



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física - CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física

Alyson José Alves Carvalho

Rota para absorção de fótons individuais ultracurtos por um
meio atômico

Recife

2020

Alyson José Alves Carvalho

Rota para absorção de fótons individuais ultracurtos por um
meio atômico

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

Orientador: Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa

Recife

2020

Catálogo na fonte
Bibliotecária Arabelly Ascoli CRB4-2068

C331r Carvalho, Alyson José Alves
Rota para absorção de fótons individuais ultracurtos por um meio atômico / Alyson José Alves Carvalho. – 2020.
119 f.: il. fig., tab.

Orientador: Daniel Felinto Pires Barbosa
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco.
CCEN. Física. Recife, 2020.
Inclui referências.

1. Fótons individuais. 2. Conversão paramétrica descendente.
3. Memória quântica óptica. 4. Controle coerente. I. Barbosa, Daniel Felinto Pires (orientador). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-CCEN 2020-135

Alyson José Alves Carvalho

Rota para absorção de fótons individuais ultracurtos por um meio atômico

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.

Aprovada em: 13/03/2020.

BANCA EXAMINADORA

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

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli
(Examinador interno)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Márcio Heraclito Gonsalves de Miranda
(Examinador interno)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat de Silans
(Examinador externo)
Universidade Federal da Paraíba

Prof. Dr. Gabriel Horacio Aguilar
(Examinador externo)
Instituto de Física-Universidade do Rio de Janeiro

AGRADECIMENTOS

A conclusão deste trabalho deve-se ao apoio e incentivo de diversas pessoas e entidades. Por isso quero expressar minha gratidão a todos aqueles que tornaram possível a sua realização:

Ao Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa, por ter aceitado me orientar compartilhando seus conhecimentos com paciência e dedicação durante o desenvolvimento deste trabalho. Obrigado por me aconselhar e me ajudar desde o dia em que cheguei no departamento de física.

Ao Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli, pela paciência e didática na transmissão do conhecimento. Isto favoreceu o meu aprendizado. Além disso, sua determinação na manutenção do sistema do laser de femtosegundos tornou essa pesquisa viável.

A Prof^a Sandra Sampaio Vianna, por seus ensinamentos desde à disciplina de Teoria Quântica I. Seus questionamentos e sugestões ajudaram no desenvolvimento deste trabalho.

Ao Dr. Raoni Savio de Negreiros Moreira, pela colaboração efetiva no desenvolvimento da teoria descrita nesta tese.

Ao prof. Dr. José Ferraz de Moura Nunes Filho da UFRPE, pelas discussões físicas e questionamentos acerca da tese.

À minha Família pela compreensão e confiança depositadas em mim. Em especial minha esposa Denise, e meus filhos Ana Luiza, Davi e Izabella que suportaram minha ausência em vários momentos.

Aos meus companheiros de curso e aos amigos que fiz durante essa caminhada. Menciono especialmente Antonio Jorge, André Amado, Fillipe, Ricardo (Rick), Pablo, Joas, Azadeh, Natália, Leonardo, Francisco Carol, Raoni, Pedro, Camilo (papai), Jesus, Ferreira, Nicolas, Cecília, Lucas, Alexandre, Wellington e Emerson.

A todos os professores do DF pela disposição em dividir seus conhecimentos durante os cursos ministrados. Em especial, agradeço à Sandra Vianna, Ernesto Raposo, Paulo Campos, Daniel Felinto, Márcio Miranda e Fernando Parísio.

Aos amigos técnicos administrativos pelo incentivo e apoio na etapa final deste trabalho. Em especial, Daniel (Tec. em eletrônica), Willian (Téc. em refrigeração), Hélio (Téc. em eletrotécnica), Joana Callado, Kelno (Técs. em lab. de física) e Aleksandra Melo (secretária da Pós-Graduação) por resolver todas as burocracias chatas do doutorado.

RESUMO

O armazenamento de fótons individuais “ultra banda larga” derivados de uma fonte baseada em conversão paramétrica descendente apresenta grande potencial para promover um desenvolvimento significativo no campo da informação quântica. O desafio, no entanto, é a incompatibilidade entre a duração do fóton (ultracurto) e o tempo de vida longo requerido para a memória, que se traduzem em faixas de frequência bastante diferentes para os dois sistemas. Essa dificuldade pode ser mapeada para o problema de como um meio de banda estreita pode absorver eficientemente um pulso de luz banda larga. Nesta tese, é apresentada uma abordagem detalhada para esse problema, focando na absorção de fótons com ~ 800 nm, uma escolha comum para fontes de conversão paramétrica descendente, por um vapor de átomos de Rubídio aquecido. Para isso, é empregado um campo de controle intenso para conduzir uma transição sequencial de dois fótons nos átomos, juntamente com um campo de sinal fraco consistentes com pulsos de luz de femtosegundos limitados por transformada de Fourier. Portanto, é realizada uma descrição detalhada mostrando como medir pequenas absorções do pulso do sinal e como melhorar essa absorção através dos vários parâmetros do problema. Os resultados são modelados por uma teoria perturbativa adequada ao atual regime de absorção fraca. O uso sistemático de máscaras espectrais no pulso de sinal favoreceu o aumento de absorção por um fator de $\sim 1,6$ em comparação com o pico de absorção obtido no regime de pulsos limitados por transformada de Fourier. Por fim, é fornecido um roteiro com estratégias diferentes para obter absorções maiores.

Palavras-chave: Fótons individuais. Conversão paramétrica descendente. Memória quântica óptica. Controle coerente. Modelador de pulsos.

ABSTRACT

The storage of broadband single photons from a parametric-down-conversion source is a capability with the potential to foster significant development in the field of quantum information. A particular challenge to this problem, however, is the mismatch between the short-lived photon and the long-lived memories, which translates into quite different frequency bands for the two systems. Ultimately, this difficulty can be mapped into the problem of how a narrowband medium can efficiently absorb a broadband pulse of light. Here we present a detailed approach to this problem focusing on the absorption of photons at 800 nm, a common choice for parametric-down-conversion sources, by hot vapors of rubidium atoms. For this, we employ a stronger control field to drive a sequential twophoton transition on the atoms, which is intrinsically broadband, together with a weak signal field consisting of a femtosecond pulse of light. We describe then how to measure small absorptions of the signal pulse and how to improve this absorption through the various parameters of the problem. Our results are modeled by a perturbative theory suitable to our present weak-absorption regime. The systematic use of spectral masks in the signal pulse favored the enhancement in absorption by a factor of ~ 1.6 compared to the peak absorption obtained in the regime of pulses limited by transform. Finally, we provide a roadmap with different strategies to achieve larger absorptions.

Keywords: Single photons. Parametric down conversion. Optical quantum memory. Coherent control. Pulse Shaper.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	9
2	FONTE DE PARES DE FÓTONS ULTRACURTOS EMARANHADOS EM POLARIZAÇÃO	12
2.1	Motivação	12
2.2	Geração de pares de fótons emaranhados	14
2.2.1	Efeitos não lineares em cristal $\chi^{(2)}$	17
2.3	Arranjo experimental	20
2.3.1	O laser	20
2.3.2	A fonte de pares de fótons	22
2.4	O sistema de detecção	26
2.5	Caracterização da fonte	28
2.6	Considerações finais	32
3	AUMENTO DA ABSORÇÃO DE UM FRACO PULSO DE LUZ ULTRACURTO POR UM MEIO ATÔMICO DENSO	34
3.1	A ideia do experimento	34
3.1.1	Aumento da absorção no regime ultra-bandalarga	35
3.2	Teoria	37
3.3	Considerações finais	44
4	CONTROLE COM PULSOS LIMITADOS POR TRANSFORMADA E RESONANTES COM O MEIO ATÔMICO	45
4.1	O aparato experimental	45
4.2	Medida da largura temporal do pulso: autocorrelação	49
4.2.1	Otimização e calibração do autocorrelacionador	54
4.3	Compensação da GVD de um pulso ultracurto	58
4.3.1	Efeito da dispersão em um pulso ultracurto	58
4.3.2	Compensando a dispersão usando um par de prismas	61
4.3.3	Compensando a dispersão usando uma grade de difração	63
4.3.4	Resultados da compressão	64
4.4	A área do pulso	64
4.5	O sistema de detecção	67
4.5.1	Calibração do sistema de detecção	71
4.6	Preparação para as medidas	73
4.7	Resultados e discussões	76

4.7.1	Um caminho para maiores absorções	82
4.8	Considerações finais	85
5	OBSERVAÇÃO DA ABSORÇÃO DE UM PULSO DE LUZ ULTRACURTO, MODIFICADO ESPECTRALMENTE, ATRAVÉS DE UM MEIO ATÔMICO DENSO	86
5.1	Modificação espectral de pulsos ultracurtos usando modulador espacial de luz	86
5.1.1	Modulador de fase LCOS-SLM	88
5.1.2	Calibração do LCOS-SLM	90
5.2	Modificando o aparato experimental	96
5.3	Caracterização dos pulsos de sinal e controle	98
5.4	Medidas de absorção com o pulso de sinal espectralmente modificado	101
5.4.1	Caso 1: máscaras $\pi/2$	104
5.4.2	Caso 2: máscaras π	106
5.4.3	Caso 3: máscaras quase π	107
5.5	Considerações finais	108
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	110
	REFERÊNCIAS	112

1 INTRODUÇÃO

A geração de pares de fótons via processo espontâneo de conversão paramétrica descendente (SPDC, do inglês *Spontaneous Parametric Down Conversion*) é uma técnica fundamental no campo da óptica quântica (MANDEL; WOLF, 1995), diretamente responsável por grandes avanços na física básica e diversas aplicações (COUTEAU, 2018), particularmente no campo da informação quântica (BOUWMEESTER; EKERT; ZEILINGER, 2001).

A natureza probabilística do SPDC, no entanto, impede sua aplicação em problemas mais complexos que exigem escalabilidade, uma vez que a probabilidade de gerar muitos pares de fótons diminui exponencialmente com o número de pares. Uma provável maneira de contornar esse problema é armazenar o fóton em uma memória para uso posterior, eliminando a necessidade de geração simultânea. Avanços significativos foram feitos nos últimos anos no desenvolvimento de memórias quânticas para várias aplicações (LVOVSKY; SANDERS; TITTEL, 2009; HESHAMI et al., 2016). No entanto, a natureza “ultra banda larga” do fóton SPDC, com larguras de banda acima de 10 THz, introduz uma série de dificuldades extras no desenvolvimento de uma memória compatível.

O núcleo do problema é o fato de que as memórias normalmente têm larguras de banda estreitas, associadas a tempos de coerência longos e os fótons ultracurtos obtidos via SPDC maximizam todos os problemas decorrentes dessa incompatibilidade. Por outro lado, em 2016, Costanzo et al. (2016) observaram a propagação coerente de pulsos ultracurtos, no regime de fótons individuais, através de um meio atômico de banda estreita, medindo sua forte deformação. Nesse artigo, os autores sugeriram que essa observação poderia abrir caminho para novas memórias quânticas de fótons ultracurtos. Nesta tese, é detalhada uma proposta de armazenamento de fótons ultracurtos em um meio atômico de banda estreita, relatando os primeiros passos no desenvolvimento de uma teoria capaz de explicar a física deste problema e a implementação de um experimento capaz de tornar essa intuição possível.

O processo de armazenamento de informações de um pulso curto de luz em uma memória de longa duração, com largura de banda muito menor que a dos fótons, é o ponto de partida de qualquer memória quântica para luz. A abordagem mais comum para essa tarefa é usar uma transição de dois fótons do tipo Λ entre dois estados fundamentais, que é intrinsecamente banda larga, com todos os componentes espectrais do pulso de luz participando do processo. Essa configuração pode envolver um estado excitado ressonante, através dos efeitos da transparência eletromagnética induzida (EISAMAN et al., 2005; CHANELIÈRE et al., 2005) ou da separação de

Autler-Townes (SAGLAM YUREK et al., 2018), ou transições Raman puras (SPRAGUE et al., 2014; MICHELBERGER et al., 2015). Ao usar ensambles de átomos alcalinos para armazenamento, esta abordagem será limitada em uma largura de banda típica de alguns GHz, determinada pela separação entre os estados fundamentais. Para usar memórias desse tipo com os fótons SPDC, a abordagem mais comum é diminuir substancialmente a largura de banda fotônica, inserindo a fonte SPDC dentro de uma cavidade óptica de banda estreita (BAO et al., 2008; SCHOLZ; KOCH; BENSON, 2009; WOLFGRAMM et al., 2011; ZHANG et al., 2011). O estreitamento da largura de banda de fótons SPDC para a faixa de GHz usando filtros passa-banda, também é empregado em memórias de estado sólido baseadas em estados excitados com uma combinação de um amplo alargamento inhomogêneo e uma estreita largura de banda homogênea (CLAUSEN et al., 2011; SAGLAM YUREK et al., 2011).

Há alguns aspectos interessantes para serem explorados na implementação direta do armazenamento de um fóton ultracurto em um estado atômico de tempo de vida longo. Primeiro, é possível explorar a duração do pulso (~ 100 fs) para realizar várias tarefas de forma rápida. Uma vez que a escala de tempo é muito menor do que qualquer tempo de decoerência de sistemas atômicos, é possível incorporar técnicas de controle coerente para manipular a informação armazenada (SHAPIRO; BRUMER, 2003). A primeira abordagem experimental para armazenar fótons ultracurtos (da ordem de femtosegundos) em memórias de longa duração explora transições Raman em sistemas atômicos ou de estado sólido com grandes separações de estado fundamental, na faixa de THz. Até agora, implementações ao longo desta linha foram relatadas em Hidrogênio (BUSTARD et al., 2013; BUSTARD et al., 2015), diamante (ENGLAND et al., 2015) e Bário (FANG et al., 2017).

Nesta tese é proposto uma maneira particular para armazenar fótons individuais ultracurtos em uma amostra atômica via transição de dois fótons em cascata atômica para estados excitados com tempos de vida longos. Essa aproximação é menos restrita em termos de espécies atômicas para a memória, do que as outras alternativas envolvendo transições Raman entre estados fundamentais com separações da ordem de THz. Para introduzir a ideia geral da proposta, o estudo é conduzido com um sistema atômico comum a vários estudos na literatura, uma célula contendo vapor de Rubídio (Rb) aquecido, excitados por um laser de ~ 800 nm derivado de um laser de femtosegundos de Ti:Safira. Embora o estado excitado escolhido, $5D_{3/2}$, tenha um tempo de vida de aproximadamente 240 ns, isso já é $\sim 2,4 \times 10^6$ vezes o tempo de duração do pulso de excitação, cerca de 100 fs.

A importância de técnicas de controle coerente para transições de dois fótons em estados excitados é bem estabelecida (MESHULACH; SILBERBERG, 1998), com otimizações observadas de até 10 vezes com o uso adequado de máscaras de fase

(DUDOVICH et al., 2001). Um meio atômico ressonante e denso, sozinho, já atua como uma máscara espectral produzindo fortes distorções na forma de um pacote de onda contendo um estado fotônico ultracurto, levando à formação de um pulso de área zero (CRISP, 1970).

A observação de um pulso de área zero no meio atômico a partir da interação com fótons individuais via SPDC é a principal motivação deste trabalho, uma vez que foi demonstrado que esses fótons podem ser produzidos de maneira a seguir a dinâmica de pulsos fracos que se propagam coerentemente na amostra atômica (COSTANZO et al., 2016). A investigação sistemática da absorção e do armazenamento de um pulso de luz ultracurto fraco, em um meio atômico, é portanto, um passo importante no desenvolvimento de protocolos de memória para fótons individuais ultracurtos e os resultados apresentados nesta tese vêm contribuir com os avanços científicos que apontam nessa direção.

Além da introdução, esta tese está estruturada na seguinte sequência:

No Capítulo 2 é apresentado um arranjo experimental e a caracterização de uma fonte de pares de fótons emaranhados em polarização (MENDES et al., 2015; DÍAZ, 2014; MOREIRA et al., 2018), a partir da qual será possível construir uma fonte de fótons individuais “condicionados”.

No Capítulo 3 é realizada uma discussão detalhada da teoria perturbativa no regime de absorção fraca, que modela o esquema para aumentar a absorção de fótons “ultra banda larga” por um meio atômico de banda estreita.

O Capítulo 4 contém uma descrição detalhada da configuração experimental implementada para se observar a absorção de um pulso fraco limitado por transformada de Fourier (LTF) por um vapor de Rb aquecido, além dos procedimentos envolvendo a caracterização dos pulsos de sinal e de excitação que controla o efeito transiente. A metodologia usada para obtenção dos resultados experimentais e a comparação desses resultados com a teoria desenvolvida no Capítulo 3 também são apresentadas.

No Capítulo 5 é apresentada uma investigação experimental a fim de observar o aumento de absorção de um pulso de sinal modificado espectralmente por um modelador de pulsos ópticos, além dos limites estabelecidos por pulsos LTF (DUDOVICH et al., 2001). Neste capítulo é enfatizada a calibração do modulador espacial de luz (SLM) e das máscaras de fase utilizadas nas medidas.

Finalmente no Capítulo 6 são apresentadas as conclusões e as perspectivas.

2 FONTE DE PARES DE FÓTONS ULTRACURTOS EMARANHADOS EM POLARIZAÇÃO

Neste capítulo, são apresentados os aspectos gerais para implementação e caracterização de uma fonte de pares de fótons, “ultra banda larga” emaranhados em polarização, em 800 nm. A partir dessa fonte será possível gerar fótons individuais. Os pares de fótons colineares são gerados espontaneamente via conversão paramétrica descendente (SPDC, do inglês *Spontaneous Parametric Down Conversion*) quando um cristal periodicamente polarizado KTiOPO_4 (PPKTP) é excitado por um laser pulsado de ~ 100 femtosegundos. Essa fonte foi construída utilizando um interferômetro de Sagnac, empregando uma configuração colinear de casamento de fase do tipo II. A ideia do emaranhamento por polarização é verificado através das medidas de correlação entre as polarizações dos pares de fótons coincidentes, com visibilidade $> 95\%$ e através do teste experimental da violação de Clauser-Horner-Shimony-Holt (CHSH) para desigualdade de Bell. Para esse experimento, a violação máxima obtida para o parâmetro de Bell, S , foi de $2,51(6) \neq 2$.

2.1 Motivação

Um sistema quântico emaranhado pode ser descrito por uma função de onda, na qual as propriedades físicas das partes individuais estão intrinsecamente correlacionadas, sendo impossível descrevê-las separadamente (COHEN-TANNOUDJI; DIU; LALOË, 1977).

Desde o seu surgimento, o termo *entanglement*, proposto por Schrödinger (1935) para reforçar o traço característico de sistemas quânticos, ainda é um dos aspectos mais intrigantes e nada intuitivo que fundamenta a mecânica quântica. O emaranhamento foi usado pela primeira vez por Einstein, Podolsky e Rosen (1935) (EPR) para ilustrar as diferenças conceituais entre o tratamento quântico e clássico da natureza. Para EPR, a teoria quântica não incluía uma descrição completa da realidade física, uma vez que não era possível, a partir de um experimento mental, atribuir a definição de elemento de realidade física perfeitamente provável no formalismo clássico.

Bohm e Aharonov (1957) simplificaram as ideias de EPR usando partículas de spin $1/2$ e analisadores de Stern-Gerlach para se fazer medidas. Eles propuseram o uso de fótons polarizados como alternativa aos sistemas de spin $1/2$. No entanto, durante décadas, as discussões entre as ideias deterministas defendidas por EPR e aquelas, de caráter probabilístico, defendidas por Niels Bohr, Erwin Schrödinger e outros físicos

eram apenas de natureza filosófica. Esse cenário mudou completamente com o artigo publicado por Bell (1964). O teorema de Bell mostrou que nenhuma teoria determinista local é capaz de reproduzir todos os resultados interpretados à luz da teoria quântica.

Após os trabalhos pioneiros de Freedman e Clauser (1972) e Aspect, Grangier e Roger (1981) ocorreram muitos avanços na geração e caracterização de estados emaranhados (WEINFURTER, 2005). O emaranhamento de fótons, proposto por Bohm e Aharonov (1957), se tornou um recurso indispensável tanto nas investigações de fundamentos de mecânica quântica (PAN et al., 2012; MOREIRA et al., 2018), quanto nas aplicações em computação quântica (KOK et al., 2007), informação quântica (GISIN et al., 2002; SANGOUARD et al., 2011), teleporte quântico (BENNETT et al., 1993; BRAUNSTEIN; KIMBLE, 1998) e espectroscopia quântica (SOLNTSEV et al., 2015). As pesquisas em computação e informação quântica criaram a necessidade experimental de gerar, manipular e extrair informação de estados multi-fótons. Essa impulsão se deve, principalmente, às aplicações em sistemas quânticos maiores. No entanto, ainda há muito a ser feito para que o emaranhamento, essência do formalismo quântico, seja um recurso tão real quanto energia.

Nesse aspecto, uma fonte de luz capaz de emitir deterministicamente fótons individuais permitirá inúmeras aplicações em espectroscopia e óptica quântica. Infelizmente, esse tipo de fonte só é possível mediante o sacrifício da produção determinística ou da pureza do estado fotônico (SANTORI et al., 2002; BRUNEL et al., 1999; KURTSIEFER et al., 2000). No entanto, avanços recentes no desenvolvimento de fontes de fótons individuais baseada em nanocristais semicondutores na forma de “pontos quânticos” (SENELLART; SOLOMON; WHITE, 2017) têm permitido a implementação de novas tecnologias quânticas.

Historicamente, a fonte mais comum de fótons individuais é baseada no processo de SPDC (LOUNIS; ORRIT, 2005). Para essa fonte, a criação dos pares de fótons é probabilística. No entanto, uma vez que um fóton é detectado em um modo espacial ou espectral bem definido, essa detecção pode ser usada para “anunciar” a presença do outro fóton. Isso permite a produção condicional de fótons individuais, o que facilita muito o acoplamento às unidades ópticas de processamento e detecção (LVOVSKY et al., 2001; ZAVATTA; VICIANI; BELLINI, 2004).

Muitas técnicas podem ser implementadas para aproximar uma fonte de fótons probabilística de uma fonte ideal de fótons totalmente indistinguíveis, representados por um estado quântico puro e determinístico. Os métodos utilizados são descritos em detalhes nos trabalhos de Lounis e Orrit (2005), Oxborrow e Sinclair (2005).

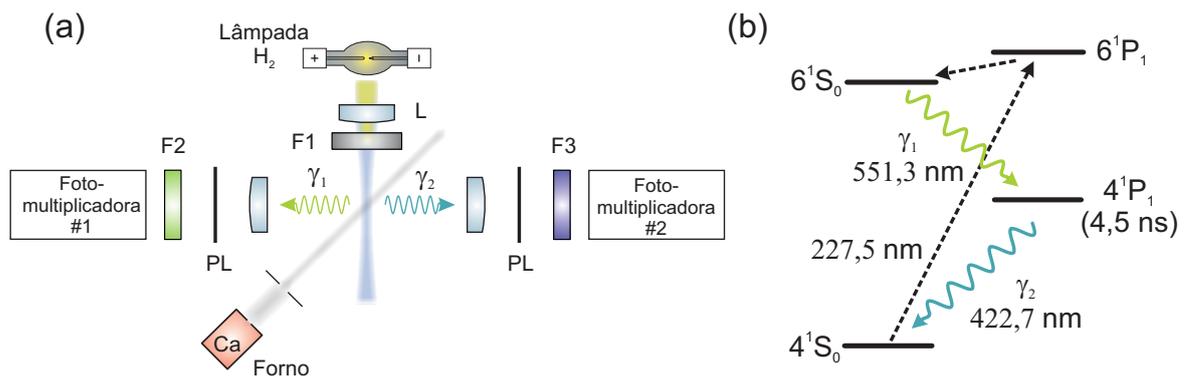
Como motivação para desenvolver fontes compactas e eficientes, na Seção 2.2 é feita uma breve revisão histórica do progresso no desenvolvimento das fontes de pares de fótons, em seguida são discutidos os aspectos técnicos e as características de uma

fonte de pares de fótons baseada no fenômeno de SPDC.

2.2 Geração de pares de fótons emaranhados

Um dos primeiros experimentos implementados para gerar estados emaranhados usava o processo de cascata radioativa em átomos de Cálcio (Ca) (KOCHER; COMMINS, 1967). Nesse experimento, ilustrado na Figura 1a, os pares de fótons correlacionados, são gerados quando a luz ultravioleta de uma lâmpada de H₂ excita um feixe de átomos de Ca. Os átomos no estado excitado 6¹S₀ decaem espontaneamente para o estado fundamental 4¹S₀ passando por um estado intermediário, 4¹P₁ produzindo nesse processo um fóton com 551,3 nm e outro com 422,7 nm. Os fótons emitidos em cada par devem estar correlacionados em polarização, uma vez que o estado fundamental e o estado excitado exibem a mesma paridade e o mesmo momento angular total, $J = 0$. Durante o experimento foi registrado a correlação existente entre as polarizações dos pares de fótons coincidentes detectados através dos tubos fotomultiplicadores.

Figura 1 – (a) Aparato experimental para gerar pares de fótons emaranhados em polarização. A luz ultravioleta de uma lâmpada de H₂ excita um feixe de átomos de Ca. Os pares de fótons emaranhados são gerados quando os átomos de Ca excitados decaem para o estado fundamental através de um nível intermediário. Os fótons passam através de polarizadores lineares e filtros de interferência F1 = 227,5 nm, F2 = 551,3 nm e F3 = 422,7 nm até serem detectados por tubos fotomultiplicadores. L, lentes; PL, polarizador linear. (b) níveis de energia do Ca.



Fonte: Adaptada de Kocher e Commins (1967, p.575).

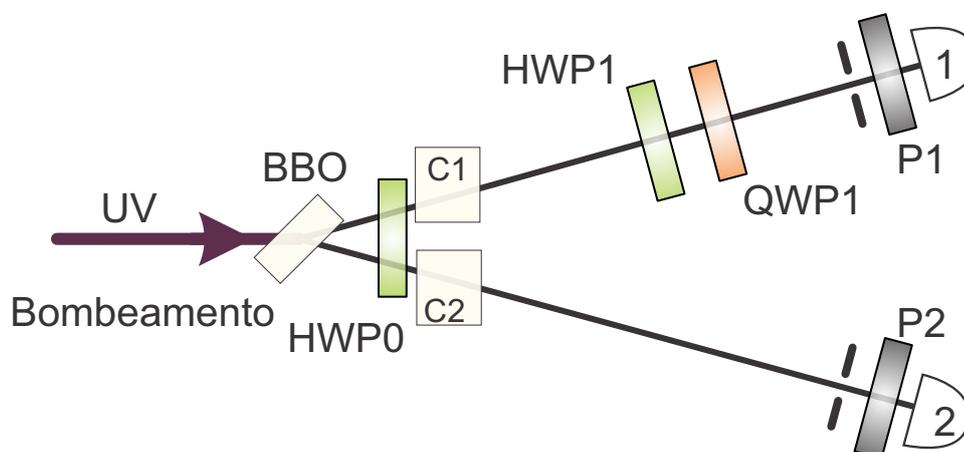
Usando técnicas similares para gerar pares de fótons emaranhados em polarização (ASPECT; GRANGIER; ROGER, 1982; ASPECT; DALIBARD; ROGER, 1982) implementaram a versão óptica do experimento mental, *Gedankenexperiment*, de Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm (EPRB). Os resultados apresentados concordavam com as pre-

visões da mecânica quântica, e violavam as desigualdades de Bell. Entretanto, além da baixa visibilidade e dificuldade de manuseio experimental, as correlações entre as polarizações nas fontes de cascata atômica ainda sofrem degradação, minimizando a eficiência da detecção (SANTOS, 1992).

Em um desenvolvimento paralelo, as pesquisas em óptica não linear apontavam para uma alternativa bastante promissora no aprimoramento de fontes de pares fótons emaranhados. Os primeiros experimentos desenvolvidos com essa finalidade se baseavam no efeito óptico não linear de SPDC (BURNHAM; WEINBERG, 1970; HONG; MANDEL, 1986). Usando essa técnica Hong, Ou e Mandel (1987), Kwiat, Steinberg e Chiao (1993) demonstraram as mesmas propriedades clássicas de interferência entre dois fótons, observadas por Grangier, Roger e Aspect (1986).

A grande maioria das fontes iniciais baseadas em SPDC produziam estados fotônicos que podiam ser fatorados no grau de liberdade de polarização em um produto das funções de onda das partículas. O estado emaranhado era aproximado considerando-se apenas 50% de todos os pares de fótons detectados (RARITY; TAPSTER, 1990). Para evitar esse problema muitos métodos foram propostos (KWIAT et al., 1994; CARO; GARUCCIO, 1994), mas de forma simples, Kwiat et al. (1995) estenderam o conceito de fontes SPDC usando cristais birefringentes com casamento de fase tipo II, e atualmente, devido a sua robustez e alta eficiência, esta tem sido a fonte padrão de pares de fótons emaranhados em polarização. O esquema óptico usado por Kwiat et al. (1995) para produzir e selecionar o estado emaranhado em polarização é apresentado na Figura 2.

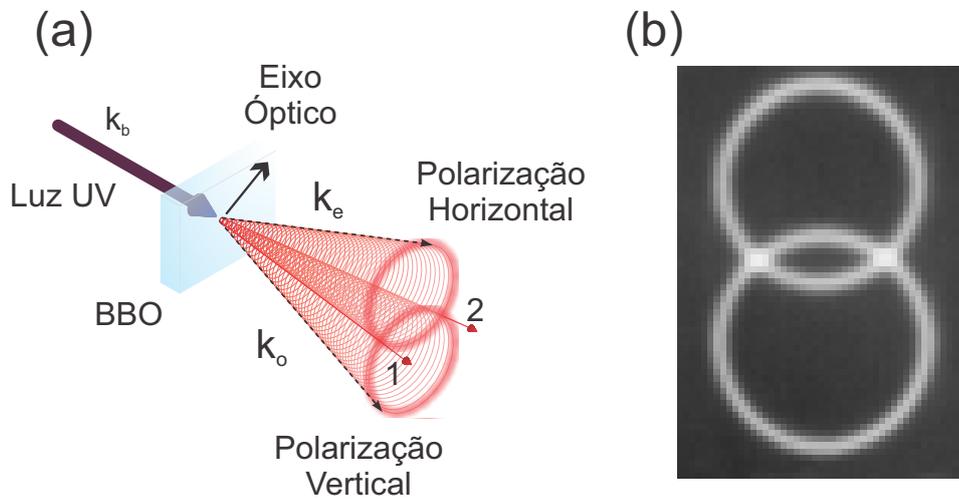
Figura 2 – Esquema experimental para produzir e selecionar estados bipartite emaranhados em polarização via SPDC em um cristal $\chi^{(2)}$. A placa de meia onda (HWP0) e os cristais C1 e C2 são usados para compensar os efeitos da birrefringência na saída do cristal BBO. Com as combinações apropriadas dos ângulos na placa de quarto de onda (QWP1) e HWP1 é possível produzir os estados ortogonais de Bell-EPR.



