando que o valor máximo da expressão de $g_{2b1a}^{(2)}(\tau)$ não condiz com os resultados experimentais. O ponto que queremos destacar aqui é o de $\chi = 3.79 \pm 0.14$, note que esse valor de χ é maior aqui, do que no primeiro fit que discutimos. Isso acontece porque na situação com $\Delta = 11\Gamma$ temos uma profundidade óptica de $OD = 15$, ou seja, maior número de átomos e maior efeito de superradiância. No caso de $\Delta = -11\Gamma$, temos uma profundidade de $OD = 5.3$ o que significa menos átomos e menos efeito de superradiância. Porém, para que essa comparação faça sentido é necessário lembramos que a superradiância, para nossos sistema, não depende da dessintonia, isso está em acordo com [56].

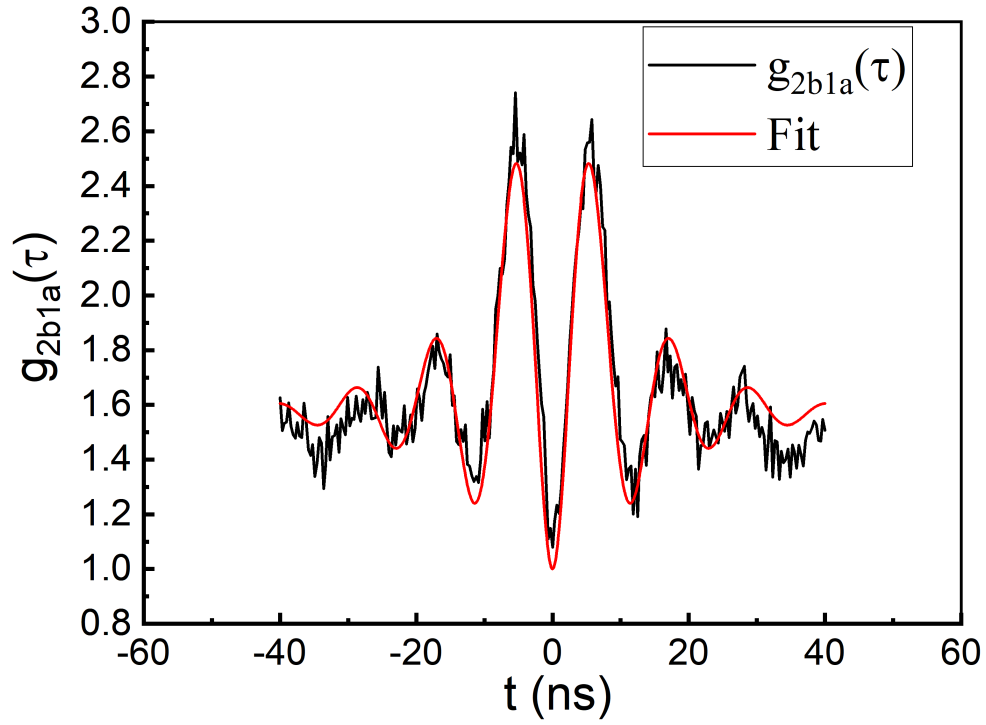


Figure 5.12: Gráfico de $\Delta = +11\Gamma$ com fit, obtivemos os valores dos parâmetros de $\chi = 3.79 \pm 0.14$, $f = 1.41 \pm 0.02$, $\Delta' = (11.38 \pm 0.06)\Gamma$. A profundidade óptica nesse caso é de $OD \approx 15$.

Aproveitamos e mostramos de outra forma a variação do máximo de correlação em função da profundidade óptica. Assim deixamos claro com medidas diferentes, como a superradiância mitiga o máximo de violação de correlação clássica. Esses gráficos foram elaborados a partir da concatenação de diferentes medidas para mesma dessintonia e $OD = 3, 6$ e 13 somando um tempo de aquisição total de 90 minutos.