Fonte: Adaptada de Kwiat et al. (1995, p.4339).

Com essa configuração, um feixe de luz ultravioleta (UV) em 351,1 nm, com 150 mW de potência interage com um cristal não linear BBO (*beta-barium borate* β -BaB₂O₄) para criar um par de fótons com o dobro do comprimento de onda. O princípio de funcionamento dessa técnica é ilustrado na Figura 3a. O casamento de fase impõe que os fótons gerados devem emergir do cristal em cones com polarização oposta, levando a um padrão de anel duplo com dois pontos de interseção, como mostrado na Figura 3b.

Figura 3 – (a) Geração de pares de fótons emaranhados em polarização via SPDC degenerado, com casamento de fase tipo II. Os fótons correlacionados apresentam polarizações opostas. (b) Fotografia de um SPDC, através de um filtro de interferência centrado em 702 nm, com *Full width at half maximum* (FWHM) de 5 nm.



Fonte: Adaptada de Kwiat et al. (1995, p.4338).

Ao longo das duas direções (“1” e “2”), na região de interseção, a luz pode ser descrita por um estado emaranhado,

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|H_1, V_2\rangle + e^{i\alpha} |V_1, H_2\rangle \right), \quad (2.1)$$

onde H e V indicam as polarizações horizontal (extraordinária) e vertical (ordinária), respectivamente, e α é uma fase global que aparece da birrefringência do material e que pode ser compensada com o uso de placas de onda. Ajustando o valor de α entre 0 e π , qualquer estado de Bell pode ser produzido sem a necessidade de divisores de feixe ou descarte de pares detectados. As correlações produzidas por essa fonte apresentaram fortes violações das desigualdades de Bell.

Em geral, o uso desta técnica ocorre em dois regimes diferentes, que dependem das características ópticas do cristal (uniaxial positivo ou negativo) e do laser usado para excitá-lo (laser CW ou laser pulsado).

2.2.1 Efeitos não lineares em cristal $\chi^{(2)}$

A compreensão de muitos fenômenos ópticos, não lineares, ocorre quando conseguimos descrever o comportamento dos átomos em um meio dielétrico que interage com uma onda eletromagnética. Na interação átomo-luz, o campo elétrico causa uma redistribuição das cargas elétricas em cada átomo, dando origem a pequenos momentos de dipolos que, em conjunto, resultam em um efeito macroscópico de polarização. A relação linear entre a polarização de um material dielétrico e o campo elétrico da luz,

$$\vec{P} \approx \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (2.2)$$

é uma aproximação válida somente no regime de campo fraco, ou seja, quando a amplitude do campo é pequena. Na Equação (2.2), \vec{P} é a polarização induzida no dielétrico, ε_0 é a permissividade elétrica no vácuo, χ é a susceptibilidade elétrica e \vec{E} representa o campo elétrico aplicado. A susceptibilidade χ está relacionada com o índice de refração do material dielétrico. Para um meio isotrópico, a susceptibilidade é constante. No entanto, em um meio anisotrópico, a susceptibilidade é uma quantidade tensorial relacionada às propriedades geométricas da rede cristalina.

No regime de campo forte, em que a amplitude do campo elétrico é muito intensa, os efeitos não lineares tornam-se significativos, sendo necessário uma correção da Equação (2.2) para

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \cdots + \varepsilon_0 \chi_{ijk\dots l}^{(n)} E_j E_k \cdots E_l, \quad (2.3)$$

onde i, j, \dots, k são as componentes cartesianas dos campos e $\chi^{(n)}$ é a n -ésima ordem da susceptibilidade. A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é responsável por vários processos de mistura de ondas. Dois destes processos serão muito explorados nesta tese, a saber: a geração de segundo harmônico (SHG, do inglês *Second Harmonic Generation*) e a SPDC.

Para ilustrar a importância do efeito não linear de segunda ordem consideremos que um meio $\chi^{(2)}$ é excitado por um onda cossenoidal com frequências angulares ω_1 e ω_2 e amplitudes de campo \mathcal{E}_1 e \mathcal{E}_2 . Neste caso, a polarização não linear de segunda ordem, assume a forma

$$\begin{aligned} P^{(2)} &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 \cos(\omega_1 t) E_2 \cos(\omega_2 t) \\ &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \frac{1}{2} [\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Este resultado mostra que a resposta não linear de segunda ordem produz uma polarização que oscila numa frequência ω , que pode ser a soma ω_s ou diferença ω_d das frequências dos campos incidentes,

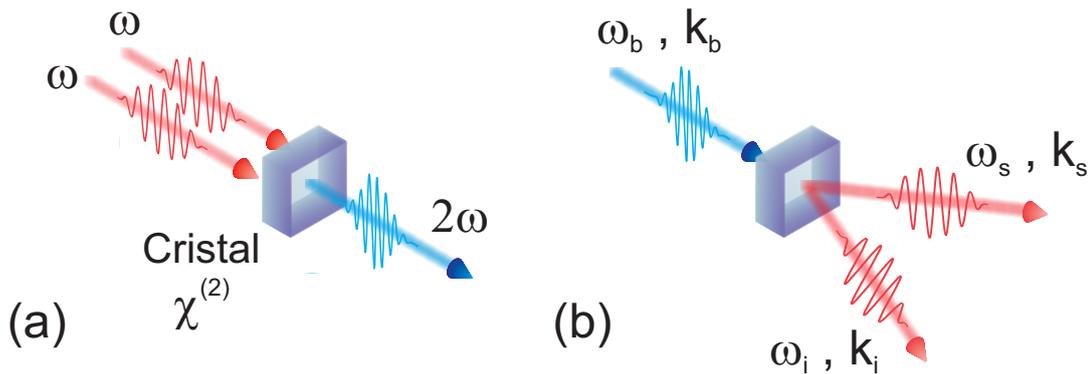
$$\omega_s = \omega_1 + \omega_2, \quad (2.5)$$

$$\omega_d = \omega_1 - \omega_2. \quad (2.6)$$

Portanto, o meio pode emitir luz com frequências ω_s e ω_d . Se $\omega_1 = \omega_2$, a soma das frequências é o dobro da frequência fundamental e o efeito é chamado de geração de segundo harmônico. Os processos não lineares de segunda ordem podem ser representados por um diagrama de Feynman envolvendo pacotes de onda de cada fóton, como ilustrado na Figura 4.

No processo de SHG (Figura 4a), dois fótons de mesma frequência ω interagem com o cristal para produzir um fóton de frequência 2ω . No processo de SPDC (Figura 4b), um fóton com frequência ω_b excita o cristal $\chi^{(2)}$ produzindo dois fótons (*signal* e *idler*) com frequências ω_s e ω_i , respectivamente.

Figura 4 – Diagrama de Feynman para processos não lineares de segunda ordem. (a) SHG. Dois fótons de mesma frequência ω são “aniquilados”, enquanto um fóton com frequência dobrada 2ω é criado. (b) SPDC. Um fóton (bombeamento) excita o cristal com frequência ω_b e é aniquilado para criar dois fótons *signal* e *idler*, com frequências ω_s e ω_i , respectivamente.



Fonte: O autor (2020).

O termo paramétrico em SPDC é usado para denotar um processo físico no qual o estado mecânico-quântico inicial e final do meio material são idênticos, implicando em uma série de restrições baseadas em leis de conservação. Cada fóton nesse processo deve satisfazer a conservação de energia e do momento,

$$\omega_b = \omega_s + \omega_i, \quad (2.7)$$

$$\vec{k}_b = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (2.8)$$

onde \vec{k}_b , \vec{k}_s e \vec{k}_i são os vetores de onda do fóton de excitação (bombeamento), do fóton *signal* e do fóton *idler*, respectivamente.

Essas restrições fazem com que os fótons estejam fortemente correlacionados em muitos graus de liberdade incluindo polarização (SHIH; ALLEY, 1988), frequência

(LAW; WALMSLEY; EBERLY, 2000), caminho óptico (ROSSI et al., 2009) e momento angular orbital (LEACH et al., 2010).

Os efeitos não lineares são usualmente pouco eficientes. No entanto, para algumas orientações específicas do cristal, os fótons gerados apresentam uma relação de fase bem definida e os campos interferem construtivamente. Quando isso ocorre dizemos que o regime de casamento de fase foi alcançado. Essa condição é expressa pela Equação (2.8) e pode ser determinada a partir da birrefringência apresentada por alguns cristais, com eixo óptico z , e índices de refração ordinário (n_o) e extraordinário (n_e).

Sendo assim, a luz com maior frequência na Equação (2.2) é polarizada na direção que lhe dá o menor índice de refração possível. Para um cristal uniaxial negativo, $n_o > n_e$, essa escolha corresponde à polarização no eixo extraordinário. Há duas escolhas para as polarizações da luz com frequência menor na mistura de ondas. Midwinter e Warner (1965) definiram como casamento de fase tipo I, o caso para o qual os fótons com frequência menor tem a mesma polarização e tipo II o caso onde as polarizações são ortogonais. As possíveis polarizações para o cristal uniaxial são apresentadas na Tabela 1.

Tabela 1 – Casamento de fase para cristais uniaxiais.

	Birrefringência positiva $n_e > n_o$	Birrefringência negativa $n_e < n_o$
Tipo I	$n_z^o \omega_z = n_1^e \omega_1 + n_2^e \omega_2$	$n_z^e \omega_z = n_1^o \omega_1 + n_2^o \omega_2$
Tipo II	$n_z^o \omega_z = n_1^o \omega_1 + n_2^e \omega_2$	$n_z^e \omega_z = n_1^e \omega_1 + n_2^o \omega_2$

Fonte: O autor (2020).

Tecnicamente o casamento de fase é obtido por um ajuste do ângulo do cristal em relação a direção de propagação da luz incidente. Considerando ainda o caso do cristal uniaxial, a polarização da luz na direção perpendicular ao plano contendo o vetor de propagação \vec{k} e o eixo óptico z é dita de polarização ordinária, cujo índice de refração é n_o . A luz polarizada no plano que contém \vec{k} e o eixo óptico é dita de polarização extraordinária e experimenta um índice de refração $n_e(\theta)$ que depende do ângulo entre o eixo óptico e \vec{k} de acordo com a relação,

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2}, \quad (2.9)$$

onde \bar{n}_e é o valor nominal do índice de refração extraordinário. Portanto, o casamento de fase é obtido ajustando-se o ângulo para obter o valor $n_e(\theta)$ para o qual $\Delta k \approx 0$ seja satisfeito.

Para cristais fabricados a partir de uma estrutura de domínio ferroelétrico com inversão periódica de polarização o casamento de fase é quase perfeito (FEJER et al.,

1992). Em um processo SPDC a diferença de fase entre os vetores de onda \vec{k}_s e \vec{k}_i é dada por

$$\Delta k = \frac{1}{f(T)} \left[\frac{2\pi m}{\Lambda_0} + \frac{2\phi_m}{L_0} \right], \quad (2.10)$$

em que L_0 é o comprimento do cristal e Λ_0 o período especificados para uma temperatura de referência T_0 , ϕ_m é o parâmetro de ajuste, definido como o acúmulo de incompatibilidade de fase na metade do cristal com relação a ordem m do casamento de fase. A função $f(T)$ é o fator de expansão do material dependente da temperatura que é definido em termos da temperatura de referência (PEETERS; EXTER, 2008).

2.3 Arranjo experimental

2.3.1 O laser

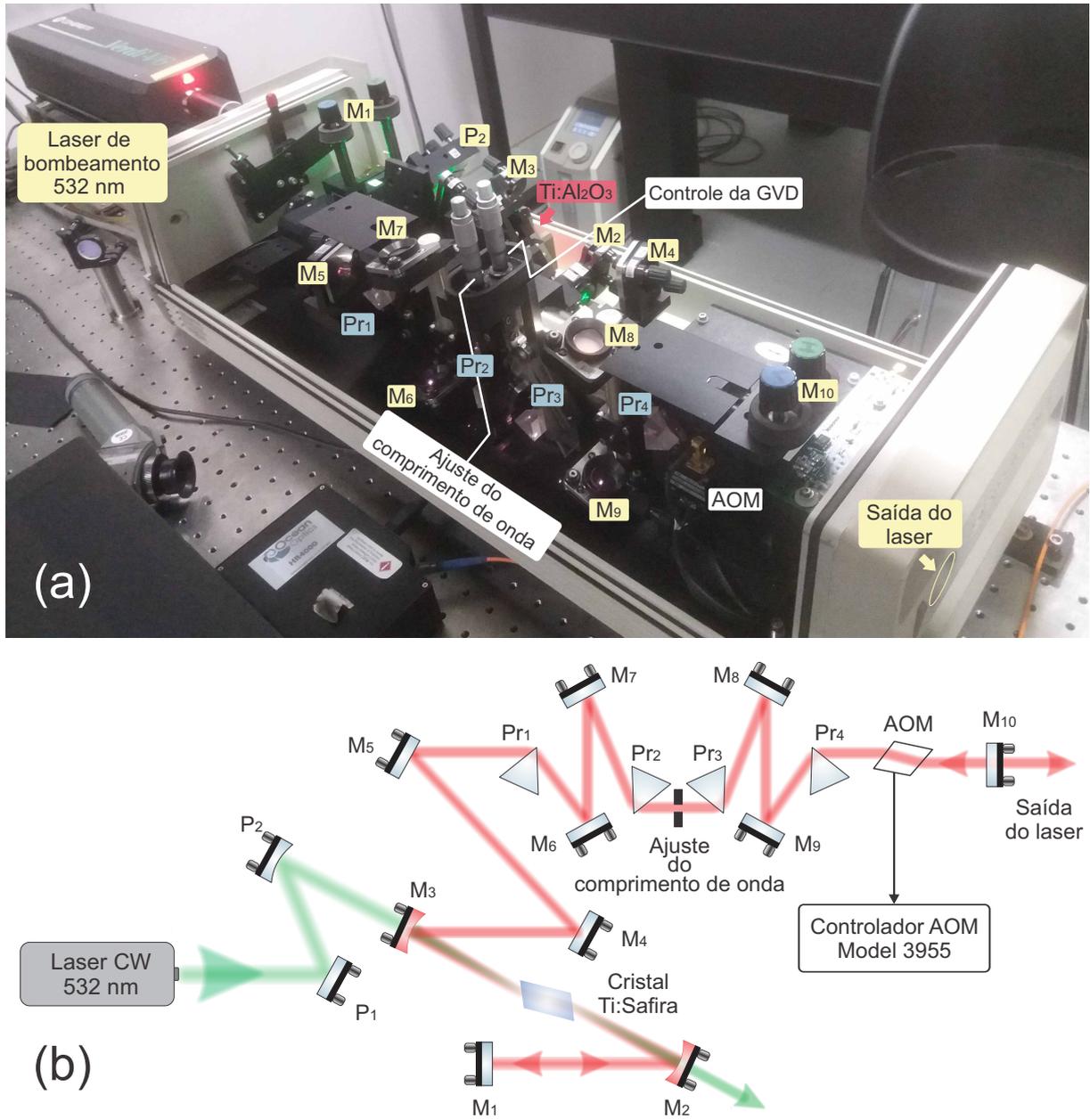
A fonte de laser utilizada neste experimento é um oscilador Tsunami, modelo 3941-M2S fabricado pela *Spectra-Physics Lasers, Inc.* Este laser de femtosegundos e seu sistema de bombeamento, juntamente com o respectivo diagrama esquemático são apresentados na Figura 5 e descritos detalhadamente em Tsunami (1995).

O meio de ganho do Tsunami é um cristal de Ti:Safira ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) inserido em uma cavidade linear ressonante, cuja configuração permite a geração de um trem de pulsos ópticos com uma taxa de repetição de 82 MHz, regularmente espaçados e com uma relação de fase fixa ao longo do espectro de frequência. Essa característica é referida na literatura como laser de modos travados.

Devido à banda de absorção do cristal $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ocorrer na região do espectro visível (400 – 600 nm), sua fonte de excitação é um laser compacto de estado sólido, Verdi-V6, que emite continuamente um feixe de luz monocromático com $\lambda = 532$ nm e potência de 5,5 W.

O sistema Tsunami permite ampla sintonização devido ao largo espectro de emissão na região do infravermelho próximo (720-850 nm) operando com eficiência máxima em 800 nm. Cada pulso que sai da cavidade tem duração da ordem de 100 femtosegundos, com energia de aproximadamente 7,3 nJ. O comprimento de onda central é sintonizado em 800 nm com uma largura de banda a meia altura (FWHM, do inglês *Full Width at Half Maximum*) de ~ 12 nm. Nesta configuração, a potência média do feixe de saída é de ~ 700 mW.

Figura 5 – (a) Sistema de geração do laser pulsado de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$. (b) diagrama esquemático da cavidade na configuração de femtosegundos. P_j , M_i são espelhos. M_2 e M_3 são espelhos dicróicos. Pr_k são prismas. AOM é um modulador acústico óptico.

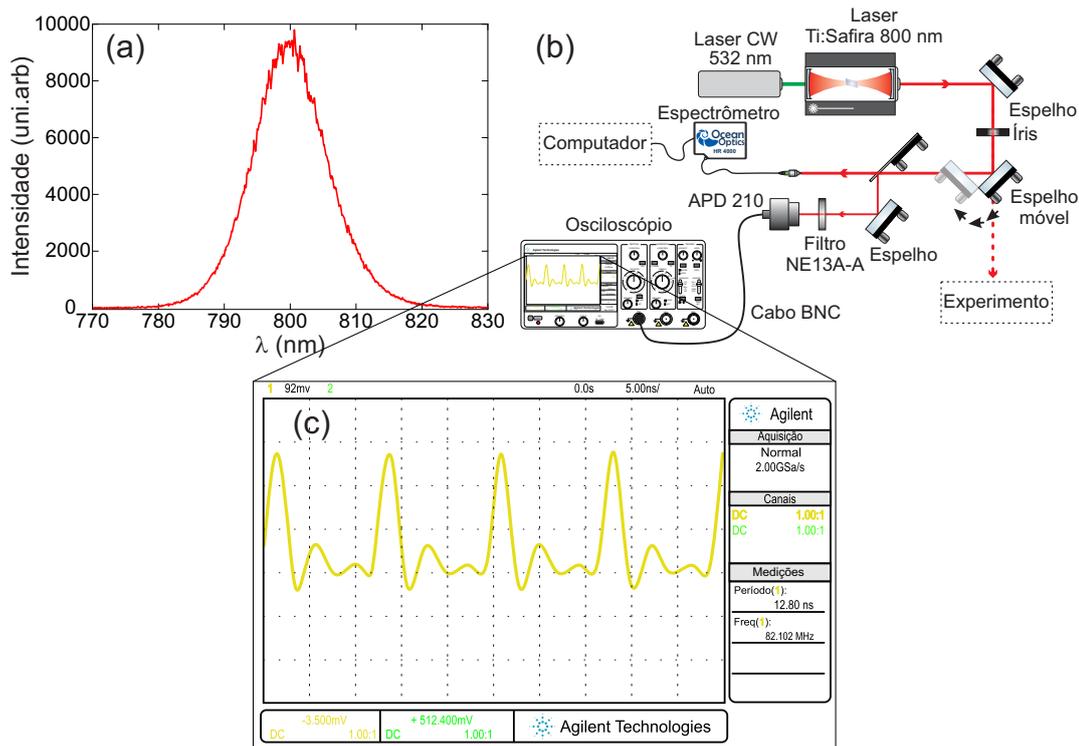


Fonte: O autor (2020).

Para sintonizar adequadamente o modo espectral dos pulsos que saem da cavidade foi necessário implementar uma montagem extra, ilustrada na Figura 6b. A montagem contém basicamente um espectrômetro de fibra óptica (modelo HR4000 da *Ocean Optics*) com resolução de 0,025 nm (FWHM), um fotodetector rápido (modelo APD210) com largura de banda de 1-1,6 GHz e um osciloscópio (modelo DSO-X 2012A) com largura de banda de 100 MHz. Com esse arranjo é possível visualizar o espectro

óptico centrado em 800 nm (Figura 6a) e o sinal integrado do fotodetetor referente ao trem de pulsos que sai da cavidade (Figura 6c). Esse conjunto de medidas constitui a primeira caracterização do laser antes do experimento final.

Figura 6 – (a) Espectro óptico obtido na saída da cavidade do Ti:Safira. (b) Montagem óptica para visualizar o espectro do laser. (c) Visualização do sinal integrado na saída do fotodetetor referente ao trem de pulsos da cavidade.

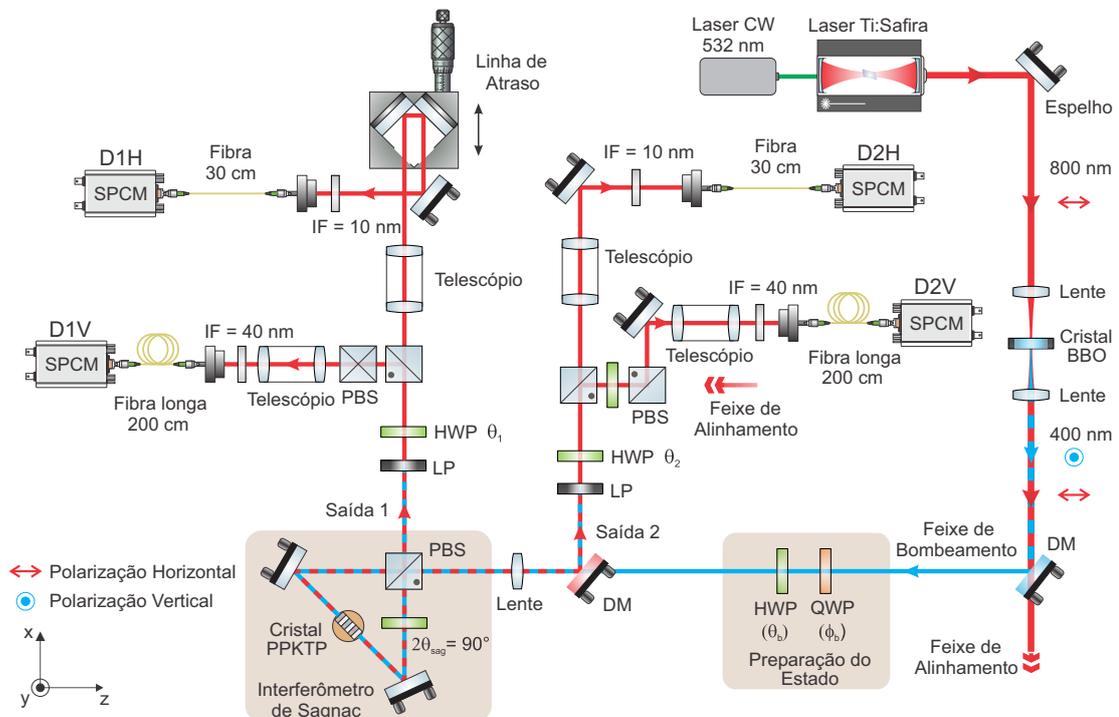
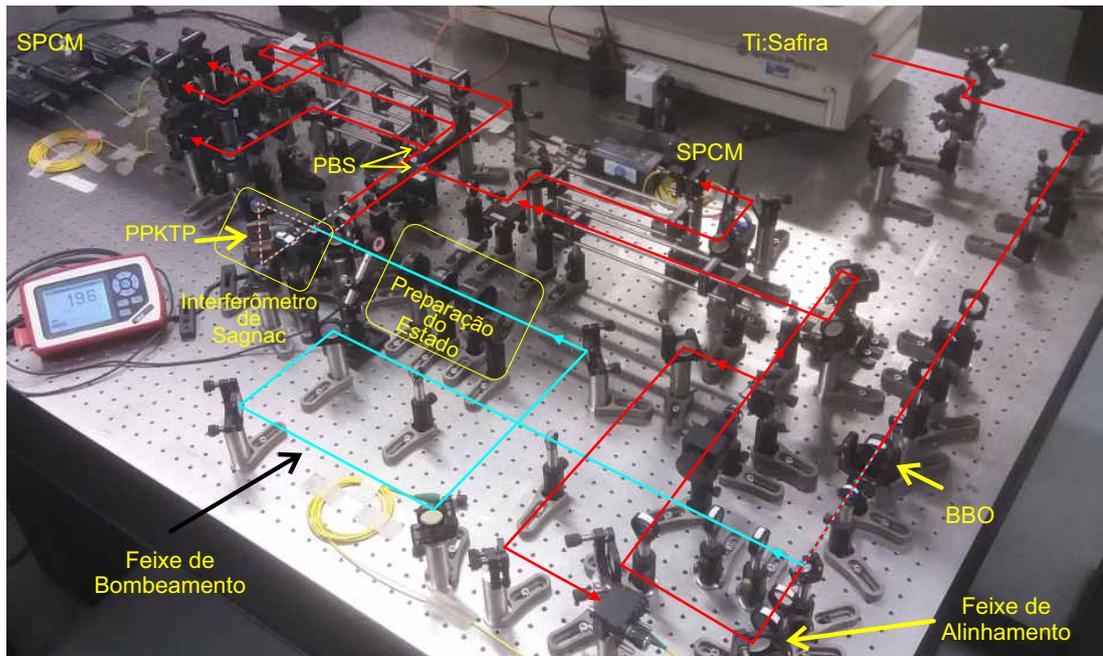


Fonte: O autor (2020).

2.3.2 A fonte de pares de fótons

A fonte de pares de fótons apresentada neste trabalho foi implementada para investigar a existência de um Tempo Finito para o Colapso da Função de Onda (TFCFO) (MOREIRA et al., 2018). O arranjo do sistema óptico segue um *design* técnico similar ao da primeira fonte construída neste laboratório (MENDES et al., 2015). A fonte é baseada em um interferômetro de Sagnac contendo um cristal não linear, cuja configuração permite gerar pares de fótons com estados emaranhados em polarização, conforme descrito detalhadamente por (SHI; TOMITA, 2004; KIM; FIORENTINO; WONG, 2006; DÍAZ, 2014). Um esquema do aparato experimental está ilustrado na Figura 7. Além do laser de femtosegundos e do interferômetro de Sagnac, o aparato conta ainda com um sistema de detecção e um conjunto de elementos ópticos necessários para controlar a direção de polarização e o espectro do laser.

Figura 7 – Arranjo experimental para geração de pares de fótons emaranhados em polarização. A saída de um laser Ti:Safira, com $\lambda_c = 800$ nm, é focalizada sobre um cristal BBO para gerar um feixe de segundo harmônico, com $\lambda_b = 400$ nm, na direção do feixe incidente. Controlando a polarização do feixe de segundo harmônico (feixe de bombeamento) e usando um interferômetro de Sagnac contendo um cristal PPKTP, obtém-se uma fonte controlada de fótons emaranhados. DM, espelhos dicróicos; LP, filtro passa baixa; IF, filtros de interferência; SPCM, módulo de contagem de fótons individuais.



Fonte: Adaptada de Moreira et al. (2018, p.214).

O feixe de bombeamento da fonte de pares de fótons é produzido quando a saída do laser de femtosegundos é focalizada sobre uma lâmina de $500 \mu\text{m}$ de cristal BBO. A relação de casamento de fase do tipo I induz um processo de geração de segundo harmônico, dando origem a um feixe de $\lambda_b = 400 \text{ nm}$, que se propaga colinearmente com polarização ortogonal ao campo do feixe fundamental. Um espelho dicróico é usado para direcionar o feixe de bombeamento para o interferômetro de Sagnac. Em um estágio intermediário é possível controlar o estado de polarização do feixe de bombeamento usando uma placa de quarto de onda (QWP, do inglês *Quarter-Wave Plate*), seguida de uma placa meia onda (HWP do inglês *Half-Wave Plate*), manipulando, dessa forma, o estado quântico dos fótons gerados no Sagnac (MENDES et al., 2015).

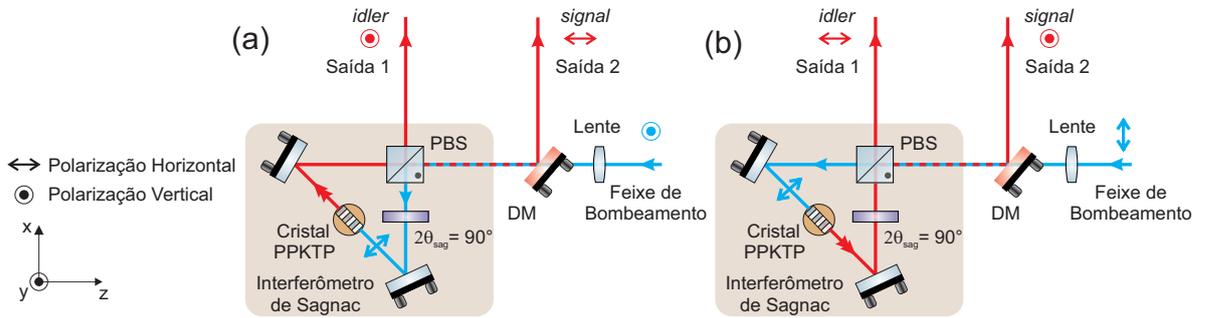
Os fótons são gerados espontaneamente via conversão paramétrica descendente, quando o feixe de bombeamento é focalizado com cintura de $w \approx 92 \mu\text{m}$ e potência média de 22 mW, na região central de um cristal KTiOPO_4 periodicamente polarizado (PPKTP). O PPKTP (*Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate*) é um tipo específico de material não linear, cujas propriedades ópticas impõem uma relação de casamento de fase quase perfeita à mistura de ondas dentro do cristal. Nesse experimento foi usado um cristal especificamente fabricado pela *Raicol Crystals Ltd.*, para gerar pares de fótons colineares ao feixe de bombeamento com um casamento de fase do tipo II. Este cristal apresenta $500 \mu\text{m}$ de espessura, com inversão de domínios ferroelétricos variando periodicamente a cada $\Lambda = 9,2 \mu\text{m}$. Neste experimento o cristal é deixado à temperatura ambiente do laboratório.

O interferômetro de Sagnac tem a forma de um triângulo, com vértices marcados por dois espelhos dielétricos e um divisor de feixe por polarização (PBS), cuja função é acoplar luz para dentro e para fora do interferômetro, possibilitando o emaranhamento dos campos na saída. No interior do Sagnac são inseridos o cristal PPKTP e uma placa de onda HWP. Devido às características espectrais dos fótons que participam do processo PDC, os elementos ópticos usados no Sagnac devem operar em duas bandas de comprimentos de onda centradas em 400 nm e em 800 nm.

Para entender o princípio de funcionamento da fonte, é apresentado na Figura 8 um esquema mais detalhado, mostrando o que acontece com o campo gerado quando o estado de polarização do feixe de bombeamento é alterado. Um espelho dicróico é usado para transmitir o feixe de bombeamento para dentro do interferômetro e, ao mesmo tempo, refletir os fótons gerados pelo cristal. Caso o estado de polarização seja horizontal, o campo de bombeamento é transmitido pelo PBS e percorre o Sagnac no sentido anti-horário (Figura 8b). Com o estado de polarização vertical, o mesmo campo passa a ser refletido pelo PBS, percorrendo o Sagnac no sentido horário, com sua polarização rodada para a direção horizontal, pela HWP, antes de excitar o cristal (Figura 8a). Em qualquer um dos casos, a polarização do fóton de bombeamento é horizontal

quando atinge o cristal provocando a emissão de um par de fótons, cada um deles com aproximadamente o dobro do comprimento de onda do feixe de bombeamento, polarizações ortogonais entre si e mesma direção de propagação. Nesta configuração, os fótons PDC *signal* (*idler*) deixam sempre o interferômetro pela mesma saída 2 (1).

Figura 8 – Mecanismo para se obter pares de fótons emaranhados por polarização usando um interferômetro de Sagnac. Os pares de fótons são gerados espontaneamente via processo de conversão paramétrica descendente, quando um cristal $\chi^{(2)}$ (PPKTP) é excitado. (a) Campo de excitação (feixe de bombeamento) com polarização vertical. (b) Campo de excitação com polarização horizontal.



Fonte: Adaptada de Kim, Fiorentino e Wong (2006, p.2).

É imediato perceber que o efeito da fonte é produzir pares de fótons mediante a seguinte transformação,

$$|E_H\rangle_b \rightarrow |H\rangle_i \otimes |V\rangle_s, \quad (2.11)$$

$$|E_V\rangle_b \rightarrow |V\rangle_i \otimes |H\rangle_s, \quad (2.12)$$

onde $|E_H\rangle_b$ e $|E_V\rangle_b$ são os estados de polarização do campo de bombeamento antes do PBS e $|H\rangle$, $|V\rangle$ os estados de polarização dos fótons *idler* e *signal* com subíndices *i* e *s*, respectivamente. Pela estrutura das Equações (2.11) e (2.12) e pela linearidade da mecânica quântica, observa-se que, se o estado inicial de polarização do fóton de bombeamento for uma superposição de $|E_H\rangle_b$ e $|E_V\rangle_b$, o estado geral dos fótons coletados pelos fotodetectors será uma superposição de $|H\rangle_i \otimes |V\rangle_s$ e $|V\rangle_i \otimes |H\rangle_s$ com os coeficientes ajustados pelas placas de onda HWP e QWP posicionadas no caminho óptico do feixe de bombeamento (MENDES et al., 2015). Usando o formalismo das matrizes de Jones para os elementos ópticos escritos na base (H, V),

$$|H\rangle \doteq \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |V\rangle \doteq \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

é possível obter o estado de polarização na saída do Sagnac (MENDES et al., 2015),

$$|\Psi_{PDC}\rangle = \alpha |H_i, V_s\rangle + \beta e^{i(\varphi_-)} |V_i, H_s\rangle, \quad (2.14)$$

com os coeficientes α e β descritos em função dos ângulos θ_b e ϕ_b , referentes aos eixos rápidos das placas HWP e QWP, respectivamente:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\text{sen}^2[2(\theta_b - \phi_b)] + \text{sen}^2(2\theta_b)}{2}}, \quad (2.15)$$

$$\beta = -\sqrt{\frac{\text{cos}^2[2(\theta_b - \phi_b)] + \text{cos}^2(2\theta_b)}{2}}. \quad (2.16)$$

A diferença de fase relativa φ_- entre os dois estados é obtida por

$$\tan \varphi_- = \frac{2 \text{sen}(2\phi_b)}{\text{sen}[4(\theta_b - \phi_b)] + \text{sen}(4\theta_b)}. \quad (2.17)$$

Com essa fonte é possível obter pares de fótons emaranhados em polarização, escolhendo adequadamente os ângulos ϕ_b e θ_b .

A depender da polarização, os fótons são encaminhados às saídas 1 ou 2. Em cada saída é montado um conjunto óptico contendo um filtro passa baixa (LP), uma HWP e um cubo PBS (Figura 7). O filtro é usado para bloquear os fótons de segundo harmônico colineares aos fótons *idler* e *signal*. Com a placa de onda HWP e o cubo PBS são realizadas rotações nas polarizações de cada fóton permitindo assim a caracterização dos estados de Bell.

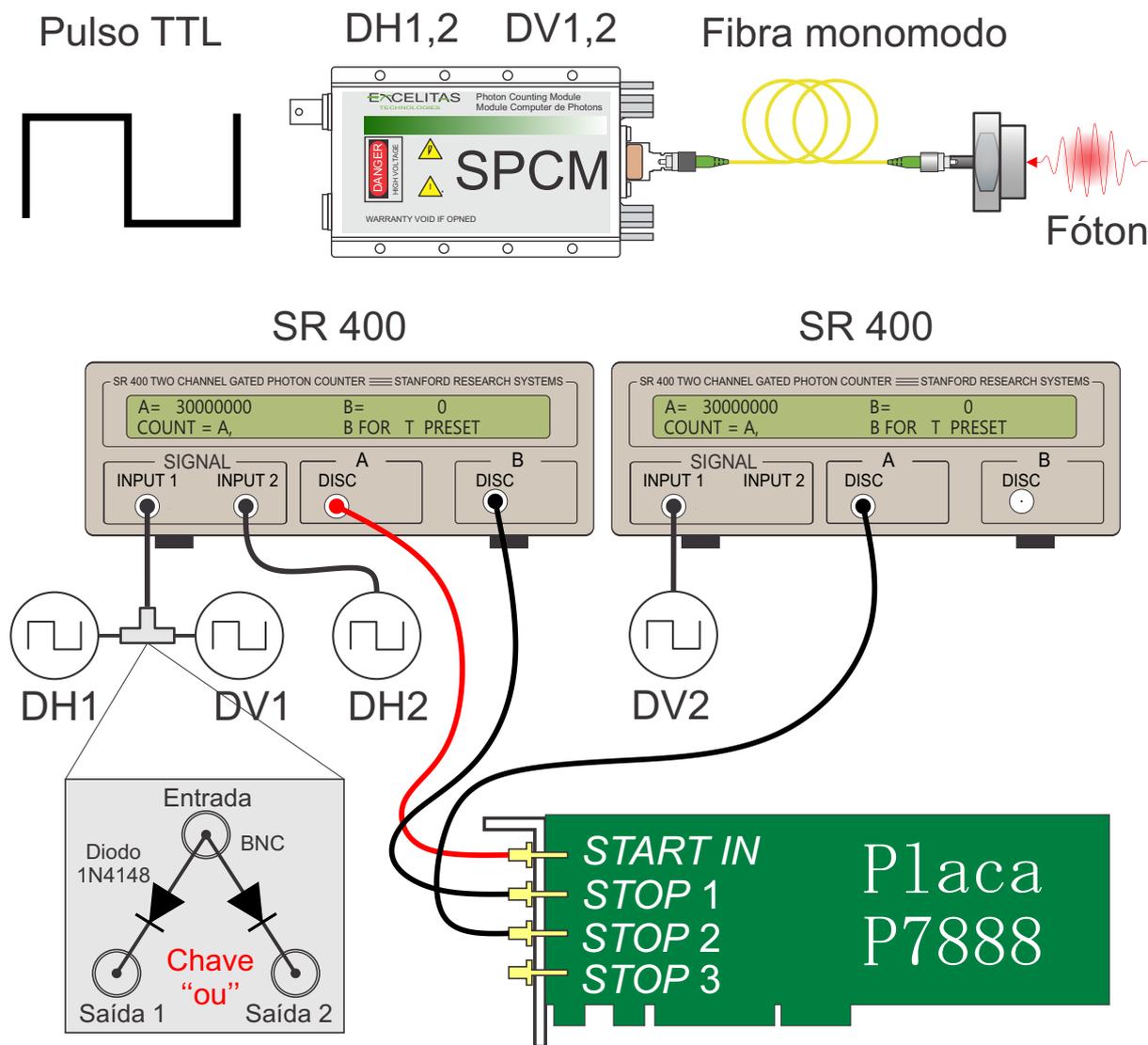
2.4 O sistema de detecção

O sistema de detecção usado para verificar as correlações entre os fótons de cada par é basicamente ilustrado na Figura 9. Os detalhes podem ser encontrados nos trabalhos de Díaz (2014), Mendes et al. (2015), Moreira (2018). Nesse sistema, os fótons são acoplados a fibras monomodo que estão conectadas aos módulos eletrônicos de contagem individual de fóton (SPCM, do inglês *Single Photon Counting Module*), ou simplesmente fotodetetores, identificados como (DH1, DV1, DH2 e DV2). O símbolo DH1 refere-se, por exemplo, ao detector posicionado na saída 1 e que recebe os fótons com polarização H.

O fóton é detectado por um fotodetector de avalanche (APD, do inglês *Avalanche Photodiode*) e por efeito fotoelétrico convertido em um pulso de sinal TTL de $\sim 2,2$ Volts e 10 ns de largura de banda. Esses pulsos são enviados para um módulo eletrônico (SR400), cuja função é integrar o sinal, para monitoramento em tempo real das taxas de contagens simples, e convertê-lo para NIM[§]. No estágio seguinte, este sinal é processado por uma interface eletrônica (modelo P7888 da *FastCom Tech*) que controlada via software (MCDWIN) permite a visualização e aquisição de toda a sequência de fotocontagens com

[§] NIM: do inglês *Nuclear Instruments Modules*; especifica um padrão que descreve propriedades eletrônicas e mecânicas para alguns módulos de instrumentos.

Figura 9 – Esquema do sistema de detecção utilizado para medir as correlações entre os fótons. Os fótons são acoplados em fibras monomodos conectadas aos módulos de contagem de fótons SPCM, que produzirá um sinal TTL para uma dada fotocorrente. Esse sinal eletrônico é enviado para a SR400, cuja função é integrar e converter o sinal para NIM. No último estágio do sistema de detecção uma placa eletrônica P7888 faz o controle e aquisição das contagens coincidentes via computador.



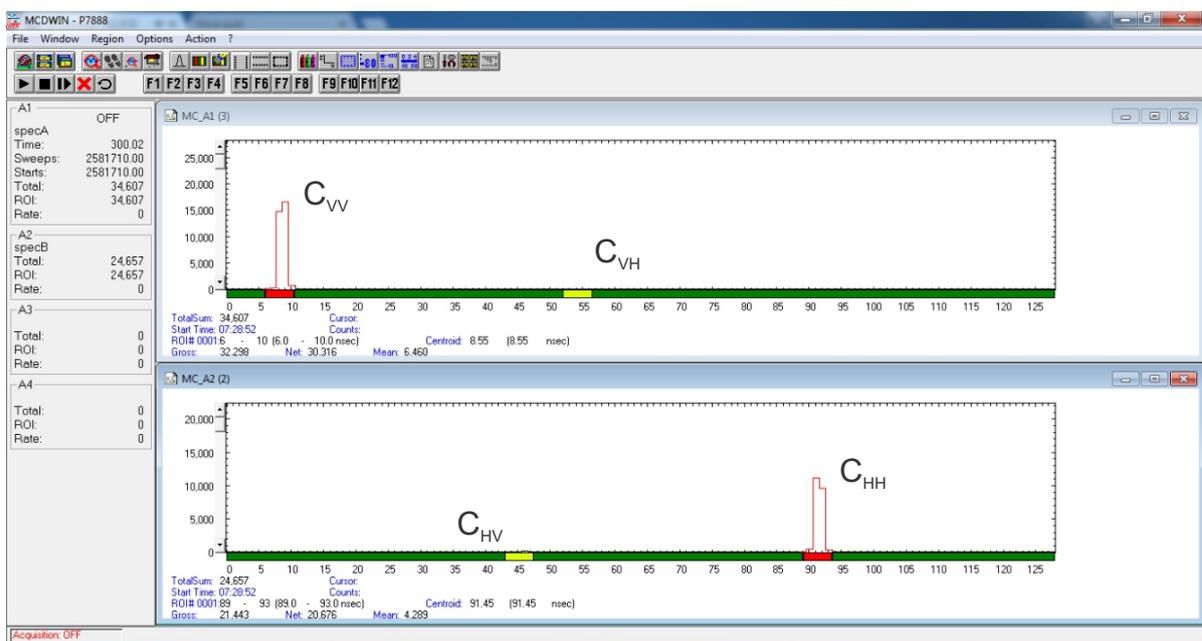
Fonte: O autor (2020).

resolução de 1 ns. Por fim, um computador é usado para armazenar e analisar os dados. Neste sistema, os fótons que chegam aos fotodetektos DH1 ou DV1 iniciam a contagem de coincidência, enquanto os fótons detectados por DH2 e DV2 encerram a contagem. Para que seja possível visualizar e identificar as contagens de coincidências, um atraso eletrônico é imposto aos detectores DH1 e DV1. As contagens de fótons coincidentes para quatro combinações possíveis entre um par de detectores são representadas pelos

símbolos C_{HH} , C_{HV} , C_{VH} e C_{VV} . O primeiro índice é referente ao detector da saída 1 e o segundo índice indica o detector da saída 2.

Um exemplo da visualização das contagens de fótons coincidentes entre dois fotodetectors é apresentado na Figura 10. Nesse exemplo é possível observar que as coincidências de fótons ocorrem em janelas temporais de 4 ns e que neste caso, a configuração experimental favoreceu as contagens entre os detectores DV1 e DV2 (C_{VV}) e entre os detectores DH1 e DH2 (C_{HH}). A janela temporal de 4 ns é pelo menos 3 vezes menor que o período entre os pulsos do laser de femtosegundos.

Figura 10 – Exemplo do arquivo de visualização das contagens dos fótons coincidentes.



Fonte: O autor (2020).

A razão entre coincidências e contagens para cada fotodetector determina a sua eficiência, cujos valores são: $\eta_{1H} = 4,3\%$, $\eta_{1V} = 2,5\%$, $\eta_{2H} = 3,5\%$ e $\eta_{2V} = 2,2\%$. O baixo valor para todas estas eficiências é atribuído principalmente à presença de uma intensa fluorescência que chega aos detectores, devido à interação do feixe de bombeamento com os elementos que compõem o sistema óptico (MENDES et al., 2015).

2.5 Caracterização da fonte

A metodologia utilizada para caracterizar os estados quânticos dos pares de fótons é a mesma abordada nos trabalhos de James et al. (2001), Mendes et al. (2015).

O experimento consiste em medir as coincidências entre as polarizações dos fótons nas duas saídas do Sagnac, em função do ângulo θ_2 da placa de onda HWP,

posicionada na saída 2, e assim obter a visibilidade da interferência,

$$V = \frac{C_{\text{máx}} - C_{\text{min}}}{C_{\text{máx}} + C_{\text{min}}}, \quad (2.18)$$

onde $C_{\text{máx}}$ e C_{min} são os valores das contagens máximas e mínimas das respectivas coincidências. Para isso, são produzidos estados quânticos distintos, a partir da mudança de polarização do feixe de bombeamento. Em seguida é escolhida uma base de medida (H/V ou D/AD). O resultado será uma modulação senoidal com respeito à variação do ângulo θ_2 . A escolha da base é feita para ângulos específicos da placa de onda HWP posicionada na saída 1 do Sagnac. Neste caso, foi selecionado $\theta_1 = 0^\circ$ para a base linear H/V e $2\theta_1 = \pm 45^\circ$ para a base D/AD (diagonal e anti-diagonal), em relação ao eixo vertical.

Além da visibilidade, uma forma comum de caracterizar os estados quânticos gerados é a partir da violação da desigualdade CHSH (CLAUSER et al., 1969), expressa pelo parâmetro S ,

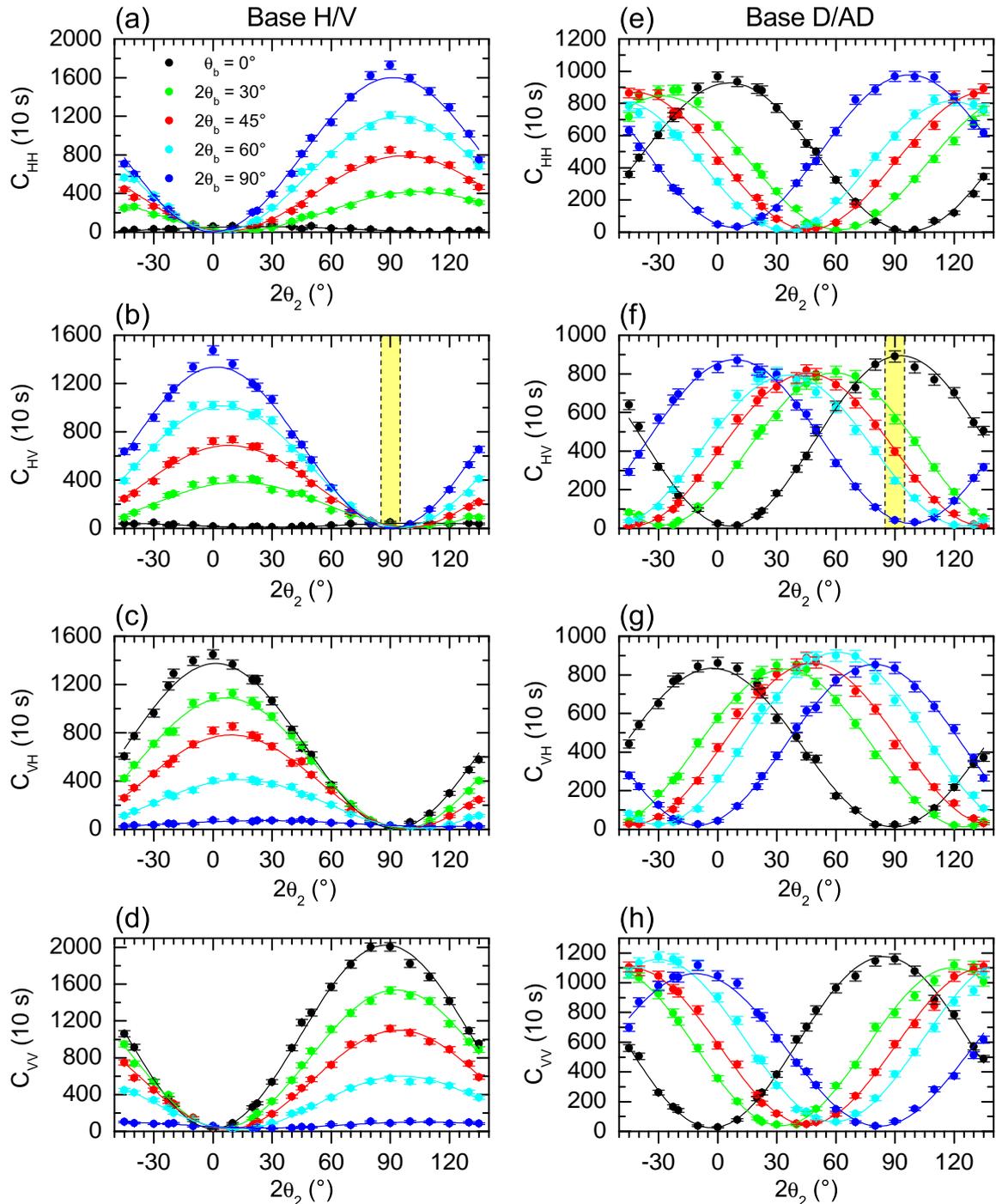
$$S = |E(\theta_1, \theta_2) + E(\theta_1, \theta'_2) - E(\theta'_1, \theta_2) + E(\theta'_1, \theta'_2)|, \quad (2.19)$$

para o qual são escolhidos os ângulos que maximizam a violação. Neste caso, $\theta_1 = 0^\circ$, $2\theta'_1 = 45^\circ$, $2\theta_2 = 22,5^\circ$ e $2\theta'_2 = -22,5^\circ$. A quantidade $E(\theta_1, \theta_2)$ é definida como,

$$E(\theta_1, \theta_2) = \frac{C_{HH} - C_{HV} - C_{VH} + C_{VV}}{C_{HH} + C_{HV} + C_{VH} + C_{VV}}. \quad (2.20)$$

A Figura 11 é um registro das contagens de coincidências conforme é variado o ângulo θ_2 , para a base H/V (figuras a-d) e para a base D/AD (figuras e-h). Essas contagens foram obtidas para cinco ângulos de polarização do feixe de bombeamento ($\theta_b = 0^\circ$, $2\theta_b = 30^\circ$, $2\theta_b = 45^\circ$, $2\theta_b = 60^\circ$ e $2\theta_b = 90^\circ$), considerando $\phi_b = 0^\circ$. A potência do feixe de bombeamento foi mantida em ~ 22 mW durante o tempo de aquisição de 10 segundos.

Figura 11 – Contagens de coincidência de fótons em função do ângulo da HWP ($2\theta_2$) medidas na base H/V ($\theta_1 = 0^\circ$) e na base D/AD ($2\theta_1 = 45^\circ$). As contagens foram obtidas para cinco polarizações do feixe de bombeamento ($\theta_b = 0^\circ$, $2\theta_b = 30^\circ$, $2\theta_b = 45^\circ$, $2\theta_b = 60^\circ$ e $2\theta_b = 90^\circ$). A barra de erro é obtida pela raiz quadrada do número de contagens e a linha sólida é uma curva de ajuste senoidal que melhor representa os dados. C_{ij} indica as coincidências entre o detector i posicionado na saída 1 do Sagnac, e o detector j , da saída 2.



Fonte: O autor (2020).

As linhas sólidas sobre os pontos representam os ajustes senoidais para os dados experimentais. Observa-se que há uma diferença no padrão de interferência quando a base de medida é trocada. Essa característica é um reflexo da natureza dos estados produzidos e da medida realizada, que torna possível a indistinguibilidade entre os fótons nas saídas 1 e 2. Observa-se na Figura 11b que, independente da polarização do feixe de bombeamento, as contagens coincidentes C_{HV} são praticamente nulas na base H/V em $2\theta_2 = 90^\circ$, enquanto que na base D/AD , 11f, essa situação permanece, apenas para a polarização vertical do feixe de bombeamento ($2\theta_b = 90^\circ$). Esse comportamento é previsto a partir da probabilidade de detecção dada uma combinação de ângulos (θ_b , θ_1 , e θ_2) (MENDES et al., 2015).

A partir das contagens de coincidências espera-se que a fonte produza aproximadamente 160 pares de fótons por segundo, dos quais cerca de 3% são devidos à fluorescência. As visibilidades para todas as curvas, calculadas pela Equação (2.18), são apresentadas na Tabela 2 para as medidas obtidas na base H/V e na Tabela 3 para as medidas obtidas na base D/AD .

Tabela 2 – Visibilidade para as curvas de interferência obtidas para a base H/V . O símbolo V_{HH} representa a visibilidade entre o detector H, na saída 1 e o detector H da saída 2, por exemplo.

$2\theta_b$ (°)	V_{HH} (%)	V_{HV} (%)	V_{VH} (%)	V_{VV} (%)
0	87,5 (13,9)	67,7 (12,6)	98,5 (3,6)	97,3 (3,0)
30	93,7 (6,3)	93,0 (6,4)	97,2 (4,0)	94,5 (3,4)
45	96,5 (4,6)	96,5 (5,0)	96,1 (4,6)	94,8 (4,0)
60	98,0 (4,0)	97,3 (4,3)	94,2 (6,3)	92,6 (5,4)
90	99,2 (3,4)	99,1 (3,6)	58,0 (8,8)	54,3 (7,1)

Fonte: O autor (2020).

Tabela 3 – Visibilidade para as curvas de interferência obtidas para a base D/AD . O símbolo V_{HH} representa a visibilidade entre o detector H, na saída 1 e o detector H da saída 2, por exemplo.

$2\theta_b$ (°)	V_{HH} (%)	V_{HV} (%)	V_{VH} (%)	V_{VV} (%)
0	97,1 (4,4)	96,5 (4,5)	94,6 (4,5)	95,5 (3,9)
30	96,7 (4,6)	96,1 (4,7)	95,4 (4,6)	92,1 (3,8)
45	96,0 (4,5)	97,3 (4,8)	94,3 (4,4)	91,7 (3,8)
60	96,7 (4,7)	95,6 (4,7)	94,4 (4,4)	89,8 (3,6)
90	93,2 (4,2)	92,9 (4,4)	94,1 (4,5)	93,8 (3,9)

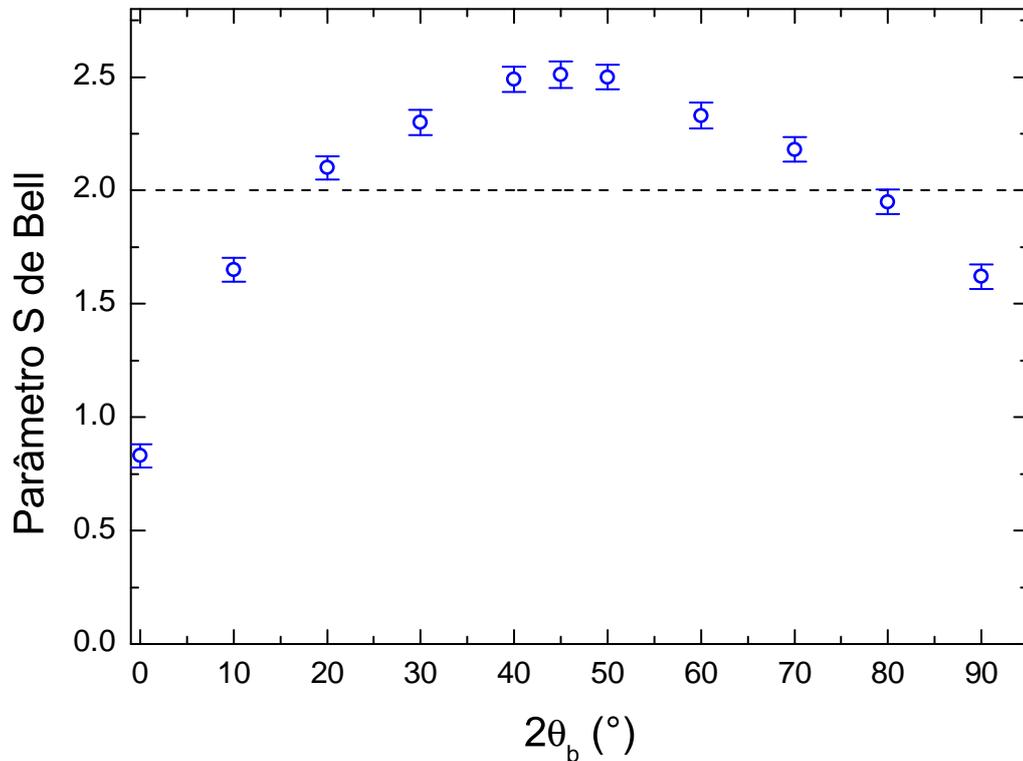
Fonte: O autor (2020).

O PBS do Sagnac neste aparato não apresenta a mesma performance para os dois comprimentos de onda. O fator de extinção (ER) para 400 nm e 800 nm é $ER_b = 1000 : 1$

e $ER_{PDC} = 25 : 1$, respectivamente. Devido a essas limitações algumas visibilidades ficaram abaixo de 80%.

Na Figura 12 é mostrada a variação da violação da desigualdade de Bell, representada pelo parâmetro S , em função do ângulo de polarização do feixe de bombeamento ($2\theta_b$). Durante o tempo de detecção de 10 s para cada medida, e ~ 8 min para todas as medidas, a potência de feixe de bombeamento se manteve fixa em ~ 22 mW. Observa-se que a violação máxima, $S = 2,51(6)$, ocorre quando o estado é maximamente emaranhado, nesta situação o ângulo da HWP do feixe de bombeamento é $2\theta_b = 45^\circ$.

Figura 12 – Medida do parâmetro S de Bell em função do ângulo de polarização do feixe de bombeamento. A linha pontilhada em $S = 2$ indica o limite entre as correlações clássicas ($S < 2$) e não clássicas ($S > 2$). O tempo de aquisição para as correlações foi de 10 s.



Fonte: O autor (2020).

2.6 Considerações finais

Este experimento mostra o domínio total na geração e caracterização de uma fonte de pares de fótons emaranhados, e sua discussão está bem disseminada em artigos científicos (MOREIRA et al., 2018; MENDES et al., 2015) e em trabalhos acadêmicos como dissertação (DÍAZ, 2014) e tese (MOREIRA, 2018). Entretanto, a maioria dos esquemas ópticos propostos para aplicações na área de informação e comunicação quântica requer

o uso de fontes determinísticas capazes de emitir apenas um fóton. Uma forma de lidar com o problema da emissão probabilística nas fontes de SPDC é acoplar um mecanismo de armazenamento de fótons (memória) à fonte, onde uma vez sinalizado (detectado) um dos fótons, o outro é armazenado. Para isso, é preciso que haja uma troca coerente e eficiente entre os fótons e o meio usado como memória, cujo tempo de vida deve ser longo.

Uma das grandes vantagens das fontes sinalizadas baseadas em SPDC é a produção de fótons ultracurtos com duração ~ 100 femtosegundos, isso pode refletir em um tempo de armazenamento e recuperação da memória rápidos o suficiente para evitar qualquer decoerência do sistema.