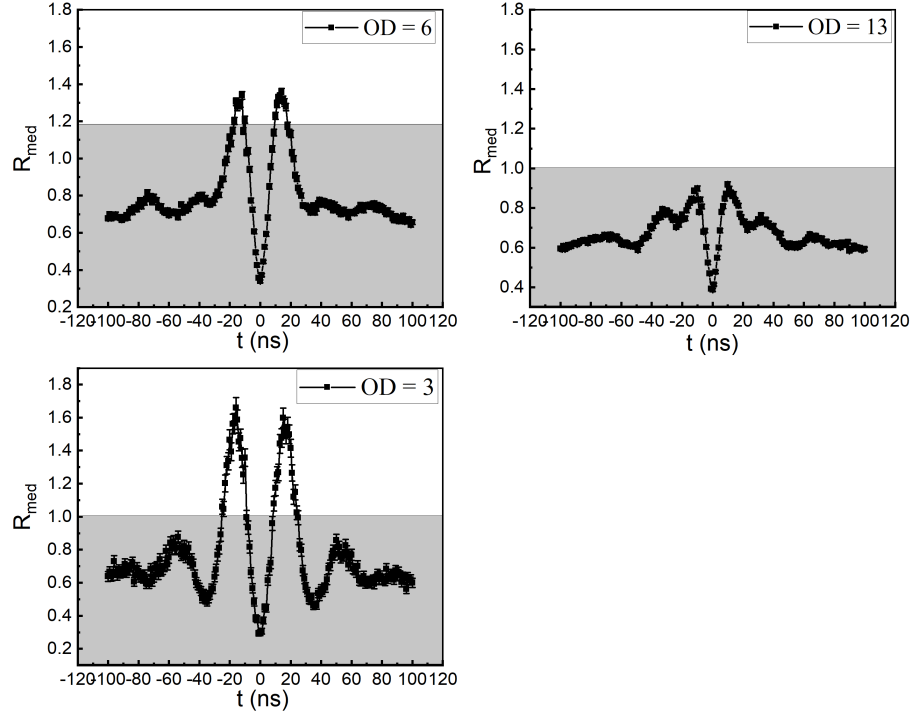


Figure 5.13: Gráfico de R médio para diferentes profundidades ópticas. A dessintonia nesse caso é de $\Delta = 4\Gamma$ e o tempo total de aquisição das medidas é de $\Delta t = 90$ minutos. A curva com $OD = 3$ (com menor número de átomos) é a que possui maior valor de violação, demonstrando um menor efeito de superradiância. A curva com $OD = 13$ (com maior número de átomos) é a que possui menor violação, demonstrando um maior efeito de superradiância.

É importante ressaltar que o patamar que define o mínimo de correlação não está constante. Isso acontece porque foram concatenadas várias medidas que, em tese, reproduzem as mesmas condições iniciais. Como sabemos, isso não acontece sempre. Entre uma medida e outra (com travamento diferente) a probabilidade de detecção de fótons pode ter mudado drasticamente e isso é sinal que a medida está numa situação muito distante das demais e deve ser descartada, além de não ficar constante a probabilidade pode flutuar no tempo. Esse tipo de análise mais cuidadosa com certeza deve fazer parte de nossas perspectivas futuras para o tratamento de tais dados.

6 Conclusões e Perspectivas

Nesta Tese discutimos os aspectos teóricos que embasam o processo de mistura de quatro ondas. Mais especificamente, a mistura de quatro ondas espontânea, ou seja, quando dois feixes de excitação interagindo com o vácuo geram um quarto feixe. Essa mistura acontece entre dois níveis puros de um ensemble de átomos frios de ^{87}Rb numa armadilha magneto óptica. Demonstramos, baseados em [26, 27, 29], dois tipos de espalhamento que acontecem gerando fótons com frequências ω_0 e $\omega_0 + 2\Delta$. Além disso apresentamos e discutimos teoricamente o processo de fotocontagem e estatística de fótons, destacando processos como bunching e antibunching. Também introduzimos o conceito de violação de Cauchy-Schwarz juntamente com o coeficiente de Cauchy-Schwarz que foi o marcador de correlações não clássicas ao longo desse trabalho.

Apresentamos também aspectos teóricos do processo de resfriamento dos átomos que compõem o ensemble. Esse ensemble é garantido por uma armadilha magnetó óptica (AMO) que os resfria à algumas centenas de μK . Apresentamos alguns conceitos como: pressão de radiação, melaço óptico e limite Doppler para o resfriamento. Além disso, falamos também sobre o aparato experimental necessário para que o resfriamento aconteça, descrevemos como um par de feixes contrapropagantes nas direções x , y e z são cruciais para que o processo aconteça, pois criam uma pressão de radiação que reduz a energia cinética dos átomos no ensemble. Mais que isso, falamos também da necessidade de um campo magnético produzido por um par de bobinas em configuração anti-helmholtz, esse par de bobinas cria uma força restauradora nos átomos em direção ao centro da AMO. Ademais, falamos também da importância da polarização dos feixes de resfriamento que precisam ser ortogonais para feixes contrapropagantes. Para isso, discutimos esse aspecto em um modelo teórico unidimensional. Ainda falando sobre características do nosso aparato experimental, propusemos a alteração da montagem de um dos braços do resfriamento da AMO (eixo z), isso garantiu a melhora em intensidade de um feixe que antes era retrorefletido o que causava uma perda de profundidade óptica. Também comparamos as características de nossos lasers antigos com as características dos novos lasers que compoem a mesa.