Embora o armazenamento de fótons seja um desafio (LOUNIS; ORRIT, 2005; DISTANTE et al., 2017), nos próximos capítulos são apresentados uma proposta experimental fundamentada em uma teoria perturbativa e os primeiros resultados obtidos na tentativa de armazenar um pulso de luz ultracurto em um meio atômico de banda estreita. O entendimento da teoria e os detalhes da implementação experimental mostram que, esse problema constitui um passo intermediário importante na direção do armazenamento de fótons individuais.

3 AUMENTO DA ABSORÇÃO DE UM FRACO PULSO DE LUZ ULTRACURTO POR UM MEIO ATÔMICO DENSO

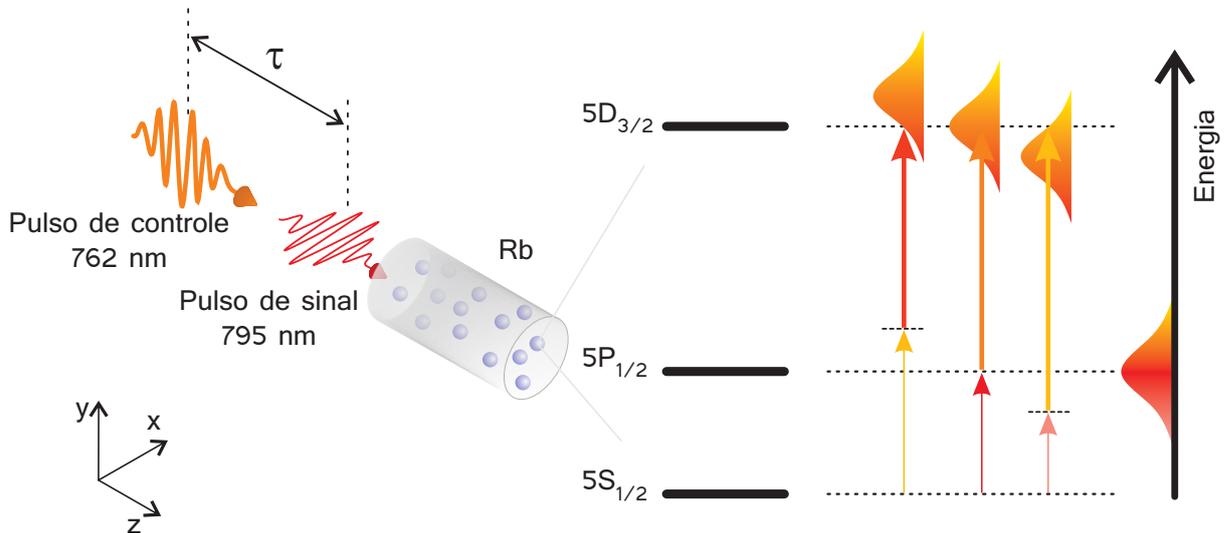
O armazenamento de fótons individuais “ultra banda larga” produzidos por uma fonte SPDC apresenta grande potencial para promover avanços significativos na área de informação quântica. No entanto, um desafio particular desse problema é a incompatibilidade entre o tempo de vida do fóton (femtosegundos) e o tempo de vida longo esperado para as memórias, que se reflete em diferentes bandas de frequência para os dois sistemas. Essa dificuldade pode ser mapeada no problema de se fazer um meio de banda estreita (frequência específica) absorver com eficiência um pulso de luz banda larga. Neste capítulo é apresentada uma abordagem detalhada para esse problema, com foco na absorção de dois fótons com $\lambda_c \approx 800$ nm em vapor de Rubídio (Rb) aquecido. Para isso, é usado um campo de controle intenso, que conduzirá uma transição sequencial de dois fótons, intrinsecamente banda larga, junto com um campo de sinal fraco consistente com um pulso de luz ultracurto. A ideia do experimento e a modelagem teórica baseada em uma teoria perturbativa, adequada ao regime de absorção fraca, são mostradas neste capítulo. Já a descrição experimental para se medir pequenas absorções do pulso de sinal pelos átomos de Rb, além dos métodos utilizados para melhorar essa absorção são mostrados no Capítulo 4.

3.1 A ideia do experimento

A observação de pulsos de área zero no meio atômico a partir da interação com fótons individuais via SPDC é a principal motivação deste trabalho, uma vez que foi demonstrado que esses fótons podem ser produzidos de maneira a seguir a dinâmica de pulsos fracos que se propagam coerentemente na amostra atômica (COSTANZO et al., 2016). A investigação sistemática da absorção e do armazenamento de um pulso de luz ultracurto fraco, em um meio atômico, é portanto, um passo importante no desenvolvimento de protocolos de memória para fótons individuais ultracurtos e os resultados apresentados nesta tese vêm contribuir com os avanços científicos que apontam nessa direção.

Nesse contexto, um pulso ultracurto, fraco, (sinal) com comprimento de onda central de 795 nm atuando na transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ (linha D_1 do Rb), tem sua absorção aumentada quando um outro pulso ultracurto, intenso, (controle) centrado em 762 nm transfere para o nível $5D_{3/2}$ qualquer população transiente induzida pelo pulso de sinal no nível intermediário $5P_{1/2}$ conforme ilustrado na Figura 13. Esse esquema com pulsos atuando em diferentes transições pode favorecer a transferência de energia de um pulso

Figura 13 – Ilustração das combinações de excitações por dois fótons em cascata em átomos de Rubídio via estado intermediário 5P. O estado intermediário 5P permite a ocorrência da excitação de dois fótons ressonantes, envolvendo as transições $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ (795 nm) e $5P_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ (762 nm). Os pulsos que atuam em cada transição chegam à amostra com polarizações ortogonais e com atraso relativo controlável τ .



Fonte: O autor (2020).

de luz fraco para uma amostra atômica, uma vez que Dudovich, Oron e Silberberg (2002) demonstraram, usando técnicas de controle coerente, que um pulso de luz ultracurto atuando em ressonância com um átomo de dois níveis é capaz de aumentar o pico de excitação da população transiente.

3.1.1 Aumento da absorção no regime ultra-bandalarga

A descrição física de um átomo com dois níveis de energia interagindo com um pulso de luz ressonante envolve naturalmente o conceito da área de um pulso, definida como

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu E(t)}{\hbar} dt, \quad (3.1)$$

com μ representando o momento de dipolo da transição ressonante, $E(t)$ a amplitude do campo elétrico do pulso na posição do átomo, e \hbar a constante de Planck (ALLEN; EBERLY, 1987). Considerando um pulso ultracurto, qualquer processo de decoerência durante a excitação pode ser ignorado e a população do estado excitado é dada por $\rho_e = \sin^2(\theta/2)$. Sendo assim, um pulso de área π atuando sobre um sistema atômico no estado fundamental inverteria a população atômica levando o sistema para o estado excitado.

A estimativa da área de um único fóton, com largura temporal de aproximadamente $\Delta t_p = 100$ fs, atuando sobre um ensemble atômico, é um ponto de partida interessante para entender o problema. Considerando que o comprimento de onda central deste fóton é 800 nm, sua energia será $hc/\lambda = 2,5 \times 10^{-19}$ J, com c sendo a velocidade da luz no vácuo. Se esse fóton se propaga em um modo gaussiano, cuja cintura no foco é $w = 50$ μm , seu volume será aproximadamente $V = \pi w^2 \times cT \approx 2,4 \times 10^5$ μm^3 . A densidade de energia desse fóton será então $u = (hc)/\lambda V \approx 10^{-6}$ Jm^{-3} . O campo elétrico associado com essa densidade de energia será $|E| \approx 500$ V/m. Aproximando o momento de dipolo por $\mu \approx ea_0$, com e sendo a carga do elétron e a_0 o raio de Bohr, a área deve ser $\theta \approx \mu|E|\Delta t_p/\hbar \approx 4 \times 10^{-6}$. Portanto $\rho_e \approx 4 \times 10^{-12} = p_{11}$.

Esse número, tão pequeno à primeira vista, fornece a probabilidade p_{11} de excitar um único átomo por um único fóton. No entanto, em um vapor atômico aquecido é muito comum que a quantidade de átomos seja $N \gg 10^{12}$ no modo espacial assumido acima. De acordo com essa análise, em condições experimentais, seria possível observar grandes absorções de fótons ultracurtos. O problema é que esta análise não considera a reação do conjunto de átomos sobre o modo fotônico, que leva à formação de um pulso de área zero durante a propagação pelo meio (CRISP, 1970), com a área na saída da amostra muito menor do que na entrada. Esse pulso mantém sua energia enquanto se propaga, mas torna-se gradualmente incapaz de deixar o átomo em qualquer estado excitado. A forma do pulso de área zero tem origem primária na parte dispersiva da interação átomo-luz, que se torna rapidamente dominante sobre a parte absorptiva à medida que a densidade atômica do meio aumenta (BOUCHÈNE et al., 1992). Esse processo torna impossível a absorção direta de um único fóton ressonante com a amostra atômica de dois níveis de energia, uma vez que a área do pulso vai a zero, rapidamente, enquanto o número de átomos aumenta (COSTANZO et al., 2016).

Por outro lado, experimentos envolvendo pulsos ultracurtos induzindo transições de dois fótons em cascata para um nível excitado, são comuns na literatura (FELINTO; ACIOLI; VIANNA, 2000; FELINTO; ACIOLI; VIANNA, 2004) e sua conexão com a população transiente na transição intermediária, onde o pulso de área zero se forma, está bem estabelecida (DUDOVICH; ORON; SILBERBERG, 2002). Essas excitações transitórias são muito maiores que a área final do pulso. Para manter a energia do pulso ($\propto |E|^2$) grosseiramente constante enquanto a sua área ($\propto E$) diminui, o campo elétrico ganha uma cauda que inverte periodicamente seu sinal para cancelar a excitação gerada pelas porções anteriores. Desse modo, a área zero ocorre com uma série de excitações transitórias de diferentes sinais. Todas essas observações sugerem uma abordagem alternativa para a absorção de um fóton “banda larga” por um meio atômico, na qual um pulso de controle com largura de banda similar levaria o átomo para um estado mais energético através do pico transiente de excitação na transição intermediária, a fim de maximizar a transferência de energia para o meio (DUDOVICH; ORON; SILBERBERG,

2002).

No domínio da frequência, a viabilidade dessa abordagem vem do fato de que essas transições de dois fótons são intrinsecamente banda larga. No processo ilustrado na Figura 13 para a transição em cascata $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ no Rb, se as frequências centrais dos pulsos de sinal e controle forem ressonantes, respectivamente, com cada uma das transições na cascata, qualquer outra frequência no espectro do pulso de sinal encontrará uma frequência no espectro do campo de controle, cuja combinação permite a transição por dois fótons. Um modelo detalhado desse processo, no regime de baixa excitação, é descrito na Seção 3.2, a seguir.

3.2 Teoria

Para compreender o processo de absorção descrito na Seção 3.1.1, é introduzido nesta seção uma teoria que descreve a propagação do pulso de sinal através de um meio atômico denso na condição ilustrada na Figura 13, ou seja, uma excitação de dois fótons em cascata induzida por um pulso de controle. Os pulsos de sinal e controle propagam colinearmente na mesma direção z , com o pulso de controle atrasado temporalmente por uma quantidade τ , em relação ao sinal na entrada do meio. Nesta teoria a estrutura atômica é aproximada por um sistema de três níveis hiperfinos envolvendo uma transição em cascata, com os estados $|0\rangle = |5S_{1/2}\rangle$, $|1\rangle = |5P_{1/2}\rangle$, e $|2\rangle = |5D_{3/2}\rangle$, respectivamente.

Para um pulso de sinal fraco, a população no nível $|1\rangle$ pode ser ignorada, assim como o efeito dos átomos sobre o pulso de controle intenso. Portanto, considerando que a posição dos pulsos na entrada da amostra atômica é $z = 0$, nas posições $z \geq 0$ o campo elétrico para o pulso de controle pode ser escrito como

$$\mathcal{E}_c(z, t) = \mathcal{E}_c(0, t - \tau - z/c) = E_c(t - \tau - z/c) \cos[\omega_c(t - \tau - z/c)],$$

com $E_c(t - \tau)$ sendo a amplitude (envelope) do pulso em $z = 0$ e ω_c representando a frequência central do campo de controle. Por outro lado, uma vez que o pulso de sinal é fortemente afetado pelo meio atômico, sua descrição matemática leva em consideração toda a propagação através deste, cuja modelagem se dá pela equação de Maxwell para o campo elétrico $\mathcal{E}_s(z, t)$ (CRISP, 1970):

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = i\alpha_0 \Gamma_{10} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta \sigma_{01}(\Delta) f(\Delta), \quad (3.2)$$

com $\Omega_s(z, t) = \mu_{01} E_s(z, t)/\hbar$ sendo a frequência de Rabi induzida pelo campo de sinal, μ_{01} o momento de dipolo elétrico da transição $0 \rightarrow 1$, $E_s(z, t)$ a amplitude do pulso de sinal, α_0 o coeficiente de absorção do meio, Γ_{10} a taxa de decaimento da população do nível $|1\rangle$ para $|0\rangle$, $f(\Delta)$ a distribuição Doppler para o átomo com dessintonia Δ relativa à frequência central ω_s do campo de sinal, e σ_{01} a coerência atômica na

variável lenta entre os níveis $|1\rangle$ e $|0\rangle$. Na entrada da amostra, o campo elétrico será $\mathcal{E}_s(0, t) = E_s(0, t) \cos(\omega_s t)$.

O caminho para determinar, analiticamente, σ_{01} envolve a dedução da equação de Bloch para a coerência ρ_{01} derivada da equação de Liouville para matriz densidade ρ

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\rho, H], \quad (3.3)$$

com $\rho_{jk} = \rho_{kj}^*$. O Hamiltoniano do sistema escrito já na aproximação de onda girante é dado por

$$H = H_0 + V(\vec{r}, t), \quad (3.4)$$

com

$$H_0 = E_0|0\rangle\langle 0| + E_1|1\rangle\langle 1| + E_2|2\rangle\langle 2|,$$

representando o Hamiltoniano para o átomo livre com três níveis de energia E_0 , E_1 e E_2 , respectivamente, e

$$V(z, t) = -\mu_{01}\mathcal{E}_s(z, t)|0\rangle\langle 1| - \mu_{12}\mathcal{E}_c(z, t)|1\rangle\langle 2| + c.c.,$$

representando o potencial de interação na aproximação de dipolo elétrico, com μ_{12} sendo o momento de dipolo elétrico da transição $1 \rightarrow 2$. Usando a notação complexa para o campo elétrico e admitindo que os campos estão em fase na entrada da amostra, substituindo a Equação (3.4) na Equação (3.3), obtem-se

$$\frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = i\rho_{01}\Omega_s^* e^{i(k_s z - \omega_s t)} - i\rho_{10}\Omega_s e^{-i(k_s z - \omega_s t)}, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= i\rho_{10}\Omega_s e^{-i(k_s z - \omega_s t)} - i\rho_{01}\Omega_s^* e^{i(k_s z - \omega_s t)} \\ &+ i\rho_{12}\Omega_c^* e^{i(k_c z - \omega_c t)} - i\rho_{21}\Omega_c e^{-i(k_c z - \omega_c t)}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = i\rho_{21}\Omega_c e^{-i(k_c z - \omega_c t)} - i\rho_{12}\Omega_c^* e^{i(k_c z - \omega_c t)}, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \rho_{01}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}(E_1 - E_0)\rho_{01} + i(\rho_{00} - \rho_{11})\Omega_s e^{-i(k_s z - \omega_s t)} + i\rho_{02}\Omega_c^* e^{i(k_c z - \omega_c t)}, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho_{02}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}(E_2 - E_0)\rho_{02} - i\rho_{12}\Omega_s e^{-i(k_s z - \omega_s t)} + i\rho_{01}\Omega_c e^{-i(k_c z - \omega_c t)}, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar}(E_2 - E_1)\rho_{12} + i(\rho_{11} - \rho_{22})\Omega_c e^{-i(k_c z - \omega_c t)} - i\rho_{02}\Omega_s^* e^{i(k_s z - \omega_s t)}, \quad (3.10)$$

em que $\Omega_c(z, t) = \mu_{12}E_c(z, t)/\hbar$ é a frequência de Rabi induzida pelo campo de controle. Uma vez que o interesse aqui é obter soluções na aproximação de onda girante, é

conveniente introduzir as variáveis lentas σ_{jk} a partir de

$$\rho_{01} = \sigma_{01} e^{-i(k_s z - \omega_s t)}, \quad (3.11)$$

$$\rho_{10} = \sigma_{10} e^{i(k_s z - \omega_s t)}, \quad (3.12)$$

$$\rho_{02} = \sigma_{02} e^{-i[(k_c + k_s)z - (\omega_c + \omega_s)t]}, \quad (3.13)$$

$$\rho_{20} = \sigma_{20} e^{i[(k_c + k_s)z - (\omega_c + \omega_s)t]}, \quad (3.14)$$

$$\rho_{12} = \sigma_{12} e^{-i(k_c z - \omega_c t)}, \quad (3.15)$$

$$\rho_{21} = \sigma_{21} e^{i(k_c z - \omega_c t)}. \quad (3.16)$$

Adicionando os efeitos da emissão espontânea, através das taxas de decaimento Γ_{jk} do estado $|j\rangle$ para o $|k\rangle$, obtém-se as equações ópticas de Bloch

$$\frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = i\Omega_s^* \sigma_{01} - i\Omega_s \sigma_{10} + \Gamma_{10} \rho_{11}, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = i\Omega_s \sigma_{10} - i\Omega_s^* \sigma_{01} - i\Omega_c \sigma_{21} + i\Omega_c^* \sigma_{12} + \Gamma_{21} \rho_{22} - \Gamma_{10} \rho_{11}, \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = i\Omega_c \sigma_{21} - i\Omega_c^* \sigma_{12} - \Gamma_{21} \rho_{22}, \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \sigma_{01}}{\partial t} = i(\omega_{10} - \omega_s) \sigma_{01} + i\Omega_s (\rho_{00} - \rho_{11}) + i\Omega_c^* \sigma_{02} - \frac{\Gamma_{10}}{2} \sigma_{01}, \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \sigma_{02}}{\partial t} = i[\omega_{20} - (\omega_c + \omega_s)] \sigma_{02} - i\Omega_s \sigma_{12} + i\Omega_c \sigma_{01} - \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{10}}{2} \sigma_{02}, \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \sigma_{12}}{\partial t} = i(\omega_{21} - \omega_c) \sigma_{12} + i\Omega_c (\rho_{11} - \rho_{22}) - i\Omega_s^* \sigma_{02} - \frac{\Gamma_{21}}{2} \sigma_{12}, \quad (3.22)$$

com $\omega_{10} \equiv (E_1 - E_0)/\hbar$, $\omega_{21} \equiv (E_2 - E_1)/\hbar$ e $\omega_{20} \equiv (E_2 - E_0)/\hbar$. Definindo $\Delta = \omega_s - \omega_{10}$, $\Delta_2 = \omega_c - \omega_{21}$, $\Delta_{12} = \omega_s + \omega_c - \omega_{20} = \Delta + \Delta_2$ e usando o fato que $\rho_{00}(t) + \rho_{11}(t) + \rho_{22}(t) = 1$, obtém-se

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{10} \right) \rho_{00} = \Gamma_{10} + i\Omega_s^* \sigma_{01} - i\Omega_s \sigma_{10} - \Gamma_{10} \rho_{22}, \quad (3.23)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{21} \right) \rho_{22} = i\Omega_c \sigma_{21} - i\Omega_c^* \sigma_{12}, \quad (3.24)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_{10}}{2} + i\Delta \right) \sigma_{01} = -i\Omega_s + i\Omega_s (2\rho_{00} + \rho_{22}) + i\Omega_c^* \sigma_{02}, \quad (3.25)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{10}}{2} + i\Delta_{12} \right) \sigma_{02} = i\Omega_c \sigma_{01} - i\Omega_s \sigma_{12}, \quad (3.26)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_{21}}{2} + i\Delta_2 \right) \sigma_{12} = i\Omega_c - i\Omega_c (\rho_{00} + 2\rho_{22}) - i\Omega_s^* \sigma_{02}. \quad (3.27)$$

É comum, a partir desse ponto, obter uma solução integral para σ_{01} na ordem mais baixa da amplitude do campo de sinal, uma vez que muitas aproximações são possíveis no limite de campo fraco, tornando esse regime relevante para absorção de um fóton. Resolvendo as Eqs. diferenciais acopladas (3.23)-(3.27) e admitindo que o sistema se encontra no estado fundamental em $t = 0$, obtém-se

$$\rho_{00}(t) = 1 - \int_0^t dt' e^{-\Gamma_{10}(t-t')} [\Gamma_{10}\rho_{22}(t') - i\Omega_s^* \sigma_{01}(t') + i\Omega_s \sigma_{10}(t')], \quad (3.28)$$

$$\rho_{22}(t) = i \int_0^t dt' e^{-\Gamma_{21}(t-t')} [\Omega_c(t')\sigma_{21}(t') - \Omega_c^*(t')\sigma_{12}(t')], \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{01}(t) &= -i \int_0^t dt' e^{-(\Gamma_{10}/2+i\Delta)(t-t')} \times \\ &\times \{ \Omega_s(t') - \Omega_s(t')[2\rho_{00}(t') + \rho_{22}(t')] - \Omega_c^*(t')\sigma_{02}(t') \}, \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\sigma_{02}(t) = i \int_0^t dt' e^{-(\Gamma_{21}/2+\Gamma_{10}/2+i\Delta_{12})(t-t')} [\Omega_c(t')\sigma_{01}(t') - \Omega_s(t')\sigma_{12}(t')], \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{12}(t) &= i \int_0^t dt' e^{-(\Gamma_{21}/2+i\Delta_2)(t-t')} \times \\ &\times \{ \Omega_c(t') - \Omega_c(t')[\rho_{00}(t') + 2\rho_{22}(t')] - \Omega_s^*(t')\sigma_{02}(t') \}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

É razoável supor que as populações não são afetadas pela excitação dos pulsos, ou seja, $\rho_{00} \approx 1$, e $\rho_{11} \approx \rho_{22} \approx 0$. Com isso,

$$\sigma_{01} \approx \int_0^t dt' e^{-(\Gamma_{10}/2+i\Delta)(t-t')} \left[i \frac{\Omega_s(z, t')}{2} - \frac{\Omega_c^*(z, t')}{2} \int_{-\infty}^{t'} dt'' \frac{\Omega_c(z, t'')}{2} \sigma_{01}(z, t'') \right]. \quad (3.33)$$

O limite de integração inferior foi estendido para $-\infty$, uma vez que nesse limite não há nenhum pulso interagindo com a amostra. O fator $e^{-(\Gamma_{10}/2+i\Delta)(t-t')}$ é mantido na primeira integral sobre t' , e descartado na integral que envolve a multiplicação com os campos de sinal ou controle, uma vez que esses pulsos são muito mais rápidos (femtosegundos) do que qualquer taxa de decaimento (\sim nanosegundos) (FELINTO; LÓPEZ, 2009). A solução da Equação (3.33), na ordem mais baixa dos campos Ω_s e Ω_c é dada por

$$\begin{aligned} \sigma_{01}(z, t) &\simeq i \int_{-\infty}^t dt' e^{-(\Gamma_{10}/2+i\Delta)(t-t')} \left[\frac{\Omega_s(z, t')}{2} + \right. \\ &\left. - \frac{\Omega_c^*(z, t')}{2} \int_{-\infty}^t dt'' \frac{\Omega_c(z, t'')}{2} \int_{-\infty}^{t''} dt''' \frac{\Omega_s(z, t''')}{2} \right]. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Duas funções auxiliares, importantes, são definidas como:

$$\theta_s(z, t) = \int_{-\infty}^t dt' \Omega_s(z, t'), \quad (3.35)$$

$$\theta_c(z, t) = \int_{-\infty}^t dt' \Omega_c(z, t'). \quad (3.36)$$

Essas são as representações das áreas de cada pulso na posição z da amostra atômica no tempo t . Essas funções variam lentamente quando comparadas com os respectivos pulsos, se aproximando de uma função degrau para um pulso curto bem comportado. Por essa razão, essas variáveis são consideradas constantes dentro da integral na Equação

(3.34), no instante em que o pulso de controle chega na posição z . Então, a Equação (3.34), torna-se:

$$\begin{aligned} \sigma_{01}(z, t) \simeq & i \int_{-\infty}^t dt' e^{-(\Gamma_{10}/2+i\Delta)(t-t')} \left[\frac{\Omega_s(z, t')}{2} + \right. \\ & \left. - \frac{1}{8} \Omega_c^*(z, t') \theta_s(z, \tau + z/c) \frac{\Theta_c}{2} \right], \end{aligned} \quad (3.37)$$

com $\Theta_c = \theta_c(0, t \rightarrow \infty)$ representando a área do pulso de controle em $z = 0$. O valor dessa área no instante da ação sobre a amostra pode ser aproximada pela metade de sua área total. A função $\theta_s(z, \tau + z/c)$, no entanto, é muito mais delicada devido as distorções sofridas pelo pulso de sinal durante a propagação em z e pela ação do pulso de controle viajando na velocidade de vácuo até o mesmo ponto. Portanto, alguma quantidade de *walk-off* é esperado nesse processo.

Finalmente a Equação (3.37) pode ser substituída na Equação (3.2) para obter,

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = -\alpha_0 \int_{-\infty}^t dt' G(t-t') \left[\Omega_s(z, t') - \Omega_c^*(z, t') \theta_s(z, \tau + z/c) \frac{\Theta_c}{8} \right], \quad (3.38)$$

com

$$G(t-t') = \frac{\Gamma_{10}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta f(\Delta) e^{-(\Gamma_{10}/2+i\Delta)(t-t')}. \quad (3.39)$$

Aplicando a transformada de Fourier em ambos os lados da Equação (3.38), obtem-se

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i\omega}{c} + \alpha_0 A(\omega) \right] \tilde{\Omega}_s(z, \omega) = \alpha_0 A(\omega) \tilde{\Omega}_c^*(z, -\omega) \theta_s(z, \tau + z/c) \frac{\Theta_c}{8}, \quad (3.40)$$

com

$$A(\omega) = \frac{\Gamma_{10}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta \frac{f(\Delta)}{\Gamma_{10}/2 - i(\omega - \Delta)}, \quad (3.41)$$

$\tilde{\Omega}_s$ e $\tilde{\Omega}_c$ correspondendo à transformada de Fourier para as respectivas frequências de Rabi, e ω representando as componentes de frequências definidas em relação à frequência central de cada pulso.

A partir da Equação (3.40) é possível verificar que cada componente de frequência ω do pulso de sinal é afetada pela componente de frequência $-\omega$ do pulso de controle, como sugerido na Figura 13. Além disso, toda a ação do pulso de controle depende de outros aspectos relacionados ao problema. O fator $\theta_s(z, \tau + z/c)$ representa a excitação de átomos, pelo pulso de sinal, para o nível $|1\rangle$ até o instante em que o pulso de controle atua sobre o meio na mesma posição (DUDOVICH; ORON; SILBERBERG, 2002). A transferência de excitação da transição $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ é governada pela área total Θ_c do pulso de controle.

Quando o campo de controle não atua sobre o meio $\Omega_c = 0$, a solução da Equação (3.40) para altas densidades converge para um resultado conhecido na literatura, que

define o pulso de área zero (COSTANZO et al., 2016; CRISP, 1970; FELINTO; ACIOLI; VIANNA, 2004). No domínio da frequência,

$$\tilde{\Omega}_s^{(0)}(z, \omega) = \tilde{\Omega}_s(0, \omega)e^{[i\omega/c - \alpha_0 A(\omega)]z}. \quad (3.42)$$

Nesse contexto, a energia total do pulso seria então

$$\begin{aligned} U^{(0)}(z) &= \epsilon \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left| \tilde{\Omega}_s^{(0)}(z, \omega) \right|^2 \\ &= \epsilon \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left| \tilde{\Omega}_s(0, \omega)e^{-\alpha_0 \text{Re}[A(\omega)]z} \right|^2, \end{aligned} \quad (3.43)$$

com ϵ sendo uma constante de proporcionalidade. Matematicamente, a baixa absorção de um fóton ultra banda larga, propagando através de um meio atômico ressonante, pode ser traduzida pelo fato da função $\text{Re}[A(\omega)]$ ser muito estreita quando comparada com $\tilde{\Omega}_s(0, \omega)$, decaindo com o quadrado da frequência de ressonância ω (Equação (3.41)). A absorção representada por $e^{-\alpha_0 \text{Re}[A(\omega)]z}$ afeta apenas uma pequena porção da energia do pulso. As distorções, fortes e rápidas, do pulso de área zero vêm da ação dispersiva do meio, proporcional a $\text{Im}[A(\omega)]$, que é um função muito mais larga decaindo apenas com ω fora da ressonância. Por outro lado, o lado direito da Equação (3.40) envolve uma multiplicação da função $A(\omega)$ pela função complexa θ_s , que mapeia a parte dispersiva de $A(\omega)$ no coeficiente de absorção do meio, conduzindo a uma maior absorção.

Para proceder com o tratamento que considera a ação do pulso de controle, é preciso reescrever a Equação (3.40) como

$$\frac{\partial}{\partial z} f(z, \omega) = \alpha_0 A(\omega)e^{[-i\omega/c + \alpha_0 A(\omega)]z} \tilde{\Omega}_c^*(z, -\omega) \theta_s(z, \tau + z/c) \frac{\Theta_c}{8}, \quad (3.44)$$

com

$$f(z, \omega) = e^{[-i\omega/c + \alpha_0 A(\omega)]z} \tilde{\Omega}_s(z, -\omega). \quad (3.45)$$

A quantidade $\tilde{\Omega}_c^*(z, -\omega)$ pode ser escrita em termos do espectro do pulso de controle na entrada da amostra,

$$\tilde{\Omega}_c^*(z, -\omega) = \tilde{\Omega}_c^*(0, -\omega)e^{i\omega(\tau + z/c)}. \quad (3.46)$$

E a área do pulso de sinal na Equação (3.44) tem a forma

$$\begin{aligned} \theta_s(z, \tau + z/c) &= \int_{-\infty}^{\tau + z/c} dt \Omega_s(z, t) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-i\omega'z/c} \tilde{\Omega}_s(z, \omega') e^{-i\omega't} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-\alpha_0 A(\omega')z} f(z, \omega') e^{-i\omega't}. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Substituindo as Equações (3.46) e (3.47) em (3.44), definindo $\beta = \alpha_0 \Theta_c / 8$, obtem-se

$$\frac{\partial}{\partial z} f(z, \omega) = \frac{\beta A(\omega)}{\sqrt{2\pi}} e^{i\omega\tau + \alpha_0 A(\omega)z} \tilde{\Omega}_c^*(0, -\omega) \times \int_{-\infty}^{\tau} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-\alpha_0 A(\omega')z} f(z, \omega') e^{-i\omega't} \quad (3.48)$$

A Equação (3.48) na forma integral é mais adequada à análise perturbativa, então

$$\begin{aligned} f(z, \omega) &= f(0, \omega) + \int_0^z dz' \frac{\beta A(\omega)}{\sqrt{2\pi}} e^{i\omega\tau + \alpha_0 A(\omega)z'} \tilde{\Omega}_c^*(0, -\omega) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\tau} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-\alpha_0 A(\omega')z'} f(z', \omega') e^{-i\omega't}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Expandindo a Equação (3.49) na ordem mais baixa em Θ_c , tem-se

$$\begin{aligned} f^{(1)}(z, \omega) &= f(0, \omega) + \int_0^z dz' \frac{\alpha_0 \Theta_c A(\omega)}{8\sqrt{2\pi}} e^{i\omega\tau + \alpha_0 A(\omega)z'} \times \\ &\times \tilde{\Omega}_c^*(0, -\omega) \int_{-\infty}^{\tau} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-\alpha_0 A(\omega')z'} \tilde{\Omega}_s(0, \omega') e^{-\omega't}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

A Equação (3.50) pode ser usada para calcular o pulso de sinal no final da amostra, $z = l$, com l sendo o comprimento da amostra e $D = \alpha_0 l$ a profundidade óptica. Para comparar com os resultados da Seção 4.7, a Equação (3.50) deve ser modificada levando em consideração que o pulso de controle é focalizado no centro da amostra e que sua cintura varia ao longo de z . Além disso, é preciso observar que o sinal depende de Ω_c^2 . Efetivamente, a interação relevante entre o pulso de sinal e o pulso de controle ocorrerá apenas próximo da região do foco, cujo comprimento l_c é aproximadamente o dobro do comprimento Rayleigh do modo espacial do campo de controle. Essa modificação se traduz em considerar Θ_c constante mas diferente de zero somente na região compreendida entre $\pm l_c/2$ no centro da célula de vapor. Portanto, uma segunda profundidade óptica precisa ser introduzida para a região de interação: $D_c = \alpha_0 l_c$.

Com essas considerações, é possível definir a função

$$F(\omega, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-i\omega't} \tilde{\Omega}_s(0, \omega') \tilde{\Omega}_c^*(0, -\omega) T(\omega, \omega'), \quad (3.51)$$

com

$$T(\omega, \omega') = \frac{A(\omega) e^{-D[A(\omega) + A(\omega')]/2}}{[A(\omega) - A(\omega')]} \times \{e^{D_c[A(\omega) - A(\omega')]/2} - e^{-D_c[A(\omega) - A(\omega')]/2}\}, \quad (3.52)$$

e escrever

$$\tilde{\Omega}_s^{(1)}(l, \omega) = \tilde{\Omega}_s^{(0)}(l, \omega) + \frac{\Theta_c}{8} e^{i\omega(\tau + l/c)} \int_{-\infty}^{\tau} dt F(\omega, t). \quad (3.53)$$

Seguindo com as aproximações, é razoável reescrever o perfil Voigt geral da Equação (3.41), por uma função mais simples

$$A(\omega) = \frac{1}{1 - i\omega T_2}, \quad (3.54)$$

que captura a essência da física do problema (COSTANZO et al., 2016) aproximando a forma de linha para um perfil Lorentziano, com uma largura dada pelo inverso do tempo de decaimento T_2 da coerência atômica. Essa forma para $A(\omega)$ também permite escrever

$$\frac{A(\omega)}{[A(\omega) - A(\omega')]} = \frac{(\omega'T_2 + i)}{(\omega - \omega')T_2}. \quad (3.55)$$

Com esse resultado, observa-se que o integrando na Equação (3.51) é proporcional a $\tilde{\Omega}_s(0, \omega')\tilde{\Omega}_c^*(0, -\omega)/(\omega - \omega')$, o que implica em uma excitação atômica na forma esperada da Figura 13, ou seja, uma transição por dois fótons ressonantes, quando um fóton com frequência particular no pulso de sinal atua com o fóton com frequência complementar no pulso de controle.

3.3 Considerações finais

Mesmo com todas as aproximações para simplificar o problema da absorção de um pulso de área zero ressonante com um vapor atômico denso, mediante a ação de um campo de controle, a teoria desenvolvida nesta tese permite um bom acordo com as observações experimentais registradas na Seção 4.7. A intuição física do problema adquirida com essa teoria é o ponto de partida para avanços mais promissores através do uso de técnicas de controle coerente aplicadas ao pulso de sinal.

4 CONTROLE COM PULSOS LIMITADOS POR TRANSFORMADA E RESSONANTES COM O MEIO ATÔMICO

Neste capítulo são discutidos os detalhes e as dificuldades técnicas para se medir a absorção de um pulso ultracurto fraco, limitado por transformada de Fourier[§] e ressonante com o meio atômico denso (vapor de Rb aquecido). Para isso, é mostrado inicialmente um panorama do sistema óptico, seguido da caracterização dos pulsos de sinal e controle, onde são apresentados os cálculos para estimar a área dos pulsos, além da discussão de duas técnicas fundamentais para a execução deste trabalho: a autocorrelação e a compressão de pulsos ultracurtos. Por fim, é discutida a calibração do sistema de detecção.

4.1 O aparato experimental

O arranjo experimental para implementar o processo descrito na Figura 13 (Seção 3.1) é ilustrado na Figura 14. O sistema óptico é composto basicamente por um laser de femtosegundos, uma célula contendo vapor de Rb aquecido, um sistema de detecção e um conjunto de espelhos necessários para o direcionamento dos feixes do laser.

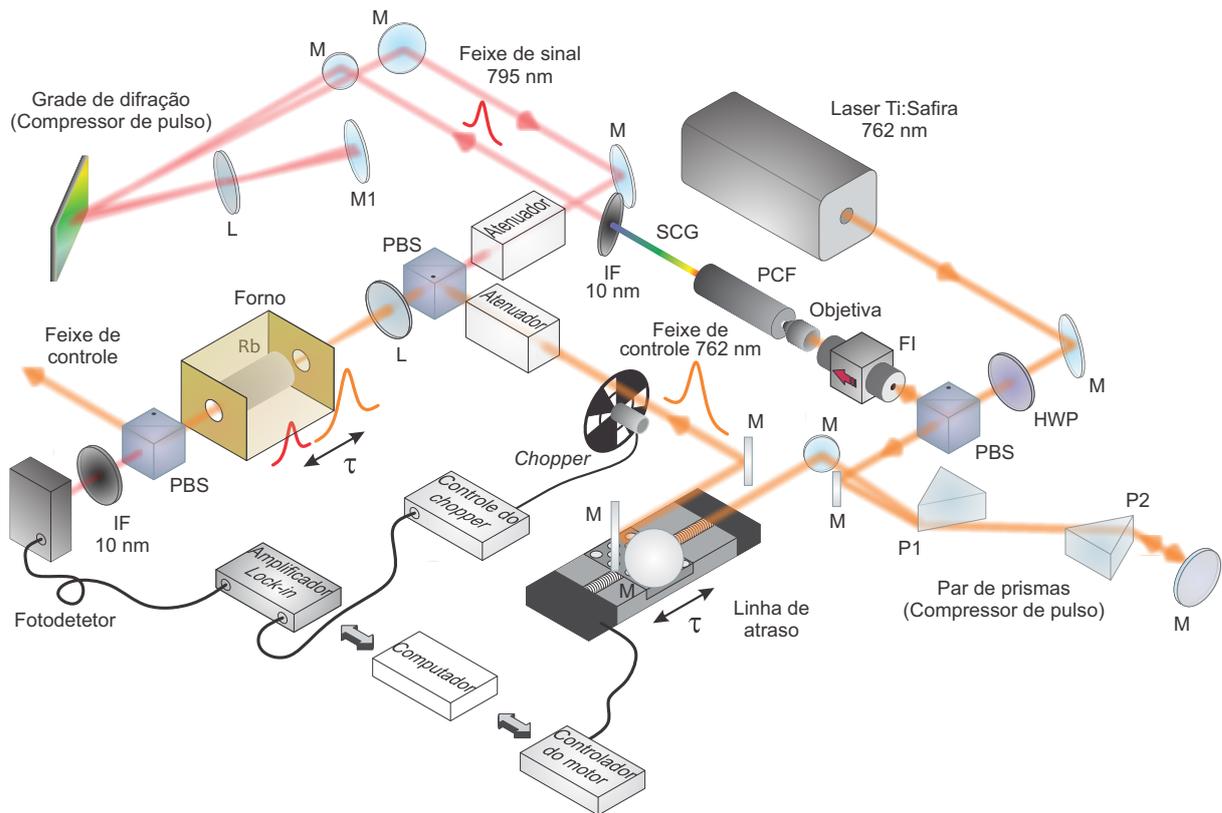
De acordo com a ideia do experimento, um pulso de laser ultracurto, intenso e centrado em 762 nm (transição $5P_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$), deve atuar no meio atômico junto com um outro pulso ultracurto, fraco e centrado em 795 nm (transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$), conduzindo a excitação do meio por dois fótons com frequências combinadas para aumentar a absorção do pulso fraco. Nesta configuração, os pulsos com frequências centrais ressonantes são limitados por transformada de Fourier. Os pulsos de luz são obtidos a partir do laser apresentado na Seção 2.3.1. A versatilidade desse sistema permitiu ajustar o comprimento de onda central do laser em 762 nm com uma potência média de ~ 650 mW, operando em regime pulsado. Na Tabela 4 são apresentados os principais parâmetros físicos que caracterizam o laser na saída da cavidade.

A duração do pulso foi estimada usando um autocorrelacionador montado em paralelo ao experimento, numa configuração que permitia verificar a largura temporal dos pulsos tanto na saída da cavidade quanto na região da amostra de Rb. Mais detalhes sobre a técnica de autocorrelação são apresentados na Seção 4.2.

Acompanhando a Figura 14 observa-se que uma placa de onda HWP e um cubo PBS são usados para dividir o feixe que sai da cavidade do Ti:Safira. O feixe mais intenso,

[§] Um pulso limitado por transformada de Fourier, ou simplesmente, pulso limitado por transformada é um pulso de luz que tem a duração mínima possível para uma determinada largura de banda espectral.

Figura 14 – Arranjo experimental. Um laser pulsado de Ti:Safira é dividido em dois feixes: um fraco e um intenso. O feixe fraco é acoplado a uma fibra PCF para gerar um feixe supercontínuo. Parte do espectro gerado é usado como feixe de sinal com comprimento de onda de 795 nm. O segundo feixe (intenso) é usado como campo de controle. Uma linha de atraso implementada no caminho óptico do feixe de controle permite variar o atraso temporal entre os pulsos de sinal e controle na amostra de Rb. A transição de dois fótons é realizada com os pulsos limitados por transformada. FI, isolador de Faraday; IF, filtro de interferência; HWP, placa de meia onda; Atenuador, combinação de uma HWP e um PBS; M, espelhos; L, lentes.



Fonte: O autor (2020).

Tabela 4 – Parâmetros físicos, aproximados, obtidos na saída do laser Tsunami.

Potência média ($P_{\text{méd}}$)	650 mW
Comprimento de onda (λ_c)	762 nm
Largura de Banda ($\Delta\lambda_c$)	10 nm
Taxa de repetição (f)	82 MHz
Duração do pulso (τ_p)	85 fs
Energia do pulso	8 nJ

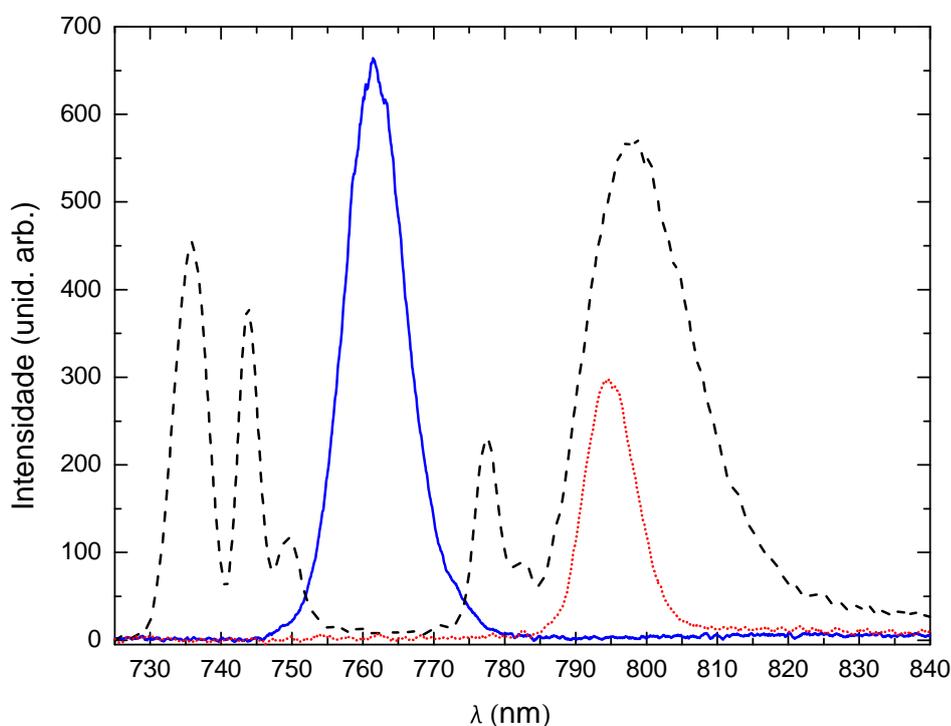
Fonte: O autor (2020).

com ~85% da potência total, será usado como campo de controle no experimento, enquanto o restante, cerca de 15%, será usado para gerar o campo de sinal.

O feixe fraco passa através de um isolador de Faraday (FI) antes de ser acoplado a uma fibra de cristal fotônica (PCF), *FemtoWhite 800* da *NKT Photonics*, usando uma lente objetiva (M-40×). Um supercontínuo é gerado após o módulo PCF com uma potência espectral significativa estendendo-se de 600 nm até 850 nm. O isolador de Faraday é fundamental nesse processo, tanto para aumentar a dispersão do feixe fraco, otimizando a geração do supercontínuo dentro da fibra, quanto para evitar que a reflexão do laser na fibra retorne para a cavidade do Ti:Safira.

A Figura 15 apresenta o espectro para o campo de controle centrado em 762 nm (curva contínua azul), a distribuição espectral para o feixe de supercontínuo (linha tracejada preta) na saída do módulo PCF e o pulso de sinal centrado em 795 nm (curva pontilhada vermelha), todos obtidos com um espectrômetro de fibra óptica (modelo HR4000 da *Ocean Optics*). A distribuição espectral do feixe de supercontínuo na região

Figura 15 – Espectro do feixe de 762 nm na entrada do módulo PCF (curva contínua azul). Espectro otimizado da geração de supercontínuo em torno de 800 nm na saída do módulo PCF (curva tracejada preta). Espectro do feixe de sinal após o filtro de interferência (curva pontilhada vermelha). As curvas preta e vermelha têm a mesma escala vertical. A curva azul é obtida para uma pequena porção do feixe de 762 nm.



Fonte: O autor (2020).

de 800 nm é otimizada ajustando o alinhamento, a polarização e a potência do feixe de

762 nm na entrada do módulo PCF. Para gerar o campo de sinal com 795 nm foi usado um filtro de interferência centrado em 800 nm, com uma largura de banda de 10 nm[†]. O espectro do feixe de supercontínuo e o espectro do feixe de sinal apresentam a mesma escala vertical. A diminuição da amplitude do espectro filtrado é devido as perdas no filtro de interferência. Para manter o pulso de sinal limitado por transformada, foi usado um compressor de pulso com uma grade de difração (1200 linhas/mm) para obter pulsos com duração temporal de ~120 fs e FWHM de 7,5 nm na região da célula de Rb.

O feixe de controle é direcionado para um translador linear micrométrico responsável por variar o atraso temporal, τ , entre os pulsos de controle e sinal. A dispersão cromática sofrida pelo pulso de controle, durante o caminho óptico percorrido até a amostra de Rb, é compensada por um par de prismas, que introduz uma dispersão negativa. Essa técnica possibilita a obtenção de um pulso de controle, limitado por transformada, com pouca perda de potência. Neste experimento, a duração do pulso de controle na região da célula estimada pelo autocorrelacionador foi de ~84 fs. Os detalhes da técnica de compressão de pulso são apresentados na Seção 4.3.

Antes de serem recombinados os feixes de sinal e controle passam através de dois atenuadores. Cada atenuador é composto por uma placa de onda HWP seguida por um cubo PBS. Essa combinação permite investigar a absorção do pulso de sinal em função das intensidades de cada feixe, separadamente.

Na etapa final do experimento os dois feixes, linearmente polarizados com polarizações ortogonais entre si, são recombinados e focalizados no centro de uma célula de Rb com 5 cm de comprimento. Na região central da célula, cada feixe tem um diâmetro médio de 125 μm e uma potência média de 0,8 mW para o feixe de sinal e 170 mW para o feixe de controle. A célula de Rb é colocada dentro de um forno, onde a temperatura pode ser variada entre 20 °C e 150 °C permitindo o controle da densidade atômica.

Após a interação com a amostra de Rb, um cubo PBS desvia grande parte do campo de controle e transmite o campo de sinal que será detetado. Para bloquear totalmente o campo de controle um filtro de interferência centrado em 800 nm com 10 nm de largura de banda é colocado na entrada do fotodetector.

O sistema de detecção consiste em um fotodetector (2307 da *New Focus*) e um amplificador *Lock-in*, com frequência de referência f_{ref} , igual à do *chopper* usado para modular o campo de controle. Nessa configuração, o sinal de saída do *Lock-in* carrega a informação da absorção do campo de sinal, transmitido através do vapor atômico, com e sem a presença do campo de controle. Em termos das quantidades teóricas calculadas

[†] O comprimento de onda usado no experimento e nos cálculos teóricos foi de ~794,3 nm.

na Seção 3.2, o sinal seria proporcional a

$$\Delta U = U^{(0)}(l) - U^{(1)}(l), \quad (4.1)$$

com $U^{(1)}(l)$ calculado como $U^{(0)}(l)$, mas com o campo da Eq. (3.53). Por outro lado, o sinal para $U^{(0)}(l)$ pode ser medido via *Lock-in*, bloqueando o campo de controle. Essa medida é apresentada em detalhes na Seção 4.5.1, onde é discutida a calibração do sistema de detecção. Dessas duas medidas obtemos a variação do coeficiente de absorção

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta U}{U^{(0)}(l)}, \quad (4.2)$$

causada pela presença do campo de controle. Essa quantidade é comparada com as previsões teóricas. O interesse específico deste trabalho é obter o máximo valor de $\Delta\alpha$ em função do atraso temporal entre os pulsos e entender como esse valor é alterado variando os parâmetros físicos que caracterizam o problema, a saber: densidade atômica do meio, potência e área dos pulsos de controle e sinal.

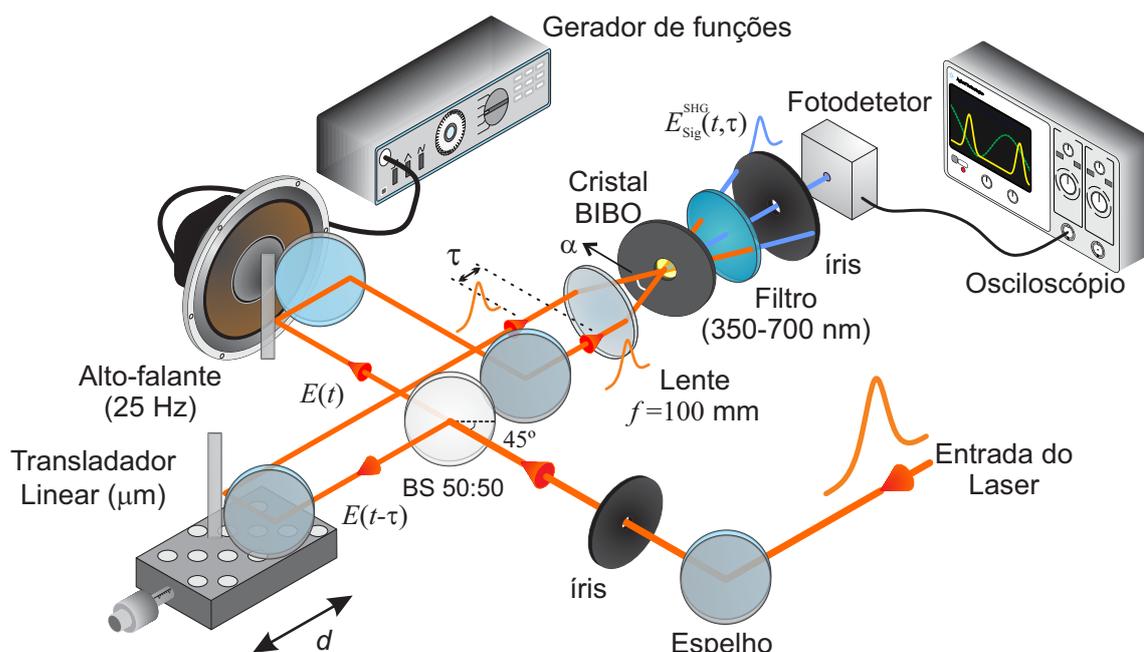
4.2 Medida da largura temporal do pulso: autocorrelação

A determinação da largura temporal dos pulsos de sinal e controle é fundamental neste experimento. A partir dessa medida é possível checar se os pulsos que interagem com o vapor de Rb estão limitados por transformada. No entanto, do ponto de vista experimental, essa não é uma tarefa simples.

Apesar de se medir, com certa facilidade a largura de banda espectral de um pulso óptico emitido por um laser de modos travados, a verificação da duração temporal por meio da detecção eletrônica direta é limitada pela largura de banda do instrumento. Um osciloscópio de 10 GHz, por exemplo, pode medir sinais com intervalos de tempo da ordem de $1/10^{10} \text{ s}^{-1} = 100 \text{ ps} = 10^5 \text{ fs}$. Já o tempo de resposta típico de alguns fotodetetores é da ordem de 10 ns. Por essa razão medidas indiretas de autocorrelação são muito eficientes quando se deseja estimar a largura temporal de um pulso de laser ultracurto (IPPEN; SHANK, 1984).

A técnica mais comum para medir a duração de um pulso de femtosegundos usa a função de autocorrelação de segunda ordem no campo elétrico (autocorrelação de intensidade) (MAIER; KAISER; GIORDMAINE, 1966; ARMSTRONG, 1967; WEBER, 1967; BRADLEY; NEW, 1974; DIELS et al., 1985). O princípio de funcionamento desse método é baseado no processo não linear de geração de segundo harmônico (SHG). Os elementos básicos para implementar uma autocorrelação, não colinear, de segunda ordem estão dispostos em uma configuração interferométrica conforme ilustrado na Figura 16.

Figura 16 – Esquema experimental de uma autocorrelação não colinear baseada na intensidade do sinal de SHG. Um pulso é dividido em dois, e um deles é atrasado em relação ao outro. Em seguida, os pulsos são superpostos em um cristal gerador de segundo harmônico. A intensidade do pulso com frequência dobrada SHG é medida em função do atraso temporal entre os pulsos com frequência fundamental. BS, divisor de feixe; d , incremento do micrômetro; τ atraso temporal relativo entre os pulsos no cristal $\chi^{(2)}$.



Fonte: O autor (2020).

Para facilitar o entendimento, um trem de pulsos que sai da cavidade do Ti:Safira pode ser resumido a apenas um pulso que é direcionado para o autocorrelacionador. Seguindo o esquema da Figura 16, um pulso é inicialmente dividido em dois por um divisor de feixes (BS, do inglês *Beam Splitter*) (50%T : 50%R)[♦] montado à 45° em relação à direção de propagação do laser. Os novos pulsos, representados pelos campos $E(t)$ e $E(t - \tau)$, viajam por caminhos (braços do autocorrelacionador) diferentes. O uso do alto-falante posicionado em um dos braços é opcional neste aparato e sua função será explicada, em outro momento, na Seção 4.2.1. Com o alto-falante desligado, o comprimento do caminho óptico percorrido pelo pulso $E(t)$ até o cristal não sofre alteração. Por outro lado, o caminho percorrido pelo pulso $E(t - \tau)$ pode ter o comprimento variado mecanicamente através de um transladador linear micrométrico induzindo assim, um atraso temporal relativo entre os pulsos.

[♦] 50%T : 50%R-indica que metade da luz que sai do divisor é transmitida e metade é refletida. Na prática a camada refletora no elemento absorve um pouco de luz.

A superposição dos pulsos em um cristal não linear BiB_3O_6 (BIBO, *Bismuth Borate*) com 2 mm de espessura produz um novo pulso de luz com frequência dobrada, na direção da bissetriz dos feixes, cujo campo é dado por:

$$E_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto E(t)E(t - \tau), \quad (4.3)$$

onde τ é o atraso temporal relativo. A intensidade desse campo é proporcional ao produto das intensidades dos campos individuais,

$$I_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau). \quad (4.4)$$

Essa quantidade está diretamente relacionada à duração do pulso e seu valor é máximo quando os pulsos coincidem no cristal ($\tau = 0$).

Um filtro passa banda (350–700 nm) e uma íris são usados para bloquear qualquer contribuição individual de $I(t)$ ou $I(t - \tau)$, por isso essa configuração é dita livre de *background*. O feixe selecionado é direcionado para um fotodetector, cujo sinal gerado pode ser visualizado em um osciloscópio (modelo DSO-X 2012A). O fotodetector usado neste aparato (PDA 36-A, da *Thorlabs*) é muito lento[¶] para resolver temporalmente $I_{sig}^{SHG}(t, \tau)$. Isso produz um sinal integrado, cuja magnitude é proporcional à autocorrelação de intensidade, representada por

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt. \quad (4.5)$$

A função de autocorrelação é sempre simétrica em relação a $\tau = 0$ e o seu sinal fornece poucas informações sobre a forma temporal do pulso. A configuração não colinear, especificamente, não permite o acesso à fase ou *chirp* do campo (TREBINO, 2002; DIELS; RUDOLPH, 2006; BENDER; NICHOLSON; SHEIK-BAHAE, 2008).

O procedimento adotado para determinar a duração do pulso assume que sua forma é conhecida. Em geral a largura temporal do pulso Δt_p é proporcional à largura de banda à meia altura (FWHM) medida da função de autocorrelação, $\Delta t_{ac}(\tau)$. O fator de proporcionalidade (fator de deconvolução, D_{ac}) depende da forma do pulso, e é obtido por

$$\Delta t_{ac}(\tau) = \frac{1}{D_{ac}} \Delta t_p. \quad (4.6)$$

O pulso mais curto para uma dada largura de banda espectral é descrito como “limitado por transformada de Fourier” ou simplesmente limitado por transformada. Neste caso, as duas quantidades, duração do pulso e largura de banda espectral, estão relacionadas através do produto

$$\Delta t_p \cdot \Delta \nu = C_b, \quad (4.7)$$

[¶] Largura de banda de 17 MHz.

onde C_b é uma constante da ordem de uma unidade, cujo valor depende do perfil de intensidade do pulso e $\Delta\nu$ é obtida em tempos dos parâmetros do laser,

$$\Delta\nu = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_c^2}, \quad (4.8)$$

onde c é a velocidade da luz. A Tabela 5 mostra os valores de C_b e os fatores de deconvolução para um pulso Gaussiano e um pulso secante hiperbólica.

Tabela 5 – Fatores de deconvolução D_{ac} e produto $\Delta t_p \cdot \Delta\nu$ para um pulso Gaussiano e secante hiperbólica.

Envelope do campo	I(t)	D_{ac}	C_b
Gassiana	$\exp[-(4 \ln 2)t^2/\Delta t_p^2]$	0,707	0,441
secante hiperbólica	$\operatorname{sech}^2(1,76t)/\Delta t_p$	0,648	0,315

Fonte: O autor (2020).

A geração de segundo harmônico pelo cristal BIBO, na direção da bissetriz entre os feixes, requer alguns cuidados no procedimento de alinhamento. É necessário assegurar que o par de feixes gerados no BS estejam superpostos espacialmente e temporalmente dentro do cristal, lembrando que a superposição temporal ocorre numa escala de poucas dezenas de microns. Além disso, é preciso maximizar o casamento de fase para dois feixes que incidem em ângulos diferentes sobre o cristal. Quanto ao cristal BIBO, este é interessante porque apresenta uma ampla transparência, grande faixa espectral para o casamento de fase (286- 2500 nm), alto coeficiente não linear $\chi^{(2)}$ (pelo menos 1,5 vezes maior que no BBO), resistência à umidade e uma capacidade de suportar altas intensidades de luz (NIKOGOSYAN, 2005).