Ainda no contexto da configuração experimental da AMO, ressaltamos a importância de cancelarmos o campo magnético espúrio, já que este contribui para a quebra de degenerescência dos sub-níveis Zemann de nossos níveis de interesse $5S_{1/2}(F = 2)$ e $5P_{3/2}(F = 3)$ da linha D_2 do ^{87}Rb . Mostramos o procedimento de como isso é feito, além de chamar atenção para quais os equipamentos e softwares usados.

Seguindo a sequência desse manuscrito, no capítulo 4, relembramos as principais conclusões de nosso grupo que observou correlações não clássicas pela primeira vez num sistema do tipo do nosso (ensemble de átomos frios). Discutimos, também que um aumento na degenerescência dos subníveis Zemann inserindo propositalmente um campo uniforme na direção de detecção não melhora a qualidade das correlações não clássicas ($g^{(2)}(\tau)$). A partir daí surgiu a ideia de usarmos filtros espectrais (interferômetro Fabry-

Perot) para filtrarmos os fótons que não estavam correlacionados e de fato observarmos um aumento na correlação, ou seja, nos propusemos a filtrar os fótons com frequência ω . Obtivemos um aumento de correlação que culminou na publicação de [22]. Para isso utilizamos interferômetros comerciais com largura aproximada de 600MHz . No capítulo 4 descrevemos com detalhe nossos objetivos e desafios na montagem do aparato experimental. Entre as observações que constatamos, quando tínhamos um aumento de correlação para $\tau > 0$ tínhamos uma ausência de correlação para $\tau < 0$ e vice-versa, dependendo do braço de detecção em que colocávamos o filtro. Isso nos mostrou que o fóton com frequência $\omega_0 + 2\Delta$ é o que passa menos tempo na nuvem e chega primeiro aos detetores, isso pôde ser constatado já que usamos o primeiro fóton que chega no braço 1 como referência para calcular o τ , que é o atraso entre os fótons.

Além disso, nesse capítulo, propusemos um novo aparato experimental que permitiu aumentar a potência dos feixes de excitação da nuvem de átomos frios por pelo menos 7 vezes mais em relação à investigação anterior. Esse aumento de potência foi motivado primeiramente porque era esperado um aumento na correlação não clássica, se tivéssemos um aumento na potência dos feixes de excitação. Além disso, o aumento na potência dos feixes de excitação, foi bem vindo porque a eficiência dos nossos filtros espectrais dependia da dessintonia e um aumento da dessintonia pedia um aumento na potência de excitação. Fizemos isso introduzindo na nossa mesa óptica um terceiro laser, que possuía um diodo escravo, isso quer dizer que ele seguia um outro laser de referência (chamado Mestre) mas entregava uma potência muito maior. Mostramos no entanto, que aumentando dessintonia e potência juntos tivemos uma piora da relação sinal ruído (Signal to Noise Ratio, SNR) e não valeria mais a pena aumentar a dessintonia além de 72Γ . Em relação ao laser escravo, mostramos uma comparação entre as curvas de absorção saturada entre escravo e mestre e como isso é importante para caracterizarmos a luz do escravo. Além disso, discutimos como garantir que a luz emitida está monomodo com o uso de um Fabry-Perot em espaço livre. Chamamos a atenção para o ruído de fase do laser da Sanyo que usamos em vários experimentos anteriores [48, 49, 50, 51] e como esse ruído poderia ser visto no Fabry-Perot.

Investigamos também as correlações não clássicas para alguns casos onde $-10\Gamma < \Delta < +10\Gamma$. Essa foi uma região de parâmetros onde o nosso grupo identificou uma dificuldade em analisar as medidas em tentativas anteriores. Nesse trabalho, nossa proposta foi de realizar essas medidas para que tivéssemos uma descrição mais completa do nosso sistema. Isso se traduz no gráfico da Fig. 5.9. Para isso fizemos medidas mais curtas e sempre atentos ao limite de saturação dos detetores. Uma das outras motivações dessa investigação foi o trabalho de [61], onde um outro grupo usou átomos de Cs aprisionados em fibra. Isto quer dizer que a mistura de quatro ondas gerada aconteceu apenas em uma dimensão, o que difere bastante do nosso caso. Os fótons gerados em frequência diferente do feixe de excitação são chamados de espalhamento incoerente e os fótons gerados na frequência do laser de excitação são chamados de espalhamento coerente. Através do ajuste da dessintonia Δ e número de átomos (que no nosso caso se traduz em profundidade óptica OD) o outro grupo mostrou que é possível aumentar o valor de $g^{(2)}(0)$ até seu valor máximo. Dentro desse contexto, tentamos, próximo à ressonância, filtrar mais o fóton de frequência $\omega_0 + 2\Delta$, ajustando os parâmetros OD e Δ . Porém, o que observamos foi que não houve aumento na correlação que pudesse ser comparado com o uso do filtro espectral. Quanto a isso algumas considerações podem ser feitas. Algumas diferenças devem ser observadas quando comparamos nosso experimento com o do grupo acima. Primeiro, o grupo [61] usou átomos de Cs aprisionados em fibra, isto quer dizer que a mistura de quatro ondas gerada aconteceu apenas em uma dimensão, o que difere bastante do nosso caso. Além

disso, é comum em vários contextos de investigação experimental, que a dimensionalidade do sistema tenha um papel importantíssimo nos resultados obtidos e aqui não deve ser diferente, então não é trivial considerar que um efeito observado em uma dimensão seja também observado em três dimensões. Uma outra consideração a ser feita é a de que não podemos garantir que o grupo faz a mistura de quatro ondas com dois níveis puros, pois não existe bombeio óptico, isso é um aspecto que deve ser levado em consideração quando comparando os dois casos e depende da estrutura de níveis do Cs e da transição escolhida como cíclica. Por fim, algumas perspectivas futuras a respeito desse trabalho podem ser traçadas: Como comentado anteriormente, as análises apresentadas acima dizem respeito à apenas a escala de tempo de nanosegundos. Sabemos de investigações anteriores de nosso grupo que existe uma dinâmica na função de correlação $g^{(2)}(\tau)$ que está em uma escala de tempo de microsegundos, vale a pena então analisarmos essa dinâmica afim de caracterizar seu comportamento para nosso caso de dessintonias próximas da ressonância. Além disso, para as medidas acima, podemos também calcular a probabilidade de detecção de fótons em função do tempo em cada detetor individualmente. Sabemos que, para um sistema ergódico, essa probabilidade de detecção deve ser constante no tempo, só aí é válido trocar médias em ensemble por médias no tempo. Cabe portanto uma análise mais profunda dessas probabilidades. No entanto, esperamos que essa validade se verifique já que tanto a função de correlação cruzada quando a autocorrelação possuem características compatíveis com as previsões teóricas, concluídas a partir do estudo de estatística de fótons do capítulo 2 (Eq. (2.68)). No mais, um estudo mais elaborado sobre o comportamento das funções de autocorrelação ao nível da função de correlação cruzada também seria interessante. Por último, mas não menos importante, é necessário a conclusão da eletrônica de sintonização do Fabry-Perot em espaço livre para que seja possível o uso em tempo real desse filtro. Além disso, devemos replicar o aparato para que cada um seja alocado em um braço de detecção e então seja possível o uso de filtros eficientes na região de baixa dessintonia. Um resultado interessante pode vir do uso desses filtros espectrais para investigar o coeficiente de Cauchy-Schwarz no caso de $\Delta = 40\Gamma$, que é a dessintonia que nos apresentou um valor máximo de violação das correlações clássicas.

References

- [1] Elizabeth Knowles. *The Oxford dictionary of phrase and fable*. OUP Oxford, 2006.
- [2] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:777–780, May 1935.
- [3] Fritz Rohrlich. Schrödinger and the interpretation of quantum mechanics. *Foundations of Physics*, 17(12):1205–1220, Dec 1987.
- [4] D. Bohm. *Quantum Theory*. Dover books in science and mathematics. Dover Publications, 1989.
- [5] T. H. MAIMAN. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, Aug 1960.
- [6] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7:118–119, Aug 1961.
- [7] EJ Woodbury and WK Ng. Ruby laser operation in the near ir. *proc. IRE*, 50(11):2347–2348, 1962.
- [8] Y.-R. Shen. *Stimulated Raman Scattering*, pages 275–328. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1975.
- [9] W. Kaiser and C. G. B. Garrett. Two-photon excitation in CaF_2 : Eu^{2+} . *Phys. Rev. Lett.*, 7:229–231, Sep 1961.
- [10] Paul Donne. Maker, Robert W. Terhune, and Chandra Savage. Optical third harmonic generation. 1964.
- [11] Morton H. Rubin, David N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko. Theory of two-photon entanglement in type-ii optical parametric down-conversion. *Phys. Rev. A*, 50:5122–5133, Dec 1994.
- [12] DN Klyshko. Photon and nonlinear optics (gordon and breach science, new york, 1988).
- [13] L. Mandel. Quantum effects in one-photon and two-photon interference. *Rev. Mod. Phys.*, 71:S274–S282, Mar 1999.
- [14] Morton H. Rubin. Transverse correlation in optical spontaneous parametric down-conversion. *Phys. Rev. A*, 54:5349–5360, Dec 1996.