Para obter um casamento de fase tipo I no BIBO, com a geometria indicada na Figura 16, o ângulo α , entre os feixes, deve satisfazer a equação,

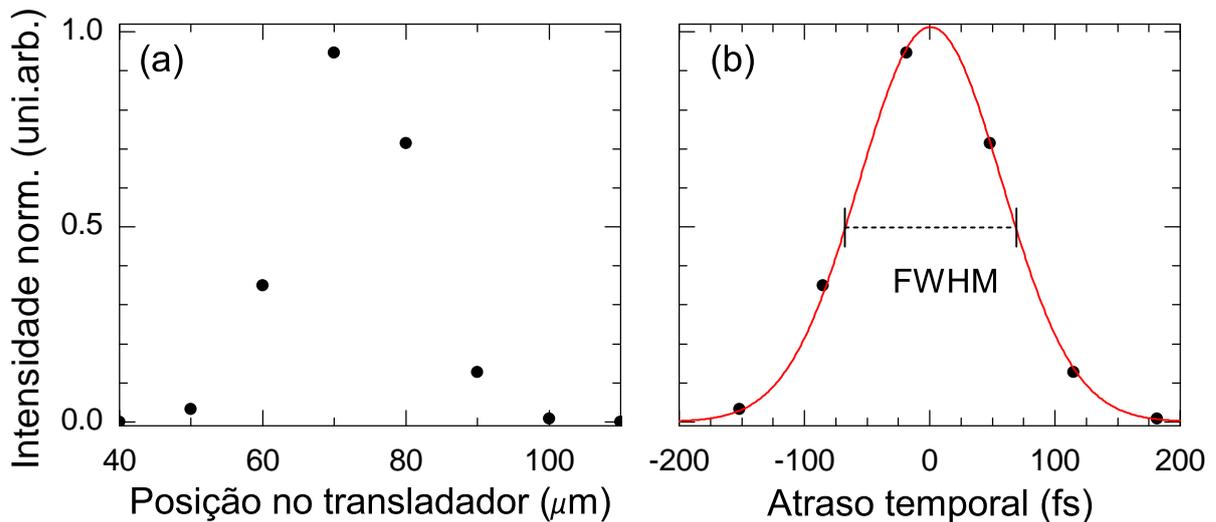
$$n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega) \cos(\alpha/2), \quad (4.9)$$

onde $n_e(2\omega, \theta)$ é o índice de refração extraordinário, experimentado pela componente da luz com frequência 2ω , em um certo ângulo θ dentro do cristal e $n_o(\omega)$ é o índice de refração ordinário experimentado pelos campos na entrada do cristal. Usando a equação de Sellmeier para o BIBO, os pulsos com comprimento de onda fundamental de 800 nm devem incidir no cristal com um ângulo de $\approx 38,5^\circ$ em relação ao eixo óptico. O ajuste desse ângulo maximiza a intensidade de luz e evita perdas na resolução temporal da autocorrelação (TIEN et al., 1996).

Supondo que o pulso a ser medido tem duração de 100 fs (FWHM), especialmente seu pacote de onda teria um comprimento de $\Delta z = c\Delta t_p \approx 30 \mu\text{m}$ antes do cristal. Isso significa que em uma situação ideal de alinhamento e casamento de fase perfeitos, um

deslocamento $d = 60 \mu\text{m}$ no translador seria suficiente para varrer completamente um pulso sobre o outro, fazendo variar a intensidade do sinal resultante da autocorrelação. Uma vez que a resolução do parafuso micrométrico neste translador é de $10 \mu\text{m}$, isto representa aproximadamente 6 pontos no gráfico de $A^{(2)}(\tau) \times d$, conforme é mostrado na Figura 17a. A intensidade normalizada (eixo vertical em cada gráfico) é obtida dividindo-se o valor de cada medida pelo maior valor de intensidade, registrado para o sinal da autocorrelação à medida que um incremento de $d \approx 10 \mu\text{m}$ é adicionado, manualmente, ao translador. Convertendo o eixo horizontal para unidades de tempo,

Figura 17 – Determinação da largura temporal do pulso a partir da medida da intensidade do sinal resultante da autocorrelação entre os pulsos. (a) Variação da intensidade de autocorrelação em função do incremento adicionado, manualmente, ao translador. (b) Medida da intensidade de autocorrelação em função do atraso temporal entre os pulsos.



Fonte: O autor (2020).

usando a relação $\tau = 2d/c$ obtém-se o gráfico da Figura 17b, no qual a linha contínua em vermelho representa um ajuste Gaussiano, de onde se extrai o valor de $\Delta t_{ac}(\tau) \approx 135 \text{ fs}$ (FWHM). Neste caso, o valor mínimo da intensidade é obtido quando o atraso relativo entre os pulsos é de $\tau \approx \pm 200 \text{ fs}$, já o valor máximo ocorre quando $\tau = 0$, como esperado. Finalmente, assumindo que a forma do pulso é Gaussiana, a medida FWHM da duração do pulso de 95 fs pode ser determinada através da Equação (4.6).

Embora seja relativamente simples determinar a duração do pulso usando esse procedimento, é importante ressaltar que o registro de cada medida de intensidade em função do incremento d , juntamente com a análise subsequente podem ser muito cansativos, uma vez que a medida da autocorrelação é um recurso muito utilizado neste trabalho, devendo ser realizada sempre que o sistema *Tsunami* for ligado. Além

disso, devido à baixa resolução do transladador linear micrométrico utilizado ($10 \mu\text{m}$), quanto mais curta a duração do pulso menor será a quantidade de medidas úteis para caracterizá-lo representadas pelos pontos no gráfico de $A^{(2)}(\tau) \times d$. Um pulso com 50 fs, por exemplo, teria apenas 3 ou 4 pontos dificultando assim, a obtenção de um resultado confiável. Por essas razões é conveniente adotar outro método, que além de simples seja prático. Esse é o papel do alto-falante no aparato apresentado na Figura 16.

4.2.1 Otimização e calibração do autocorrelacionador

O método implementado para determinar a duração do pulso envolvendo o uso do alto-falante precisa ser calibrado, o que consiste em obter uma relação entre a medida FWHM da intensidade do sinal da autocorrelação $\Delta t_{ac}(\tau)$ e o atraso relativo (τ), quando o alto-falante é acionado. Neste caso, é intuitivo assumir um aspecto mais geral do laser pulsado com um trem de pulsos, em vez de um único pulso como foi feito anteriormente.

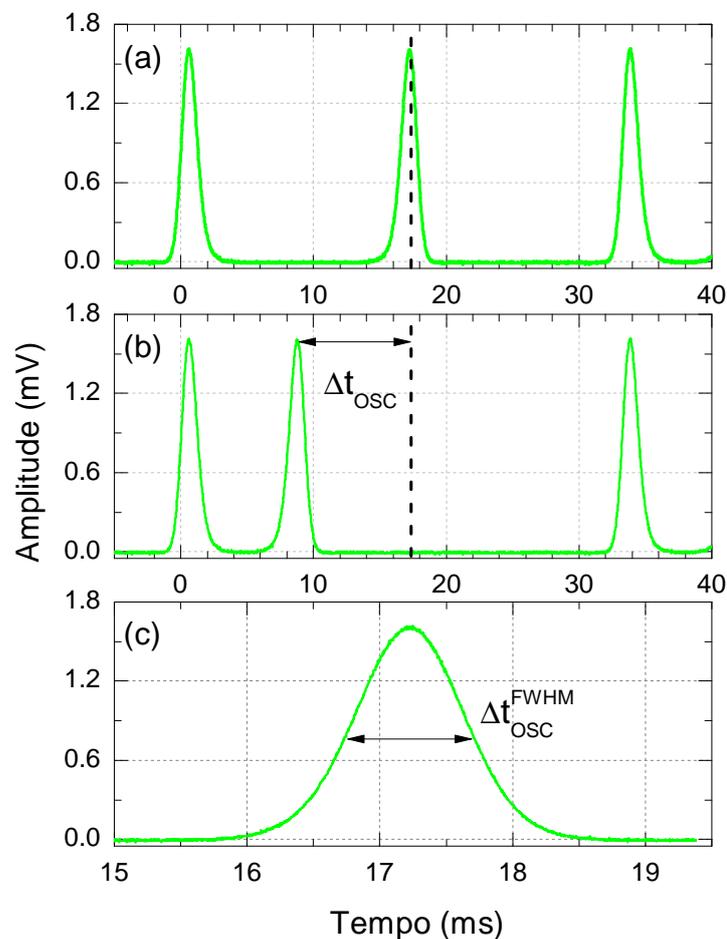
O procedimento para calibração é iniciado com o alto-falante desligado. Nesse estágio, a intensidade $I_{sig}^{SHG}(t, \tau)$ deve ser maximizada deslocando-se, manualmente, a posição linear do transladador através de um parafuso micrométrico, até que o sinal DC na saída do fotodetector seja máximo e conseqüentemente τ seja zero no cristal BIBO. A magnitude do sinal observado por meio de um osciloscópio é tipicamente da ordem de alguns milivolts (mV) dependendo da intensidade do laser. Até agora não há nenhuma novidade em relação ao procedimento anterior! Entretanto, algo diferente acontece quando uma tensão senoidal com amplitude V_{pp}^* e frequência f_g é aplicada aos terminais do alto-falante através de um gerador de função. Esse sinal elétrico também é usado para trigar o osciloscópio.

O movimento oscilatório produzido pelo alto-falante faz com que um pulso $E_i(t)$ varra ponto-a-ponto um pulso $E_i(t, \tau = 0)$ resultando em um sinal de autocorrelação de intensidade observado na tela do osciloscópio. Como se trata de um trem de pulsos, o subíndice “i” é usado para indicar que os campos $E_i(t)$ e $E_i(t, \tau = 0)$ são oriundos do mesmo pulso dividido no BS. Uma consequência direta do trem de pulsos é a repetição do sinal de autocorrelação ao longo do tempo. Um recorte da tela contendo três picos de autocorrelação, idênticos, é apresentado na Figura 18a. A separação fixa e igualmente espaçada entre os picos é um indicativo de que os pulsos estão se superpondo maximamente no cristal $\chi^{(2)}$, na região linear entre os pontos de retorno do movimento do alto-falante. Esta separação depende fortemente do atraso relativo entre os pulsos, da amplitude e da frequência de oscilação do sinal elétrico derivado do gerador de função. A linha vertical tracejada é um marcador para a posição de um dos picos sobre o eixo horizontal da tela do osciloscópio.

* Tensão de pico-a-pico.

A Figura 18c mostra o que se observa na tela do osciloscópio após uma magnificação (*zoom*) temporal no sinal da autocorrelação ilustrado na Figura 18a. Nesta etapa, obtém-se uma medida da largura à meia altura da intensidade deste sinal Δt_{OSC}^{FWHM} .

Figura 18 – Recorte da tela do osciloscópio ilustrando como é feita a calibração do autocorrelacionador usando o alto-falante. Δt_{OSC} em (b) é o deslocamento temporal de um pico de interferência em relação a posição de referência obtida quando ($\tau = 0$) em (a). Por essa razão o valor de Δt_{OSC} está diretamente relacionado com atraso entre os pulsos no cristal BIBO. Δt_{OSC}^{FWHM} em (c) é a medida FWHM da intensidade do sinal de autocorrelação obtida diretamente no osciloscópio.



Fonte: O autor (2020).

Desfazendo o *zoom*, o próximo passo é deslocar o translador da posição de máxima superposição variando com isso o atraso temporal entre os pulsos. Nesta situação, um pulso $E_i(t - \tau)$ pode estar mais atrasado ou mais adiantado em relação a um pulso $E_i(t)$. O resultado da varredura de um pulso sobre o outro produz uma medida da autocorrelação de intensidade semelhante ao da Figura 18b. A assimetria na separação entre os picos é um indicativo de que a região de máxima superposição deve se aproximar ou se afastar de um dos pontos de retorno do alto-falante. O deslocamento

Δt_{OSC} do pico de referência para a esquerda, sem que este sinal seja distorcido ou desapareça, tem relação direta com a variação do atraso τ . Neste exemplo, τ é positivo, indicando que um pulso $E_i(t - \tau)$ é adiantado em relação a um pulso $E_i(t)$. Para τ negativo deve-se observar um deslocamento do pico de referência para a direita.

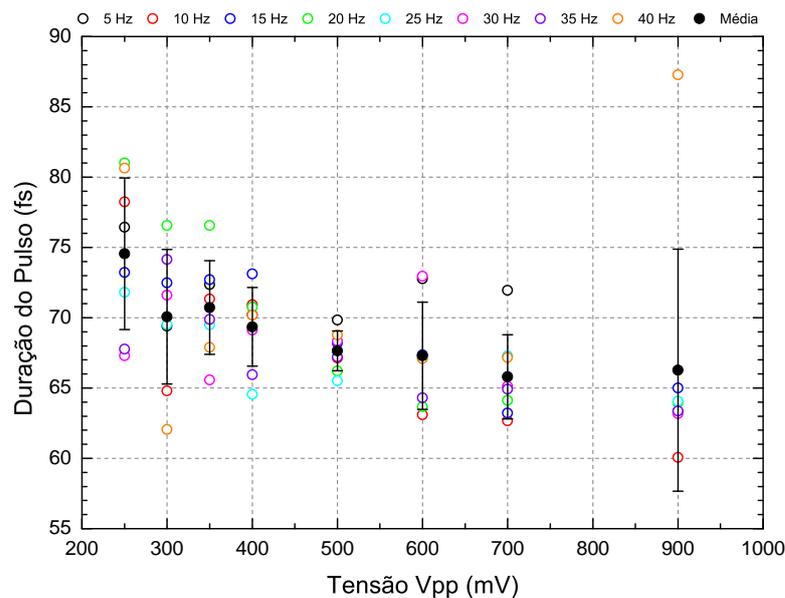
Usando esse método é possível determinar a largura temporal da autocorrelação $\Delta t_{ac}(\tau)$ por meio da equação

$$\Delta t_{ac} = \frac{\Delta t_{OSC}^{FWHM} \cdot \tau}{\Delta t_{OSC}}, \quad (4.10)$$

onde $\tau = 2d/c$ e d é o incremento dado pelo transladador linear micrométrico. Mais uma vez, assumindo que a forma do pulso é conhecida, a medida FWHM da duração do pulso pode ser determinada através da Equação (4.6).

Para finalizar a caracterização do autocorrelacionador usando o procedimento descrito acima, foi estimada a duração de um pulso centrado em 795 nm, com FWHM de 10,1 nm na saída do oscilador Ti:Safira, em função da tensão (V_{pp}) e da frequência (f_g) de oscilação do sinal elétrico aplicado ao alto-falante pelo gerador de função. O resultado é apresentado na Figura 19. Para essas medidas a consideração da forma do pulso sech se mostrou mais compatível com a ideia de um pulso limitado por transformada de Fourier obedecendo a Equação (4.7).

Figura 19 – Largura temporal de um pulso sech com $\lambda_c = 795$ nm e $\Delta\lambda_c = 10,1$ nm, em função da tensão V_{pp} e da frequência f_g de oscilação aplicada ao alto-falante. Esses valores foram obtidos para o laser na saída da cavidade.

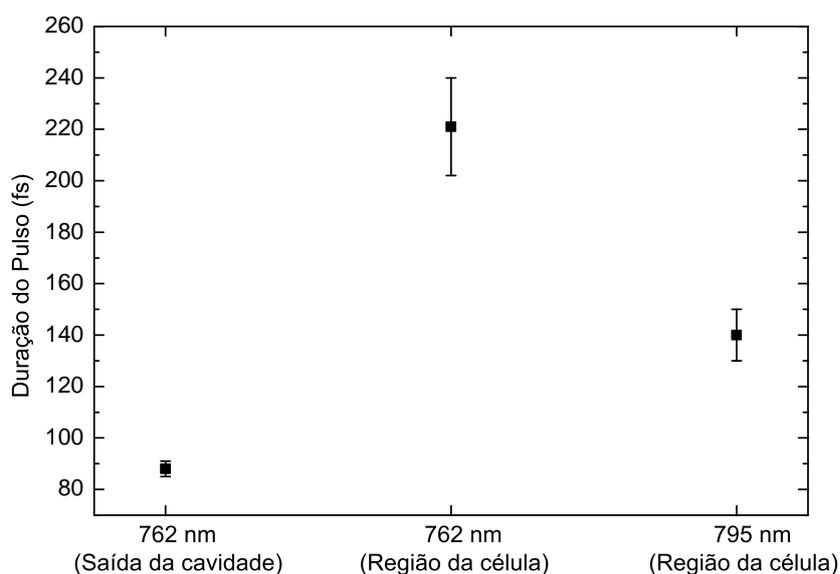


Fonte: O autor (2020).

Analisando o gráfico, fica claro que independente da frequência do alto-falante, a menor variação da duração do pulso ocorre para uma tensão V_{pp} de 500 mV. Além disso, os valores de Δt_p obtidos para $f_g = 25$ Hz são os que mais se aproximam da média. Por esse motivo, para minimizar o erro sistemático nas medidas de autocorrelação do pulso de sinal (795 nm) e controle (762 nm), foi adotado $V_{pp} = 500$ mV e $f_g = 25$ Hz. Para esses comprimentos de onda, a duração do pulso na saída da cavidade do Ti:Safira e na região da célula é apresentada na Figura 20.

Observa-se que a duração do pulso de controle é em média 90 fs na saída do laser. Para essas medidas foi assumido que a forma do pulso era Gaussiana, uma vez que o produto da largura de banda espectral pela duração do pulso desviou cerca de 3,4% do valor teórico ($C_b = 0,441 \pm 0,034$). O mesmo cálculo foi feito considerando a forma sech para o pulso e o resultado foi insatisfatório ($C_b = 0,315 \pm 0,180$), uma vez que o erro percentual em cima do valor teórico é de aproximadamente 57%. Após percorrer um longo caminho, propagando-se através do conjunto óptico (cubo PBS, espelhos, lentes), a duração do pulso de controle medida na região da célula aumentou para ~ 220 fs. Nessa situação, o produto expresso na Equação (4.7) é muito maior que o coeficiente C_b , indicando que o pulso não é mais limitado por transformada. A mesma medida foi feita para o pulso de sinal e o valor obtido foi ~ 140 fs.

Figura 20 – Medidas da duração do pulso de controle (762 nm) e sinal (795 nm) na saída da cavidade do Ti:Safira e na região da célula de Rb.



Fonte: O autor (2020).

A razão pela qual um pulso ultracurto alarga ao se propagar em um meio óptico justifica a introdução de um compressor de pulsos ao sistema, para manter os pulsos limitados por transformada.

4.3 Compensação da GVD de um pulso ultracurto

Quando um pulso ultracurto viaja através de um material óptico a dispersão de velocidade de grupo (GVD, do inglês *group velocity dispersion*) introduz um atraso dependente da frequência, a cada componente espectral do pulso, mudando sua forma temporal. Em geral, a GVD dos materiais ópticos é positiva. Neste caso, a técnica de compressão de pulso consiste em introduzir uma GVD negativa ao pulso para compensar o efeito de alargamento produzido pelo material. Esse efeito pode ser obtido usando um par de prismas, conforme proposto por Fork, Martinez e Gordon (1984), grades de difração, conforme Treacy (1969), modulador espacial de luz (SLM), por Karasawa et al. (2001), espelhos com *chirp*, de acordo com Yamashita et al. (1986) e outros sistemas envolvendo fibra óptica. Nesta seção é feita uma pequena introdução para compreender o efeito da dispersão nos pulsos ultracurtos, seguida do uso desse conhecimento para determinar a GVD do pulso de sinal e controle. A GVD será compensada usando um par de primas e uma grade de difração.

4.3.1 Efeito da dispersão em um pulso ultracurto

Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um material dielétrico, a resposta do meio em geral, depende da frequência, ω . Essa propriedade é chamada de dispersão cromática, ela se manifesta através da dependência de frequência do índice de refração $n(\omega)$. A dispersão tem um papel fundamental na propagação de um pulso ultracurto. Isto deve-se ao fato que suas diferentes componentes espectrais viajam com diferentes velocidades de fase e de grupo, que é o ponto mais importante desta discussão (AGRAWAL, 2001). Portanto, é imediato lembrar que a velocidade de fase é definida por

$$v(\omega) = \frac{c}{n(\omega)}. \quad (4.11)$$

Para entender o que acontece com um pulso óptico coerente propagando-se através de um meio linear transparente, vamos considerar um pulso, cuja dependência temporal do campo elétrico na aproximação escalar, pode ser expressa como

$$\mathcal{E}(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} \exp\{-i[\omega_0 t + \phi(t)]\} + c.c., \quad (4.12)$$

onde ω_0 é a frequência angular central do pulso, da ordem de 10^{15} s^{-1} , $I(t)$ o perfil de intensidade e $\phi(t)$ a fase do pulso, ambos dependentes do tempo. Um pulso ultracurto é limitado por transformada quando a fase temporal é constante ou função linear do tempo. A dependência linear da fase é equivalente a um deslocamento na frequência central do pulso, como descrito na Equação (4.12).

O tratamento matemático para esse problema pode ser complicado no domínio temporal. Por exemplo, a determinação da duração do pulso após passar por um material

dispersivo é, em geral, uma solução numérica de uma integral de convolução. Por outro lado, no domínio espectral esse problema pode ser simplificado, uma vez que o tempo e a frequência estão relacionados através da transformada de Fourier,

$$\tilde{\mathcal{E}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (4.13)$$

com a transformada inversa,

$$\mathcal{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (4.14)$$

Separando $\tilde{\mathcal{E}}(\omega)$ em termos de sua intensidade e fase, temos

$$\tilde{\mathcal{E}}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \exp[-i\varphi(\omega)], \quad (4.15)$$

onde $S(\omega)$ é o espectro e $\varphi(\omega)$ a fase espectral.

Quando um pulso propaga através de um meio dispersivo, o campo elétrico $\tilde{\mathcal{E}}_{out}(\omega)$ na saída está relacionado ao campo de entrada $\tilde{\mathcal{E}}_{in}(\omega)$ através da expressão,

$$\tilde{\mathcal{E}}_{out}(\omega) = R \tilde{\mathcal{E}}_{in}(\omega) \exp[-i\varphi_{mat}(\omega)], \quad (4.16)$$

onde $\varphi_{mat}(\omega)$ é a fase espectral adicionada pelo material e R é um fator de escala. É muito comum expressar a fase espectral como uma expansão em série de Taylor em torno da frequência central do pulso,

$$\varphi(\omega) = \varphi^{(0)}(\omega_0) + \varphi^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi^{(2)}(\omega - \omega_0)^2 + \sum_{m=3}^{\infty} \frac{1}{m!} \varphi^{(m)}(\omega - \omega_0)^m, \quad (4.17)$$

com

$$\varphi^{(m)} = \left(\frac{d^m \varphi}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.18)$$

Essa aproximação nos permite compreender o efeito da dispersão do pulso sobre o material. Levando em conta a função transferência da fase

$$\varphi(\omega) = \beta(\omega)L, \quad (4.19)$$

onde $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$ é a constante de propagação e L o comprimento do material, e considerando também a velocidade de grupo $v_g = d\omega/dk$. Os termos (4.17) tem a seguinte interpretação. O primeiro termo $\varphi^{(0)}(\omega_0)$ mede a fase absoluta, acumulada na frequência ω_0 . Já o segundo termo $\varphi^{(1)}(\omega_0)$ é proporcional a $1/v_g$ e adiciona um atraso de grupo ao pulso. Nenhum desses termos afeta a forma do pulso. O terceiro termo $\varphi^{(2)}(\omega_0)$, conhecido como dispersão de atraso de grupo (GDD do inglês *group delay dispersion*) ou fase quadrática, é proporcional a $\frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right)$, também conhecido como GVD.

Os termos "dispersão positiva" e "dispersão negativa" são definidos em relação ao sinal dessa quantidade, cuja unidade é $[\text{fs}^2]$. Este termo mede a taxa na qual um pulso centrado na frequência ω_0 terá sua duração aumentada mediante a sua propagação através do sistema. A GDD está relacionada à GVD por,

$$\varphi^{(2)}(\omega) = \beta^{(2)}(\omega)L, \quad (4.20)$$

onde $\beta^{(2)}(\omega) = d^2\beta(\omega)/d\omega^2$.

Para estimar a quantidade de GDD introduzida por um material de comprimento L , é necessário calcular o índice de refração $n(\lambda)$. A relação empírica entre o índice de refração e o comprimento de onda λ de um meio linear transparente é obtida pela equação de Sellmeier

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda_j^2}{\lambda_j^2 - C_j}, \quad (4.21)$$

onde $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$. Cada termo da soma representa um processo de absorção ressonante, com intensidade B_j e comprimento de onda $\sqrt{C_j}$. A GVD está relacionada à segunda derivada do índice de refração com respeito ao comprimento de onda,

$$GVD = \frac{d^2\beta(\omega)}{d\omega^2} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right). \quad (4.22)$$

Nessas condições, um pulso Gaussiano limitado por transformada com duração Δt_{in} (especificado pela FWHM do perfil de intensidade) centrado na frequência ω_0 é modificado para um pulso Gaussiano com duração Δt_{out} , tal que

$$\Delta t_{out} = \Delta t_{in} \sqrt{1 + \frac{16(\ln 2)^2 [\varphi^{(2)}(\omega_0)]^2}{(\Delta t_{in})^4}}. \quad (4.23)$$

Usando a forma geral da relação (4.7), é conveniente resolver a Equação (4.23) para obter $\varphi^{(2)}(\omega_0)$ em termos da largura do pulso e de seu espectro,

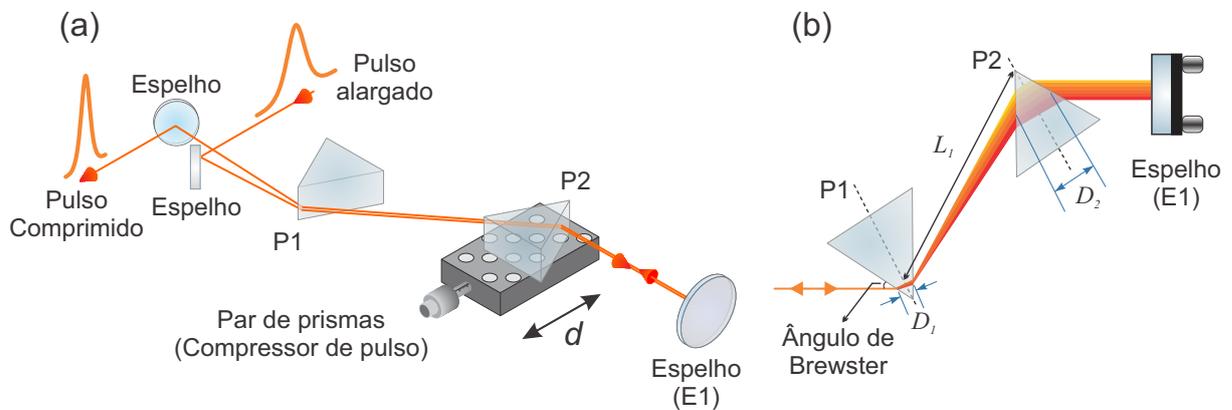
$$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{1}{4 \ln 2} \sqrt{\left[\frac{C_b \Delta t_{out}}{\Delta \nu} \right]^2 - \left[\frac{C_b}{\Delta \nu} \right]^4}, \quad (4.24)$$

onde $C_b = 0,441$ é a constante derivada do produto $\Delta \nu \cdot \Delta t_{in}$, $\Delta t_{out} \approx 220$ fs a duração do pulso obtido da medida da autocorrelação e $\Delta \nu$ a largura de banda espectral dada pela Equação (4.8). De acordo com a Equação (4.24), o pulso de controle adquire cerca de 6140 fs^2 de dispersão positiva, no caminho óptico entre a saída da cavidade, até a região da célula de Rb.

4.3.2 Compensando a dispersão usando um par de prismas

Para introduzir uma dispersão negativa e compensar a dispersão sofrida pelo pulso de controle é usado um par de prismas de vidro SF10. Uma das vantagens dessa técnica é a baixa perda de potência do feixe e a versatilidade em ajustar o valor da GDD (FORK; MARTINEZ; GORDON, 1984). Uma configuração típica empregada em sistemas de femtosegundos é apresentada na Figura 21. Nesse esquema o feixe passa duas vezes em cada prisma sempre no ângulo de Brewster. Isso minimiza as perdas por reflexão para a polarização H (horizontal) do feixe.

Figura 21 – Arranjo geométrico de um compressor de pulsos formado por dois prismas. Nessa configuração uma GDD negativa pode ser facilmente introduzida e controlada através do prisma P2 e um transladador linear micrométrico.



Fonte: O autor (2020).

De acordo com a geometria apresentada na Figura 21 (b), a dispersão de primeira ordem ($dn/d\lambda$) provocada pelo primeiro prisma (P1) produz uma separação das componentes de frequência do pulso. Os componentes de frequência mais alta percorrem um caminho D_1 menor no segundo prisma (P2), do que os componentes de frequência mais baixa. Isso induz um atraso temporal relativo que é responsável pela GVD negativa do arranjo. O prisma P2 também remove a dispersão angular causada por P1, mas deixa as componentes espectrais separadas espacialmente. O feixe atinge um espelho inclinado (E1), e reflete de volta através dos prismas a uma altura vertical ligeiramente diferente. Depois que o feixe retorna através do P1, a separação espacial entre as componentes de frequência é removida e ele é direcionado ao autocorrelacionador ou à célula. É possível mostrar que o caminho óptico, P depende do comprimento de onda, por

$$P = 2L_1 \cos(\alpha), \quad (4.25)$$

onde L_1 é a distância entre o ângulo de abertura do prisma P1 e o ângulo de abertura do prisma P2 e α é o ângulo de dispersão do feixe para um dado comprimento de onda após P1.

A GDD introduzida pela sequência de prisma é dada por:

$$GDD = \left(\frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \right) \frac{d^2}{d\lambda^2} P(\lambda). \quad (4.26)$$

Utilizando a aproximação de Fork, Martinez e Gordon (1984) a Equação (4.26) pode ser escrita como

$$GDD = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left\{ 4L_1 \left[\left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \text{sen}\alpha - 8L_1 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos\alpha + 4 \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \mathcal{D} \right\}, \quad (4.27)$$

onde n é o índice de refração e $\mathcal{D} = 2(D_1 + D_2)$ é o caminho percorrido pelo feixe dentro dos prismas. O ângulo de dispersão pode ser estimado através de

$$\alpha = -2 \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda. \quad (4.28)$$

Uma vez que α é muito pequeno, $\text{sen}\alpha \ll \cos\alpha$. Com isso uma forma simplificada da Equação (4.27) é

$$GDD \approx \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left\{ -4L_1 \left[2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] + 4 \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \mathcal{D} \right\}. \quad (4.29)$$

O primeiro termo da Equação (4.29) é sempre negativo e depende da separação entre os prismas. O segundo termo é sempre positivo e depende do caminho óptico através dos prismas. Variando a separação e o caminho óptico é possível controlar o sinal e a quantidade de dispersão introduzida.