- [15] Anton Zeilinger. Experiment and the foundations of quantum physics. *Rev. Mod. Phys.*, 71:S288–S297, Mar 1999.
- [16] SE Harris, MK Oshman, and RL Byer. Observation of tunable optical parametric fluorescence. *Physical Review Letters*, 18(18):732, 1967.
- [17] David C Burnham and Donald L Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Physical Review Letters*, 25(2):84, 1970.
- [18] ZY Ou and YJ Lu. Cavity enhanced spontaneous parametric down-conversion for the prolongation of correlation time between conjugate photons. *Physical Review Letters*, 83(13):2556, 1999.
- [19] Matthias Scholz, Lars Koch, and Oliver Benson. Statistics of narrow-band single photons for quantum memories generated by ultrabright cavity-enhanced parametric down-conversion. *Physical review letters*, 102(6):063603, 2009.
- [20] Jianming Wen, Shengwang Du, and Morton H Rubin. Biphoton generation in a two-level atomic ensemble. *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 75(3):033809, 2007.
- [21] Michelle O Araújo, Lucas S Marinho, and Daniel Felinto. Observation of nonclassical correlations in biphotons generated from an ensemble of pure two-level atoms. *Physical Review Letters*, 128(8):083601, 2022.
- [22] Lucas S. Marinho, Michelle O. Araújo, Wellington Martins, and Daniel Felinto. Enhancing nonclassical correlations for light scattered by an ensemble of cold two-level atoms. *Opt. Lett.*, 48(12):3323–3326, Jun 2023.
- [23] Lea Boßmann, Robert Grummt, and Martin Kolb. On the dipole approximation with error estimates. *Letters in Mathematical Physics*, 108(1):185–193, Jan (2018).
- [24] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light, 3rd ed. (Oxford Science Publications)*. Oxford University Press, USA, 3 edition, (2000).
- [25] A. Yariv. *Quantum electronics*. John Wiley & Sons, (1989).
- [26] J. Wen, S. Du, and M. H. Rubin. Biphoton generation in a two-level atomic ensemble. *Phys. Rev. A*, 75:033809, Mar (2007).
- [27] S. Du, J. Wen, M. H. Rubin, and G. Y. Yin. Four-wave mixing and biphoton generation in a two-level system. *Phys. Rev. Lett.*, 98:053601, Jan (2007).
- [28] L. Zhao, Y. Su, and S. Du. Narrowband biphoton generation in the group delay regime. *Phys. Rev. A*, 93:033815, Mar (2016).
- [29] S. Du, J. Wen, and M. H. Rubin. Narrowband biphoton generation near atomic resonance. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(12):C98–C108, Dec (2008).
- [30] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, CA, 3 edition, 2008.
- [31] Robert W. Boyd, Michael G. Raymer, Paul Narum, and Donald J. Harter. Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system. *Phys. Rev. A*, 24:411–423, Jul 1981.