Uma vez determinada a GDD (~ 6140 fs) que causa o alargamento do pulso de controle, para construir o compressor é preciso determinar a duração mínima de um pulso limitado por transformada de Fourier correspondente a sua largura de banda espectral através da equação,

$$\Delta t_{in} = \frac{C_b \lambda_c^2}{c \Delta\lambda}, \quad (4.30)$$

para um pulso com $\lambda_c = 762$ nm, essa expressão é simplificada para

$$\Delta t_{in} [fs] \approx \frac{854}{\Delta\lambda [nm]}. \quad (4.31)$$

Ajustando $\Delta\lambda = 10,2$ nm tem-se $\Delta t_{in} \approx 85$ fs. Esse resultado é fundamental para determinar o material do par de prismas usado no compressor. Como regra geral, o vidro fabricado com o material SF10 pode ser usado para comprimir pulsos com durações superiores a 50 fs, desde que o comprimento de onda esteja acima de 400 nm (TREBINO, 2002; NEWPORT, 2016a).

A equação de Sellmeier para o índice de refração do material SF10 é dada em função do comprimento de onda,

$$n(\lambda)^2 - 1 = \frac{1,62153902\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0122241457} + \frac{0,256287842\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0595736775} + \frac{1,64447552\lambda^2}{\lambda^2 - 147,468793}. \quad (4.32)$$

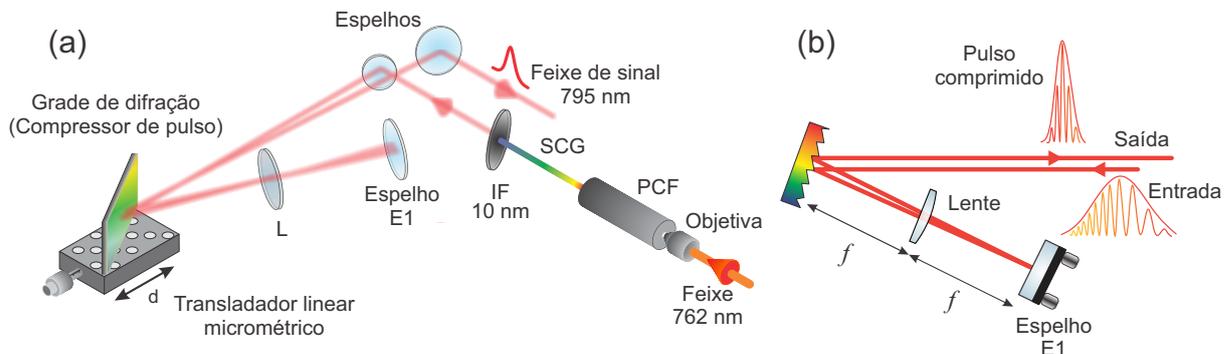
Calculando a primeira e a segunda derivada da Equação (4.32) e em seguida substituindo o valor de $\lambda = 762 \text{ nm}$ obtém-se as quantidades $n = 1,71326$, $dn/d\lambda = -0,0571627 \mu\text{m}^{-1}$ e $d^2n/d\lambda^2 = 0,218967 \mu\text{m}^{-2}$.

A separação entre os prismas que compensa a GDD positiva, adquirida pelo pulso de controle durante a sua propagação pelo caminho óptico até a região da célula de Rubídio, é obtida da Equação (4.29), substituindo $\mathcal{D} \approx 8,3 \text{ mm}$. Nessas condições tem-se: $L_1 \approx 51 \text{ cm}$.

4.3.3 Compensando a dispersão usando uma grade de difração

Embora a fibra de cristal fotônica não introduza dispersão para o comprimento de onda de 750 nm (NEWPORT, 2016b), deve-se esperar um comportamento diferente quando um pulso ultracurto com $\lambda_c = 762 \text{ nm}$ é acoplado à fibra. Após a geração do pulso de sinal foi montado o arranjo apresentado na Figura 22 para compensar a dispersão.

Figura 22 – Arranjo esquemático de um compressor de pulso construído a partir de uma grade de difração. (a) vista 3D (b) vista 2D.



Fonte: O autor (2020).

O arranjo é composto por uma grade de difração com 1200 linhas/mm, uma lente plano convexa com $f = 15 \text{ cm}$, e um espelho plano (E1). Essa configuração favorece o uso de moduladores (SLMs) no lugar de E1, para introduzir uma fase a uma componente espectral específica mudando assim a forma do pulso. O uso dessa técnica é descrita com mais detalhes no Capítulo 5.

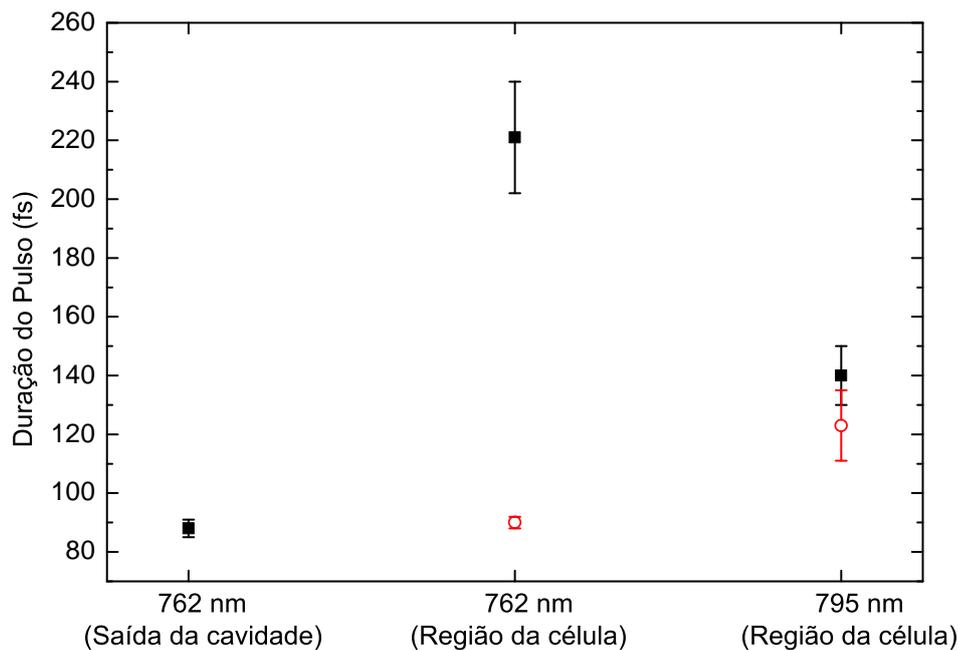
O ângulo de incidência do feixe na grade é escolhido para minimizar a intensidade de luz na ordem zero de difração. A primeira ordem da difração passa através de uma

lente para ser focalizada em um espelho que reflete o feixe de volta em uma posição ligeiramente diferente na grade. O pulso comprimido é, então, direcionado para um autocorrelacionador ou para a célula de Rb.

4.3.4 Resultados da compressão

Com os cálculos desenvolvidos nas Seções 4.3.2 e 4.3.3 foi possível ajustar cada compressor para obter pulsos aproximadamente limitados por transformada de Fourier com largura temporal da ordem de 84 fs e FWHM de 10,4 nm para o pulso de controle e 120 fs com FWHM de 7,5 nm para o pulso de sinal. Uma comparação da duração do pulso antes e depois dos compressores mostrada na Figura 23 revela a importância desses dispositivos.

Figura 23 – Comparação das medidas de duração do pulso de controle (762 nm) e sinal (795 nm) antes dos compressores (quadrado sólido) e depois dos compressores (círculo vazio).



Fonte: O autor (2020).

4.4 A área do pulso

Na interação átomo-luz quase ressonante, um parâmetro importante é a frequência de Rabi complexa, que é basicamente a força da interação em unidades de frequência. O campo luminoso pode ser definido como uma onda plana, cuja amplitude e fase são grandezas reais que variam lentamente: $\mathcal{E}(z, t) = E \exp [i(kz - \omega t - \phi)] + c.c..$

A força da interação entre o meio atômico, ^{87}Rb , e a radiação óptica ressonante é caracterizada pelos elementos da matriz de dipolo, representada por $\langle F m_F | e\vec{r} | F' m'_F \rangle$. Cada elemento da matriz acopla os subníveis de energia $|F m_F\rangle$ e $|F' m'_F\rangle$. As variáveis com (') são referentes aos subníveis excitados e as demais denotam os subníveis no estado fundamental (STECK, 2001). Usualmente, para calcular a matriz de dipolo, fatora-se a dependência angular e escreve-se o elemento de matriz como um produto de coeficientes de Clebsch-Gordan e um elemento de matriz reduzida, usando o teorema de Wigner-Eckart,

$$\langle F m_F | e r_q | F' m'_F \rangle = \langle F || e\vec{r} || F' \rangle \langle F m_F | F' 1 m'_F q \rangle. \quad (4.33)$$

O índice q representa a componente do vetor posição na base esférica, e a barra dupla, indica que a matriz é reduzida. É possível reescrever (4.33) em termos dos símbolos de Wigner $3j$,

$$\langle F m_F | e r_q | F' m'_F \rangle = \langle F || e\vec{r} || F' \rangle (-1)^{F'-1+m_F} \sqrt{2F+1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m'_F & q & -m_F \end{pmatrix}. \quad (4.34)$$

Esse elemento de matriz reduzida pode ser simplificado fatorando a dependência de F e F' em um símbolo de Wigner $6j$, deixando um elemento de matriz reduzida adicional que depende apenas dos números quânticos L , S e J (STECK, 2001). Então

$$\begin{aligned} \langle F || e\vec{r} || F' \rangle &\equiv \langle J I F || e\vec{r} || J' I' F' \rangle \\ &= \langle J || e\vec{r} || J' \rangle (-1)^{F'+J+1+I} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{pmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Fatorando novamente usando os símbolos $6j$ e a matriz de elementos reduzida envolvendo apenas o número quântico L :

$$\begin{aligned} \langle J || e\vec{r} || J' \rangle &\equiv \langle L S J || e\vec{r} || L' S' J' \rangle \\ &= \langle L || e\vec{r} || L' \rangle (-1)^{J'+L+1+S} \sqrt{(2J'+1)(2L+1)} \begin{Bmatrix} L & L' & 1 \\ J' & J & S \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (4.36)$$

O elemento de matriz reduzida, $\langle J || e\vec{r} || J' \rangle$, pode ser calculado em termos do comprimento de onda da transição, λ , e da taxa de decaimento do nível excitado,

$$\Gamma = \frac{8\pi^2}{3\epsilon_0 \hbar \lambda} \frac{2J+1}{2J'+1} |\langle J || e\vec{r} || J' \rangle|^2. \quad (4.37)$$

A frequência de Rabi pode ser definida como

$$\Omega \equiv \frac{\mu_{JJ'}}{\hbar} \mathcal{E}, \quad (4.38)$$

onde $\mu_{J,J'}$ representa o momento de dipolo efetivo para uma transição $J \rightarrow J'$. Usando a definição da área do pulso, pode-se estimar a área dos pulsos de controle e sinal através da equação,

$$\Theta(z, t) = \frac{\mu_{J,J'}}{\hbar} \mathcal{E} \Delta t_p. \quad (4.39)$$

Para isso é preciso encontrar uma expressão para o campo elétrico em termos das quantidades que possam ser medidas no laboratório. De acordo com Fowles (1989), a densidade de energia espectral, u , de um feixe colimado, está relacionada com a intensidade, I , por

$$u = \frac{I}{c}. \quad (4.40)$$

A densidade de energia também está relacionada com o módulo do campo elétrico, \mathcal{E} , por

$$u = \frac{1}{2} \epsilon_0 \mathcal{E}^2, \quad (4.41)$$

com ϵ_0 representando a permissividade elétrica no vácuo. A combinação de (4.40) com (4.41), resulta em

$$\mathcal{E} = \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 c}}. \quad (4.42)$$

Por outro lado, a irradiância ou intensidade de radiação de um laser pulsado é dada por,

$$I = \frac{P_{\text{méd}}}{f \Delta t_p A}, \quad (4.43)$$

onde A é a área da seção transversal do feixe. Os outros parâmetros já foram citados no texto. Portanto, a área do pulso pode ser obtida por,

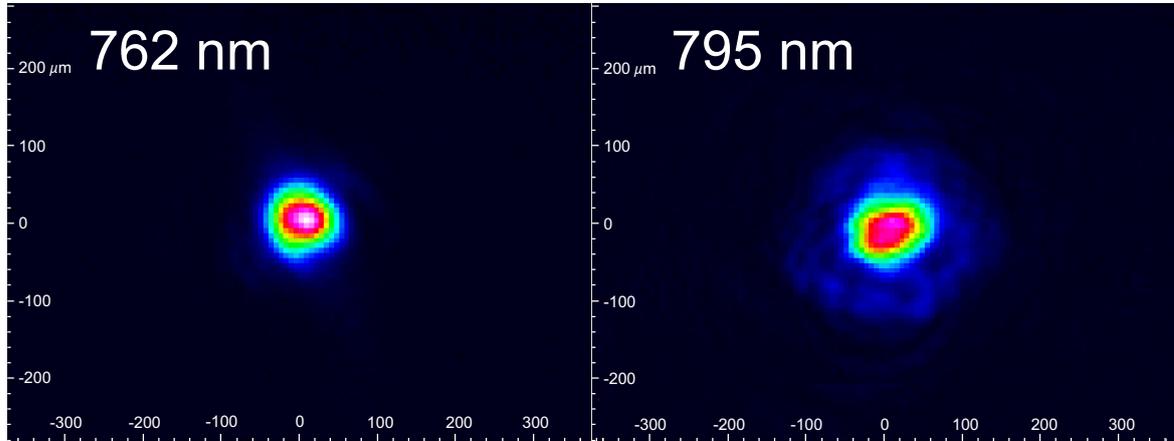
$$\Theta = \frac{\mu_{J,J'} \Delta t_p}{\hbar} \sqrt{\frac{2 P_{\text{méd}}}{\epsilon_0 c A f \Delta t_p}}. \quad (4.44)$$

Para determinar a área da seção transversal do feixe foi usada uma câmera, modelo BC106N-VIS/M, que permite observar a luz com comprimentos de onda variando entre 350 – 1100 nm.

Na Figura 24 são apresentados o perfil transversal do feixe de controle e do feixe de sinal, obtidos com a câmera na região da célula de Rb.

Considerando a estrutura fina do ^{87}Rb para os níveis de energia $5^2\text{S}_{1/2}$, $5^2\text{P}_{1/2}$ e $5^2\text{D}_{3/2}$, o conjunto de parâmetros físicos que caracterizam os pulsos sinal e controle são apresentados na Tabela 6.

Figura 24 – Perfil transversal do laser obtido para o feixe de controle e para o feixe de sinal na região da célula.



Fonte: O autor (2020).

Tabela 6 – Parâmetros físicos que caracterizam os pulsos de sinal e controle. τ é o tempo de vida do átomo ^{87}Rb no estado $5P_{1/2}$ e $5D_{3/2}$. Os outros parâmetros foram citados no texto.

Parâmetro	$5P_{1/2}$	$5D_{3/2}$	Unidades	
τ	27,7	246,3	ns	Átomo
Γ	36,1	4,06	MHz	
λ_c	795	762	nm	
$\mu_{J,J'}$	2,992	1,33	ea_0	
Δt_p	85	120	fs	Pulsos
$P_{\text{méd}}$	0,8	150	mW	
A	$1,38 \times 10^4$	$1,02 \times 10^4$	$\mu \text{ m}^2$	
Θ	0,06	0,36	rad	

Fonte: O autor (2020).

4.5 O sistema de detecção

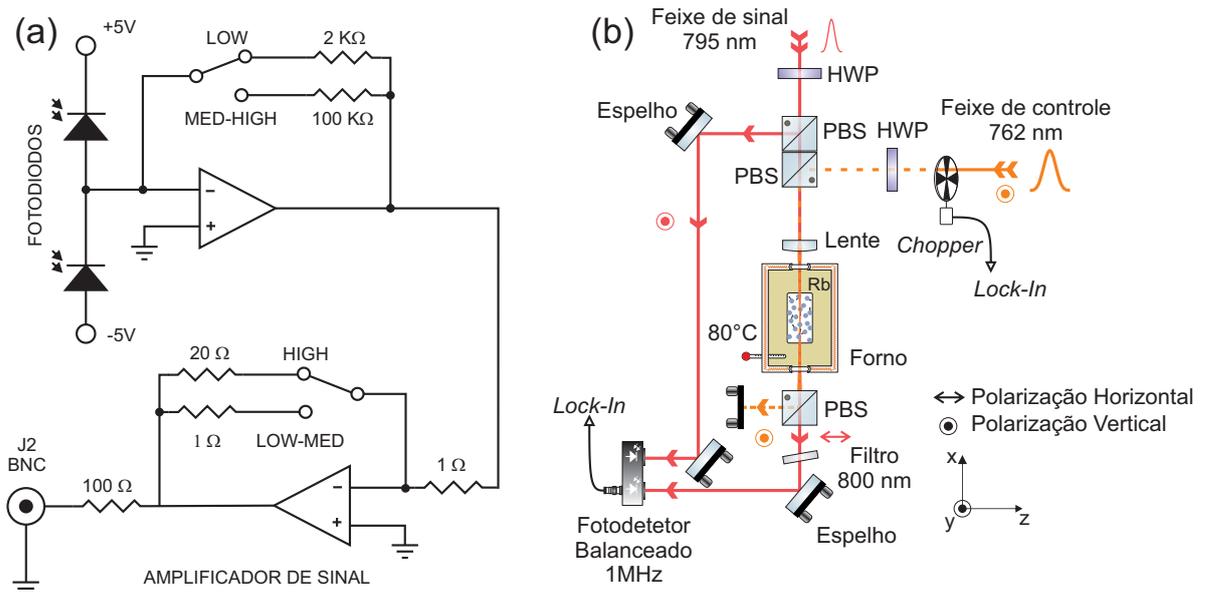
Após a etapa de caracterização dos pulsos, uma parte importante deste trabalho é a calibração do sistema de detecção, o qual é composto por um fotodetector seguido de um amplificador *Lock-in*.

O fotodetector balanceado de ganho ajustável (modelo 2307-*New Focus*) é composto por dois fotodiodos de silício, sensíveis a luz com comprimentos de onda entre 400 nm e 1070 nm, seguidos por um estágio de ganho eletrônico. Cada fotodiodo possui 8 mm de diâmetro, essa característica é ideal para se fazer espectroscopia de absorção. Além disso, a possibilidade da detecção balanceada proporcionada por esse fotodetector foi muito importante no estágio inicial deste experimento, quando o objetivo era encontrar

o sinal de absorção.

Um esquema elétrico, simplificado, do fotodetector balanceado é apresentado na Figura 25 (a). Neste esquema os fotodiodos são alimentados com uma tensão contínua de +5V e -5V. Por essa razão, quando a luz incide sobre os fotodiodos, um deles deve gerar um sinal elétrico positivo e o outro um sinal elétrico negativo. A diferença entre os sinais é amplificada e conduzida à saída, através de um terminal BNC.

Figura 25 – (a) Esquema elétrico, simplificado, do fotodetector balanceado modelo 2307. (b) Arranjo óptico da detecção balanceada.



Fonte: O autor (2020).

O intervalo de operação típico para esse fotodetector é da ordem de alguns nanowatts até 5 mW, dependendo da configuração de ganho. A diferença de potencial (ddp) na saída do fotodetector pode ser calculada de forma aproximada, para uma dada potência óptica, usando a relação

$$V_S = (P_{esq} + P_{dir}) \cdot R \cdot G \tag{4.45}$$

onde P_{esq} e P_{dir} representam as potências ópticas, (em W), sobre os fotodiodos esquerdo e direito, respectivamente e R é a responsividade (em A/W) e G é o fator de ganho (em V/A). Uma chave seletora, no próprio fotodetector, permite escolher um dos três ganhos possíveis: *LOW* (2×10^3 V/A), *MEDIUM* (10^5 V/A) e *HIGH* (2×10^6 V/A). A curva de responsividade de um fotodiodo caracteriza sua performance, em termos da fotocorrente gerada pela potência óptica incidente, para um dado comprimento de onda.

O modelo 2307 fornece uma tensão de saída máxima de ± 4 volts. Usando a expressão,

$$4V = P_{sat} \cdot R \cdot G, \quad (4.46)$$

e escolhendo o comprimento de onda central de 795 nm foi calculada a potência de saturação para diferentes ganhos. O resultado obtido está registrado na Tabela 7. Neste aparato, a potência máxima registrada para o feixe de sinal na entrada do fotodetector é de $\sim 200 \mu\text{W}$. Portanto, deixando a chave seletora de ganho na posição *LOW* não há como o fotodetector ser saturado.

Tabela 7 – Potência de saturação para um fotodiodo.

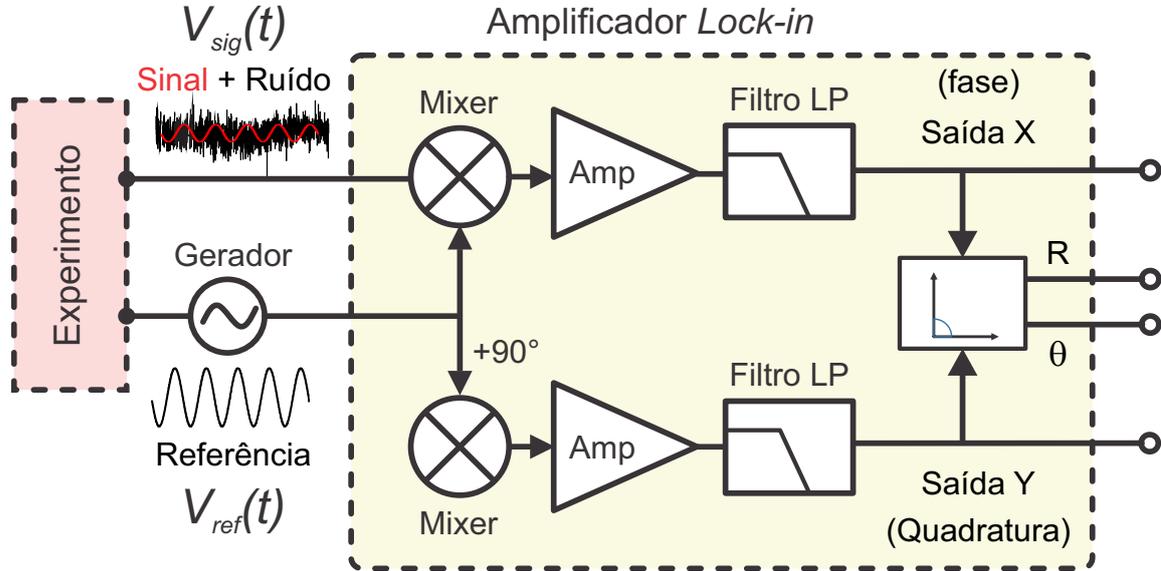
Tensão Máx. (V)	Responsividade (A/W)	Ganho (V/A)	Potência de saturação
4	0,57	<i>LOW</i> 2×10^3	3,51 mW
		<i>MEDIUM</i> 10^5	70,2 μW
		<i>HIGH</i> 2×10^6	3,5 μW

Fonte: O autor (2020).

O arranjo experimental do sistema de detecção em um estágio inicial é apresentado na Figura 25 (b). Nesse estágio, o feixe de sinal é dividido em dois. Parte do feixe é transmitido através da célula e captado por um dos fotodiodos, gerando um sinal negativo. Esse sinal é balanceado quando a parte complementar, passando por fora da célula, incide sobre o outro fotodiodo. Qualquer flutuação na intensidade do laser pode ser filtrada nessa configuração, tornando a detecção ainda mais sensível. Infelizmente, o aumento da sensibilidade também significa o aumento do ruído, que nesse caso é principalmente devido à luz espalhada pelos elementos ópticos. Ajustes consecutivos no sistema óptico levaram a otimização do sinal de absorção e ao descarte da configuração balanceada, por não ser mais necessária.

Para medir sinais da ordem de nanovolts, mascarados por uma fonte de ruído milhares de vezes maior, foi usada a técnica de detecção sensível à fase (PSD, do inglês *Phase-Sensitive Detection*), e o amplificador *Lock-in* é o instrumento que torna isso possível. Neste experimento é usado um amplificador analógico (modelo SR530 da *Stanford Research Systems*) controlado por computador. O sinal DC fornecido pelo *Lock-in* é proporcional ao sinal AC de entrada. De modo geral, o *Lock-in* atua como um filtro de banda estreita onde os sinais ruidosos fora da frequência de referência são rejeitados e não afetam a medida. A frequência de referência que excita o experimento pode ser gerada internamente pelo próprio dispositivo ou externamente por um gerador de funções, por exemplo. O princípio de funcionamento do *Lock-in* pode ser explicado através do diagrama de blocos apresentado na Figura 26.

Figura 26 – Esquema básico de um amplificador *Lock-in*. O sinal de interesse mascarado pelo ruído é multiplicado pelo sinal de referência e por uma copia desse sinal deslocada de 90° . A saída do PSD ou *mixer* é filtrada por um filtro passa-baixa, que rejeita o ruído e as componentes com frequência dobrada. O sinal na saída pode ser obtido em fase, X, em quadratura, Y, ou ser convertido em coordenadas polares (R, θ).



Fonte: O autor (2020).

O sinal na entrada no *Lock-in* pode ser aproximado por uma soma do sinal de interesse com amplitude fixa V_s , frequência bem definida f_s , e fase ϕ_s mais uma fonte de ruído discreta:

$$V_{sig}(t) = V_s \text{sen}(2\pi f_s t + \phi_s) + \sum_n V_n \text{sen}(2\pi f_n t + \phi_n), \quad (4.47)$$

onde n é o número de fontes de ruído com diferentes amplitudes V_n , frequências f_n e fases ϕ_n .

Para separar o sinal de interesse do ruído indesejado mediante o processo de detecção, V_{sig} é multiplicado por um sinal de referência conhecido, cuja forma é dada por

$$V_{ref}(t) = V_r \text{sen}(2\pi f_r t + \phi_r), \quad (4.48)$$

onde V_r é a amplitude do sinal, f_r sua frequência e ϕ_r a fase. Isso é feito usando um *Mixer* (PSD). A saída do multiplicador é então,

$$V_{PSD} = \left[V_s \text{sen}(2\pi f_s t + \phi_s) + \sum_n V_n \text{sen}(2\pi f_n t + \phi_n) \right] \cdot V_r \text{sen}(2\pi f_r t + \phi_r). \quad (4.49)$$

Usando a fórmula de Werner, o resultado da multiplicação pode ser simplificado,

$$V_{PSD} = \frac{1}{2}V_s V_r \cos [2\pi(f_s - f_r)t + (\phi_r - \phi_r)] - \frac{1}{2}V_s V_r \cos [2\pi(f_s + f_r)t + (\phi_r + \phi_r)] \\ + V_r \sin(2\pi f_r t + \phi_r) \cdot \sum_n V_n \sin(2\pi f_n t + \phi_n). \quad (4.50)$$

Integrando a Equação (4.50) em vários ciclos o resultado seria zero devido à natureza da função cosseno. Mas, algo interessante acontece quando $f_s = f_r$,

$$V_{PSD} = \frac{1}{2}V_s V_r \cos(\phi_r - \phi_r) - \frac{1}{2}V_s V_r \cos [2\pi(2f_r)t + (\phi_r + \phi_r)] \\ + \frac{1}{2}V_r V_N \cos(\phi_r - \phi_N). \quad (4.51)$$

O resultado é melhor entendido no domínio da frequência. O sinal V_{PSD} ficará com uma componente DC contendo a amplitude e a fase do sinal de interesse e uma componente com frequência $2f_r$, além de um possível termo de ruído com frequência f_0 , que obviamente desaparece se $f_0 \neq f_r$. Esse sinal passa através de um filtro passa baixa, que elimina as componentes de frequência mais altas, restando apenas a componente DC,

$$V_{LP} = \frac{1}{2}V_s V_r \cos(\phi_s - \phi_r). \quad (4.52)$$

O sinal remanescente depende somente da fase relativa entre o sinal de interesse e o sinal de referência. A fase de referência pode sempre ser ajustada para maximizar V_{LP} . Por essa razão, esse método de detecção é conhecido como detecção sensível à fase. A dependência da fase pode ser eliminada adicionando um segundo PSD, onde uma cópia do sinal de entrada é multiplicada pelo sinal de referência deslocado de 90° . Então um segundo filtro passa-baixa seleciona a componente DC do sinal.

Após a filtragem, o sinal é então amplificado e conduzido às saídas X e Y, que contem as componentes em fase, ou em quadratura, respectivamente,

$$X = V_0 \cos(\theta), \quad (4.53)$$

$$Y = V_0 \sin(\theta), \quad (4.54)$$

onde V_0 é a amplitude DC e $\theta = (\phi_s - \phi_r)$. A magnitude e a fase do sinal de saída são derivadas de X e Y através de uma transformação de coordenadas cartesianas em coordenadas polares, usando a relação

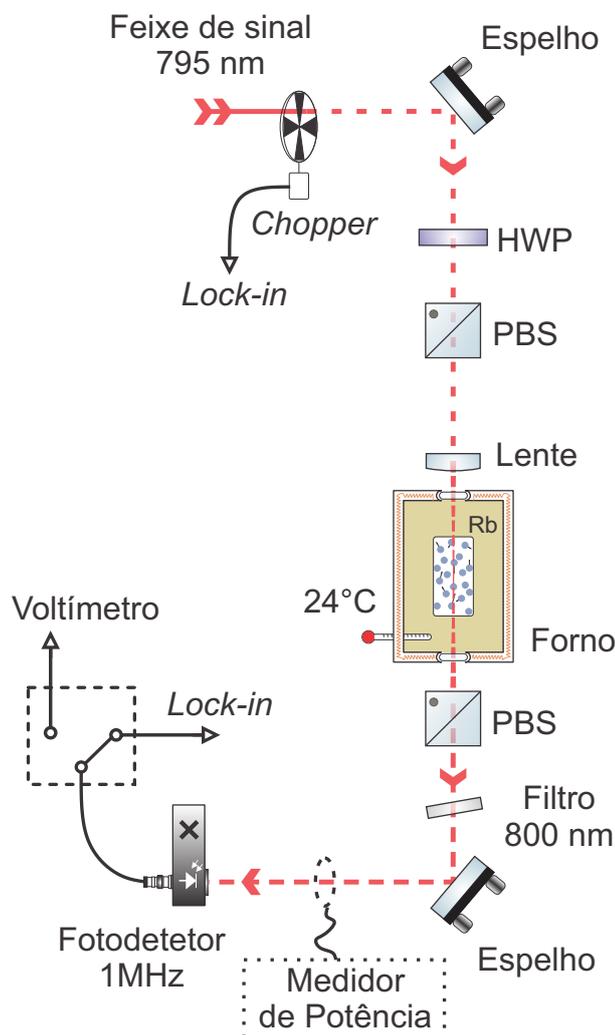
$$R = \sqrt{X^2 + Y^2}, \quad (4.55)$$

$$\Theta = \arctan(Y/X). \quad (4.56)$$

4.5.1 Calibração do sistema de detecção

O esquema experimental para calibrar o sistema de detecção é apresentado na Figura 27.