- [32] H. A. Schwarz. Über ein Flächen kleinsten Flächeninhalts betreffendes Problem der Variationsrechnung. *Acta Societatis Scientiarum Fennicae XV*, 318, (1888).
- [33] J.W. Goodman. *Statistical Optics*. Wiley, New York, 2 edition, (2015).
- [34] Rodney Four. Photon bunching and antibunching. *Physics Bulletin*, 27(1):21–23, jan (1976).
- [35] C. Gerry and P. Knight. *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, (2004).
- [36] Wikipedia. *Photon Antibunching*. Acessado em 14 de Fev. de 2024.
- [37] J. F. Clauser. Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect. *Phys. Rev. D*, 9:853–860, Feb (1974).
- [38] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48–51, Jul (1985).
- [39] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57:314–317, Jul 1986.
- [40] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634, Dec 1987.
- [41] Press release: The 1997 nobel prize in physics. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/press-release/>. Accessed: 2022-06-15.
- [42] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data. (2015).
- [43] Ammis Sánchez Alvarez. Armadilha magneto ótica de rubídio e mistura de quatro ondas no vapor atômico. Master's thesis, Universidade Federal de Pernambuco, 2016.
- [44] Carl E Wieman. Doppler-free saturated absorption spectroscopy: laser spectroscopy. *Advanced Optics Laboratory*, pag, pages 14–15.
- [45] C. J. Foot. *Atomic physics*. Oxford University Press, (2005).
- [46] Johan Erasmo OSPINA MORALES. Montagem do experimento para a geração de pares de fótons individuais a partir de ensembles atômicos numa armadilha magneto-óptica. Master's thesis, Universidade Federal de Pernambuco, 2016.
- [47] M Weel and A Kumarakrishnan. Laser-frequency stabilization using a lock-in amplifier. *Canadian Journal of Physics*, 80(12):1449–1458, (2002).
- [48] M. O. Araújo, L. S. Marinho, and D. Felinto. Observation of nonclassical correlations in biphotons generated from an ensemble of pure two-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 128:083601, Feb (2022).
- [49] R. S.N. Moreira, P. J. Cavalcanti, L. F. Muñoz-Martínez, J. E.O. Morales, P. L. Saldanha, J. W.R. Tabosa, and D. Felinto. Nonvolatile atomic memory in the spontaneous scattering of light from cold two-level atoms. *Optics Communications*, 495:127075, (2021).

- [50] R. S. N. Moreira. Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da mecânica quântica e caracterização de novas memórias atômicas. *Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco*, (2018).
- [51] L. Ortiz-Gutiérrez, L. F. Muñoz Martínez, D. F. Barros, J. E. O. Morales, R. S. N. Moreira, N. D. Alves, A. F. G. Tieco, P. L. Saldanha, and D. Felinto. Experimental fock-state superradiance. *Phys. Rev. Lett.*, 120:083603, Feb 2018.
- [52] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54:2596–2599, Jun (1985).
- [53] D. F. Swinehart. The beer-lambert law. *Journal of Chemical Education*, 39(7):333, 1962.
- [54] A. J. F. de Almeida, M.-A. Maynard, C. Banerjee, D. Felinto, F. Goldfarb, and J. W. R. Tabosa. Nonvolatile optical memory via recoil-induced resonance in a pure two-level system. *Phys. Rev. A*, 94:063834, Dec 2016.
- [55] Raoni S.N. Moreira, Paulo J. Cavalcanti, Luis F. Muñoz-Martínez, Johan E.O. Morales, Pablo L. Saldanha, José W.R. Tabosa, and Daniel Felinto. Nonvolatile atomic memory in the spontaneous scattering of light from cold two-level atoms. *Optics Communications*, 495:127075, 2021.
- [56] Lucas Soares MARINHO. Correlações não clássicas via mistura de quatro ondas em átomos frios com dois níveis de energia puros. 2022.
- [57] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, and P. D. Lett. Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor. *Opt. Lett.*, 32(2):178–180, Jan 2007.
- [58] Mari W Maeda, Prem Kumar, and Jeffrey H Shapiro. Observation of squeezed noise produced by forward four-wave mixing in sodium vapor. *Optics letters*, 12(3):161–163, 1987.
- [59] R_E Slusher, LW Hollberg, Bernard Yurke, JC Mertz, and JF Valley. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity. *Physical review letters*, 55(22):2409, 1985.
- [60] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414(6862):413–418, Nov (2001).
- [61] Martin Cordier, Max Schemmer, Philipp Schneeweiss, Jürgen Volz, and Arno Rauschenbeutel. Tailoring photon statistics with an atom-based two-photon interferometer. *Physical Review Letters*, 131(18):183601, 2023.
- [62] M. Gross and S. Haroche. Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission. *Physics Reports*, 93(5):301–396, 1982.
- [63] L Ortiz-Gutiérrez, LF Muñoz-Martínez, DF Barros, JEO Morales, RSN Moreira, ND Alves, AFG Tieco, PL Saldanha, and D Felinto. Experimental fock-state superradiance. *Physical review letters*, 120(8):083603, 2018.

- [64] Michelle O Araújo, Ivor Krešić, Robin Kaiser, and William Guerin. Superradiance in a large and dilute cloud of cold atoms in the linear-optics regime. *Physical review letters*, 117(7):073002, 2016.