Figura 27 – Arranjo experimental para calibrar o sistema de detecção. Nesse aparato a frequência do *chopper* é de 2 KHz.



Fonte: O autor (2020).

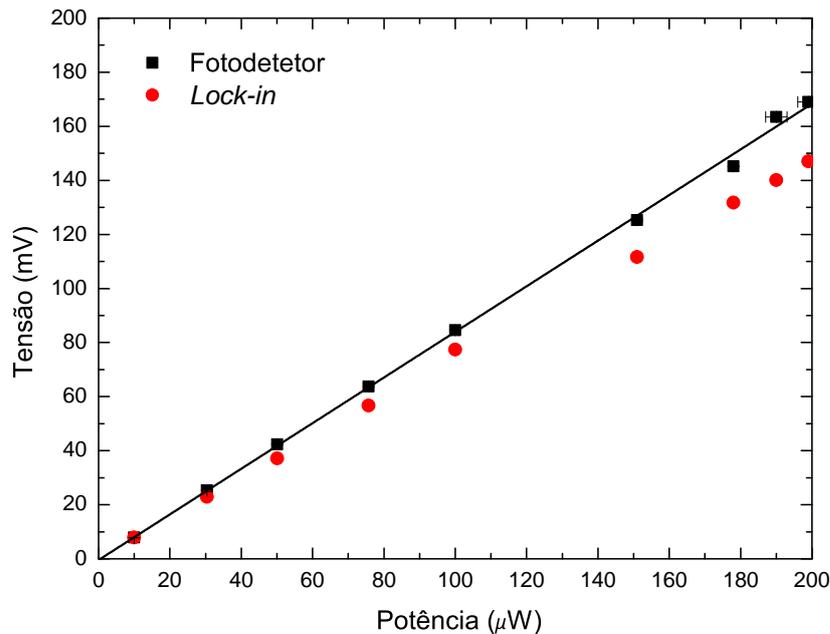
O sinal de entrada do amplificador *Lock-in*, neste experimento, vem do laser fraco que é modulado na frequência de referência do *chopper* e incide diretamente sobre o fotodetector após passar pelo vapor de Rb.

A calibração do sistema de detecção consiste em obter uma relação entre o sinal na saída do *Lock-in* e a quantidade de luz (795 nm) que interage com os átomos de Rb. As medidas foram realizadas para diferentes densidades de Rb, porém não foi verificado qualquer variação que afetasse a calibração.

Na Figura 28 é apresentada a curva de calibração que relaciona a potência óptica na entrada de um dos fotodiodos, com a diferença de potencial na saída do fotodetector, com o ganho em *LOW* e na saída do *Lock-in* com sensibilidade em 500 mV. A potência foi medida com o sensor (LM-2, da *Coherent*) e a ddp foi medida usando um voltímetro comum de laboratório de 3 1/2 dígitos. O ajuste linear indica que o coeficiente angular

relacionado à constante $R \cdot G$ tem valor de $(0,87 \pm 0,01) \text{ mV} / \mu\text{W}$.

Figura 28 – Curva de calibração para o fotodetetor (quadrados pretos) e para o *Lock-in* (círculos vermelhos). Essa curva relaciona a potência do feixe 795 nm na entrada do fotodetetor com a tensão de saída desse dispositivo e do *Lock-in*. O coeficiente angular do ajuste linear (linha contínua) tem o valor de $(0,87 \pm 0,01) \text{ mV} / \mu\text{W}$.



Fonte: O autor (2020).

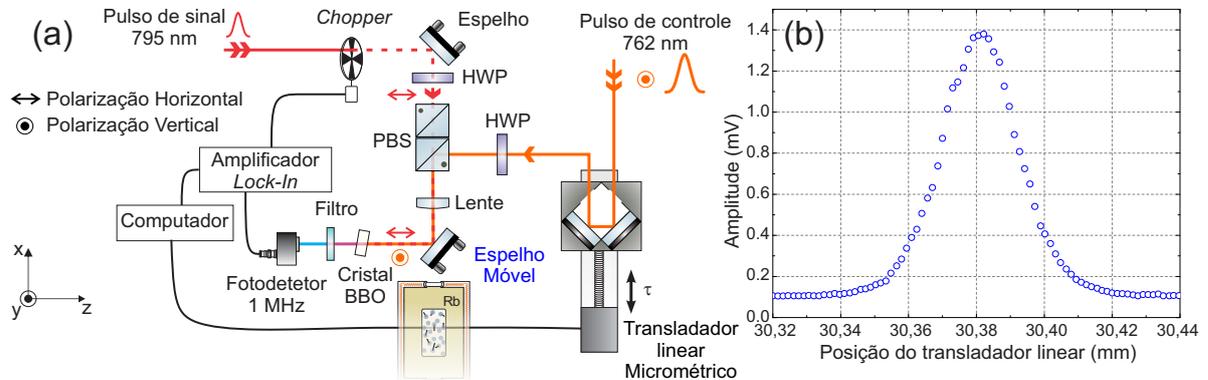
4.6 Preparação para as medidas

Antes de iniciar as séries de medidas reportadas na Seção 4.7 é muito importante determinar a posição do translador que maximiza a superposição dos pulsos de sinal e controle, e o aparato experimental para isso é apresentado na Figura 29 (a).

Um espelho móvel posicionado logo antes da célula de Rb é usado para direcionar o feixe de sinal e de controle, devidamente alinhados e focalizados, sobre um cristal gerador de segundo harmônico. O sinal da correlação cruzada entre os dois pulsos é filtrado e coletado por um fotodetetor, cuja saída é conectada à entrada de um amplificador *Lock-in*. Um *chopper* é usado para modular o feixe de sinal e gerar a frequência de referência do *Lock-in* de 2 KHz.

A intensidade do sinal da correlação cruzada é variada conforme o atraso τ entre os pulsos é modificado pela ação do translador linear micrométrico com resolução de $0,1 \mu\text{m}$ (modelo ESP301-1G da *Newport*). O resultado da correlação cruzada entre os pulsos de comprimentos de onda diferentes é apresentado na Figura 29 (b).

Figura 29 – (a) Arranjo óptico para observar a superposição entre os pulsos de controle e de sinal logo antes da célula de Rb. (b) Perfil de intensidade característico da correlação cruzada entre o pulso de controle e o pulso de sinal. O valor máximo desse perfil indica a posição do translador para o qual os pulsos estão superpostos e, portanto, $\tau = 0$.



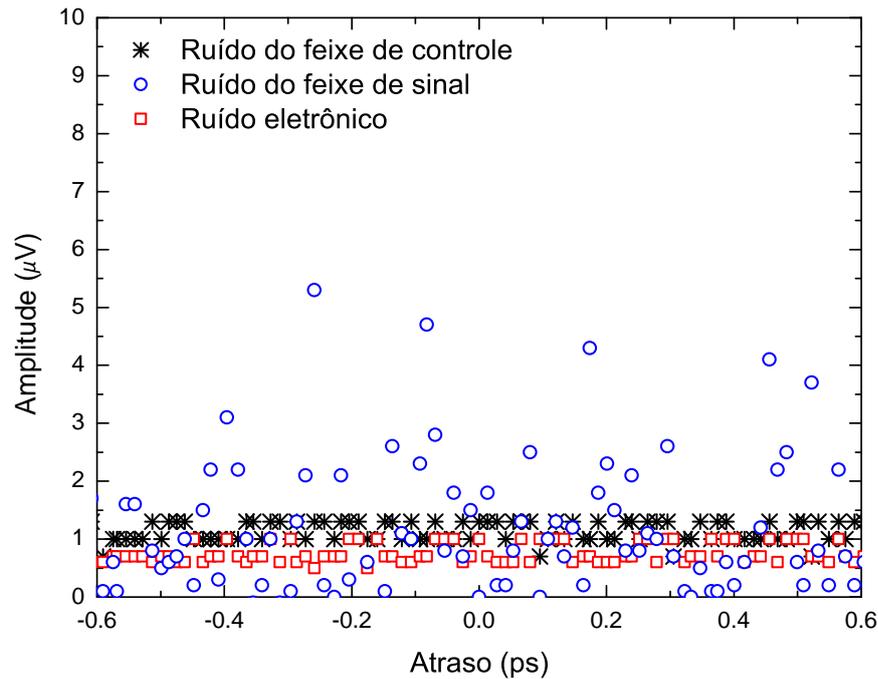
Fonte: O autor (2020).

Observa-se que o translador linear avança da posição 30,32 mm, onde o pulso de controle está atrasado em relação ao pulso de sinal, até a posição 30,44 mm, onde o pulso de controle está adiantado. Durante esse percurso, a amplitude do sinal na saída do *Lock-in* aumenta a partir de um nível DC de $\sim 0,1$ mV e atinge um máximo de $\sim 1,4$ mV na posição $\sim 30,38$ mm. Em seguida o nível de sinal volta a cair alcançando o valor mínimo novamente. A ocorrência do máximo em 30,38 mm indica a posição em que os feixes estão superpostos ($\tau = 0$).

Outra etapa importante para o desenvolvimento do aparato experimental é a determinação do nível de ruído produzido por cada feixe. Para entender a composição do sinal de absorção, algumas medidas foram realizadas na configuração experimental ilustrada na Figura 14 (com *chopper* modulando o feixe de controle) e o resultado é apresentado na Figura 30. Uma série de medidas, aqui, corresponde à obtenção do sinal na saída do *Lock-in* mediante a variação do atraso τ entre os pulsos.

Com os feixes de 795 nm e 762 nm bloqueados, não há luz chegando no fotodetector. Neste caso o nível de sinal DC observado na saída do *Lock-in* é somente devido ao ruído eletrônico do próprio equipamento e também do fotodetector. Este sinal é da ordem de $0,1 \mu\text{V}$. Bloqueando apenas o feixe de 795 nm, o que se observa é um nível de sinal da mesma ordem do ruído eletrônico, revelando que a luz do feixe de controle foi devidamente filtrada. Realizando a medida com o feixe de 762 nm bloqueado, observa-se uma flutuação no sinal um pouco acima do nível de ruído eletrônico. Isso acontece porque a luz do feixe de 795 nm que chega ao fotodetector, somada ao nível da “corrente de escuro”, altera o seu nível de ruído eletrônico.

Figura 30 – Níveis de sinal DC obtidos na saída do *Lock-in*, variando-se o atraso relativo entre os pulsos de sinal e controle. Com o *chopper* modulando sempre o feixe de 762 nm, o nível de ruído eletrônico é obtido com os dois feixes 762 nm e 795 nm bloqueados na entrada do fotodetetor. O ruído devido ao feixe de sinal aparece quando, apenas, o feixe de 762 nm é bloqueado. Já com o feixe de 795 nm bloqueado tem-se o ruído referente ao feixe de controle. Os símbolos asterisco, círculo e quadrado indicam o nível de ruído para o feixe de controle, para o feixe de sinal e eletrônico, respectivamente.



Fonte: O autor (2020).

Em resumo a tudo que foi apresentado até agora, para encontrar a resposta do sistema referente à absorção do pulso de sinal foi adotado o seguinte procedimento experimental:

- i) Caracterização dos pulsos no regime limitado por transformada de Fourier;
- ii) Alinhamento do sistema e determinação da posição do translador micrométrico para que o atraso entre os pulsos seja zero;
- iii) Calibração do sistema de detecção;
- iv) Minimização do ruído produzido pelo feixe de controle;
- v) Medida.

4.7 Resultados e discussões

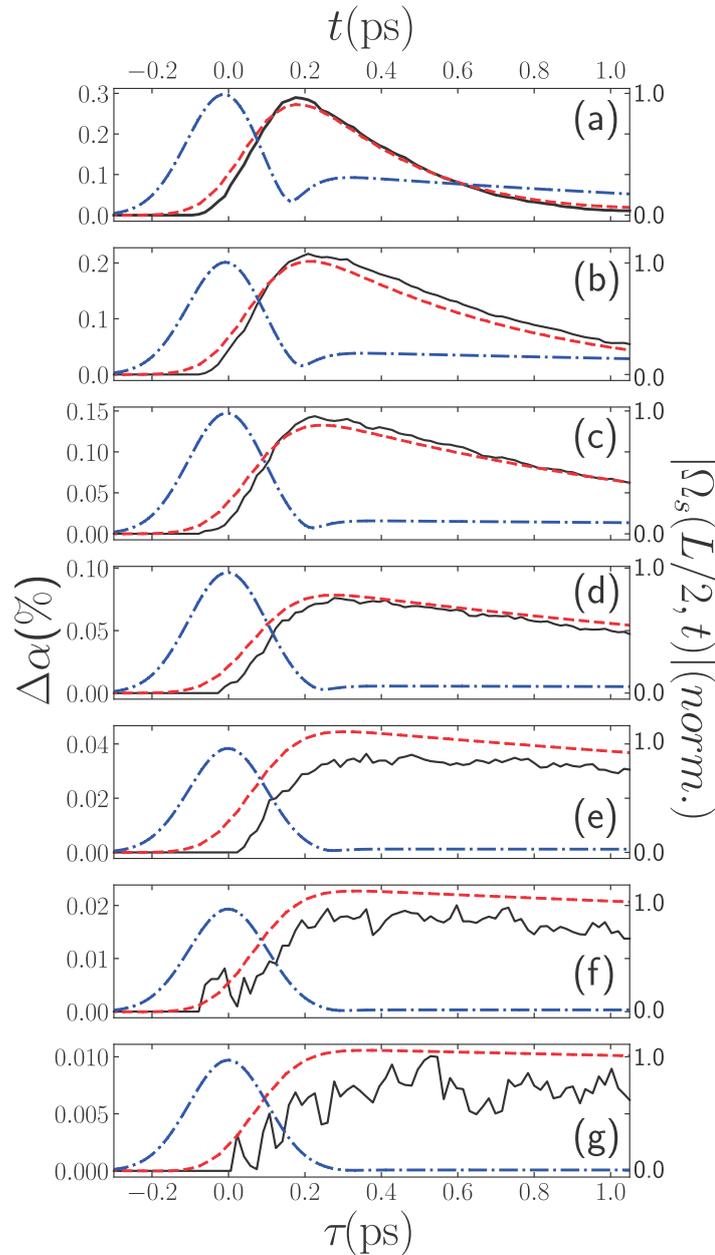
Em cada série de medidas, o sinal registrado na saída do *Lock-in* é função direta do atraso temporal relativo entre os pulsos sinal e controle interagindo com o vapor de Rb aquecido. Muitas medidas foram realizadas para investigar o regime de absorção do pulso fraco, modificando alguns parâmetros característicos do sistema físico como a densidade atômica e a área dos pulsos, diretamente relacionadas à potência dos feixes. A fim de obter um entendimento físico do processo, os resultados foram comparados com a teoria desenvolvida na Seção 3.2. Os resultados apresentados a seguir refletem um pequeno aumento da absorção do pulso de sinal na presença do pulso de controle quando esses parâmetros são alterados.

Na Figura 31 são apresentadas as medidas para $\Delta\alpha$ (Equação (4.2)) em função do atraso relativo entre os pulsos τ , para várias densidades atômicas η (curvas sólidas pretas). A mudança de temperatura do forno de 85 °C para 145 °C, provoca as respectivas mudanças de densidade de $1,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ para $6,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Para o pulso de controle e de sinal, as potências médias de 170 mW e 0,8 mW, respectivamente, proporcionam pulsos com áreas estimadas em $\Theta_c^{exp} \approx 0,36 \text{ rad}$ e $\Theta_s^{exp} \approx 0,06 \text{ rad}$ (Tabela 6). Quando o atraso relativo é positivo, ou seja, quando o pulso de controle está adiantado em relação ao pulso fraco, o sinal da absorção exibe um comportamento oscilatório (acima de 2 ps) semelhante às oscilações produzidas por um pulso de área zero, como esperado pela teoria no regime de baixa excitação.

Assumindo que a forma dos pulsos tem um perfil temporal Gaussiano na entrada da célula, com durações $T_c \approx 84 \text{ fs}$ para o pulso de controle e $T_s \approx 190 \text{ fs}$ para o pulso de sinal, foi possível encontrar uma curva de ajuste para os dados, mas com um valor de T_s maior que o valor experimental. Isto pode ser consequência das considerações feitas na teoria onde o pulso de controle é muito mais curto que o pulso de sinal, $T_c \ll T_s$, o que não ocorre no experimento. Durante a convolução entre os pulsos, um valor maior para T_s representa uma convolução entre duas larguras temporais. O ajuste aos parâmetros teóricos foi realizado para a curva com maior profundidade óptica D . Os outros foram gerados variando D e T_2 de acordo com os valores experimentais para densidade atômica e ao tempo de decaimento inhomogêneo relativo a cada temperatura.

A comparação com o modelo teórico pode ser acompanhada na Figura 31 pelas respectivas curvas tracejadas de cor vermelha. Para essas curvas a profundidade óptica foi variada de $D = 19$ (painel g) até $D = 720$ (painel a). Para esse intervalo, o alargamento inhomogêneo aumenta com a temperatura, sendo o inverso da largura Doppler esperada para a transição $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{1/2}\rangle$, com T_2 indo de 289 ps (em $D = 19$) para 267 ps (em $D = 720$). A área teórica dos pulsos de controle e de sinal no início da amostra é de $\Theta_c = 0,2$ e $\Theta_s = 0,001$, respectivamente. Como era esperado na teoria e no experimento, o aumento da absorção normalizada $\Delta\alpha$ não depende de Θ_s .

Figura 31 – Comparação das curvas experimentais (linhas sólidas pretas) e teóricas (linhas tracejadas vermelhas, evidenciando o aumento do coeficiente de absorção em função do atraso relativo entre os pulsos de sinal e controle para várias densidades atômicas η . Módulo da frequência de Rabi Ω_s (linha pontilhada-tracejada azul) correspondente ao pulso de sinal no meio da célula, em função do tempo. O eixo direito foi normalizado e Ω_s é plotado na mesma escala correspondendo a $\Delta\alpha$. De cima para baixo, as densidades são (a) $\eta = 6,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 720$, (b) $\eta = 3,9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 430$, (c) $\eta = 2,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 240$, (d) $\eta = 1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 130$, (e) $\eta = 0,7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 73$, (f) $\eta = 0,34 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 38$, (g) $\eta = 0,17 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e $D = 19$.



Fonte: O autor (2020).

Os valores teóricos de D e Θ_c são da mesma ordem dos parâmetros experimentais. No entanto, uma correspondência exata entre as curvas não é esperado devido à simplicidade do modelo de três níveis. As transições atômicas acessadas nesse sistema vão além das transições hiperfinas consideradas. Além disso, a região próxima do foco que contribui para o sinal foi considerada através do parâmetro $D_c = D/4$. Se forem assumidos atrasos relativos maiores, as previsões teóricas da Figura 31 apresentariam uma diminuição mais lenta após o primeiro máximo, uma vez que o sinal misturaria contribuições de outras partes do conjunto com diferenças crescentes no padrão oscilatório.

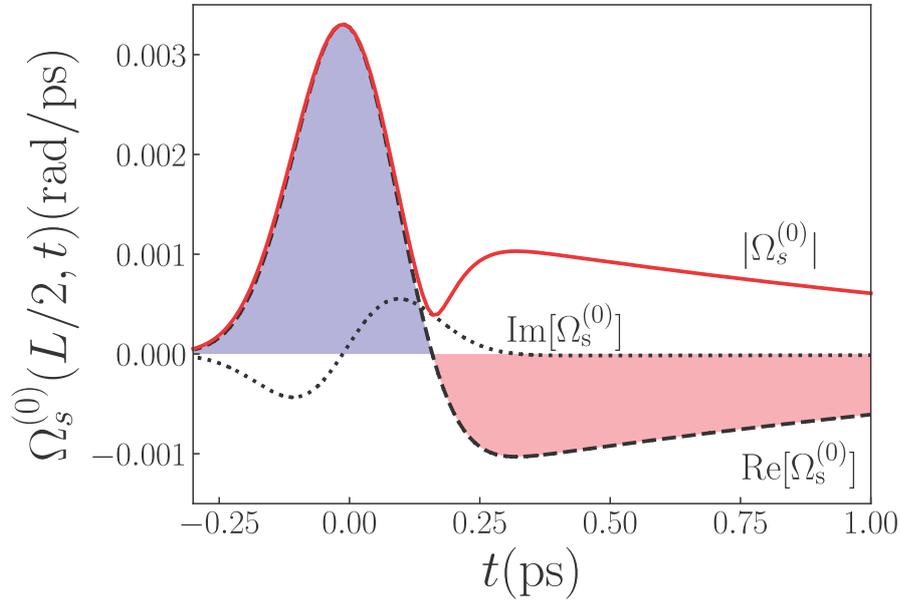
Apesar do modelo ser simplificado, foi obtido um ajuste razoável entre os dados experimentais e a teoria. Um ponto importante para o objetivo deste trabalho é prever o atraso relativo máximo e a absorção máxima e o modelo cumpre adequadamente esse papel, capturando os aspectos importantes das curvas experimentais à medida que os parâmetros são alterados.

Para ganhar intuição dos resultados, na Figura 31 também é mostrado o módulo normalizado da frequência de Rabi instantânea não perturbada do campo de sinal, como função do tempo, calculado para a região central da amostra, $|\Omega_s(L/2, t)|$, que contribui significativamente para a forma da curva medida. A origem dessas curvas (escala superior) é igualada à origem do atraso relativo entre os pulsos (escala inferior), e normalizada por $|\Omega_s|$. A quantidade $\Omega_s(z, t)$ foi obtida aplicando-se a transformada inversa de Fourier na Equação (3.42) e foi escolhida para comparação por ser um resultado bastante conhecido na literatura. Além disso, o regime atual do experimento fornece pulsos basicamente com a mesma forma. $\Delta\alpha_M$ e τ_M são definidos, como o aumento de absorção e atraso máximos do pulso, respectivamente. Um fato interessante que pode ser observado nesta figura é a ocorrência do máximo no pulso de controle quando $|\Omega_s|$ é mínimo, coincidindo em todos os quadros para τ_M .

Esse resultado pode ser melhor entendido examinando a Figura 32, onde é mostrado o módulo de $\Omega_s^{(0)}(L/2, t)$ junto com a parte real e imaginária dessa quantidade, obtida para $D = 720$, correspondendo aos parâmetros da Figura 31a.

O mínimo em $|\Omega_s^{(0)}(L/2, t)|$ (curva sólida vermelha) ocorre quando $\text{Re}[\Omega_s^{(0)}(L/2, t)]$ muda de sinal. Essa é uma situação típica de um pulso de área zero: a primeira parte do pulso de sinal transfere população para o estado excitado intermediário, que é removida por uma segunda parte deste pulso com o sinal trocado. Esse processo se repete durante todo o perfil do pulso até que nenhuma excitação é deixada no meio. Neste sistema há uma porção imaginária de $\Omega_s^{(0)}(L/2, t)$ que vem de uma pequena dessintonia do campo de sinal em relação a frequência de ressonância, que impossibilita a transferência máxima de população para uma área de pulso inicial fixa. Esse processo de excitação transiente por um pulso de área zero foi primeiramente discutido por Dudovich, Oron e

Figura 32 – Frequência de Rabi instantânea do campo de sinal em função do tempo. A curva tracejada e pontilhada representam a parte real e imaginária, respectivamente. O módulo $|\Omega_s^{(0)}|$ é representado pela linha sólida vermelha. A área abaixo da linha tracejada é positiva (em azul) e negativa (em vermelho).



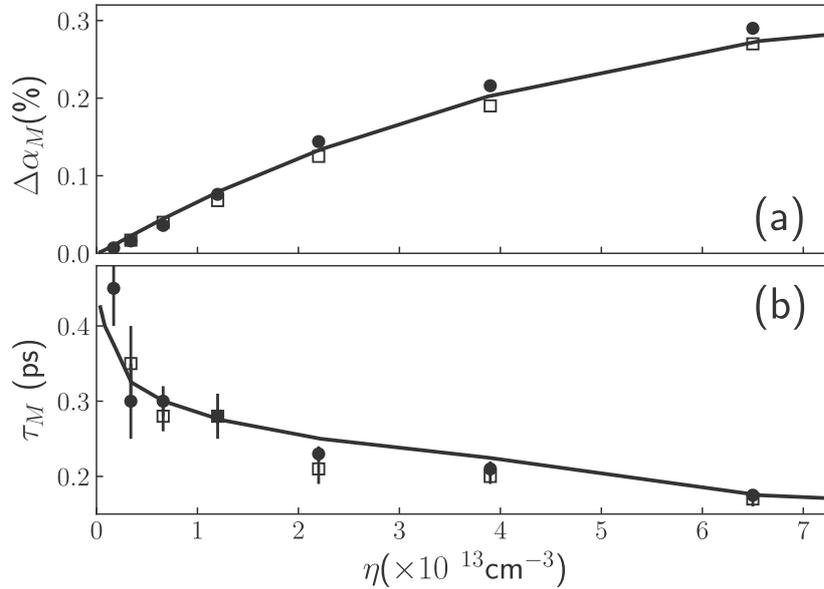
Fonte: O autor (2020).

Silberberg (2002), que é fonte de inspiração desta parte do trabalho.

Nesta situação física em particular, a área de máximo transiente Θ_s^{tr} é indicada na Figura 32 pela região em azul com valores positivos de $\text{Re}[\Omega_s^{(0)}(L/2, t)]$, resultando em $\Theta_s^{tr} \approx 7,3 \times 10^{-4}$ rad. A área final Θ_s^f além de 600 ps está abaixo de 10^{-5} rad. Esse processo ocorre sem que o meio seja excitado, como esperado para um pulso de área zero, isto é, $\Theta_s^f \ll \Theta_s$. Um ponto relevante para o objetivo deste trabalho é que $\Theta_s^{tr} \approx \Theta_s$, com um decréscimo em Θ_s^{tr} de apenas 27% com respeito a área inicial do pulso na entrada da amostra.

Na Figura 33 são apresentados o aumento máximo $\Delta\alpha_M$ e o respectivo atraso τ_M para o qual este ocorre, como funções da densidade η , junto com a variação prevista pela teoria. Para o propósito de armazenamento de fótons, essas duas quantidades são os resultados centrais desta abordagem experimental. Os círculos sólidos são os valores experimentais para essas quantidades obtidos diretamente dos painéis da Figura 31 e as linhas sólidas fornecem os resultados teóricos para os mesmos parâmetros da Figura 31. As barras de erro são bem pequenas para $\Delta\alpha_M$. Para avaliar as variações sistemáticas na determinação das condições experimentais, foram traçados os resultados de uma execução da mesma experiência em um dia diferente, nas mesmas condições (quadrados abertos). Observa-se a partir da Figura 33b que a presença de um forte *walk-off* entre os pulsos, é observado para as densidades mais altas, com τ_M sendo modificado por um

Figura 33 – Aumento máximo de absorção $\Delta\alpha_M$ (a) e atraso máximo τ_M (b) em função da densidade atômica η . Os círculos sólidos e os quadrados vazios representam os resultados experimentais, obtidos em diferentes dias e as linhas sólidas são as previsões teóricas para esses dados. Os parâmetros físicos são os mesmos da Figura 31.



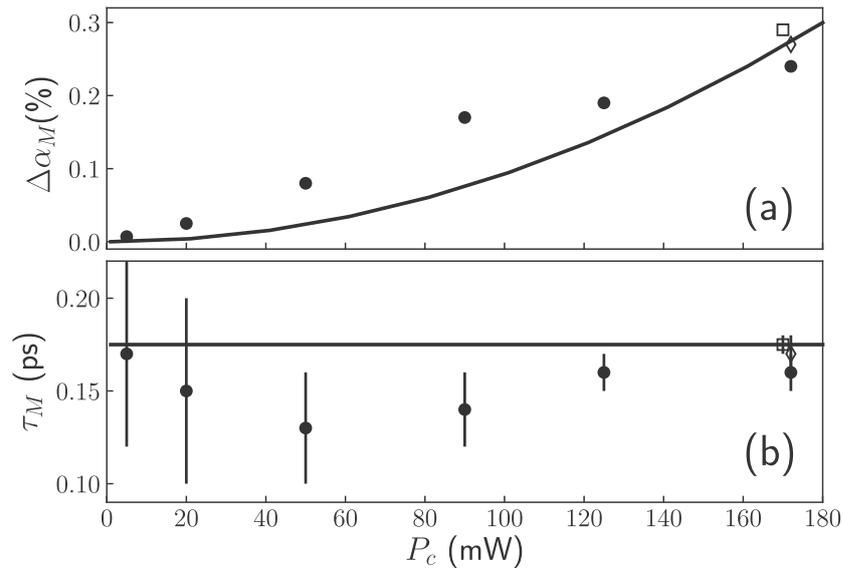
Fonte: O autor (2020).

fator de 200 fs entre o início e o fim da amostra. Isto não é crucial no regime de baixa excitação, mas pode ser uma questão importante a ser resolvida para alcançar maiores probabilidades de excitação.

As mesmas quantidades como função da potência média do pulso de controle \bar{P}_c são apresentadas na Figura 34.

Em todas as curvas a densidade foi mantida no máximo em $\sim 6,5 \times 10^{13}$ átomos/cm³. O maior valor de \bar{P}_c nesta figura é registrado para as mesmas condições experimentais do maior valor de η na Figura 33. Os círculos sólidos mostram os resultados de uma série experimental variando a potência, enquanto o quadrado e o diamante abertos são medidas diferentes com o valor de potência \bar{P}_c e η máximos. A partir desses resultados observa-se um aumento de $\Delta\alpha_M$ com \bar{P}_c , enquanto τ_M se manteve praticamente constante. A teoria segue qualitativamente esse comportamento de modo geral, porém com um ajuste pior quando comparado com os resultados obtidos variando o parâmetro η . Provavelmente isto é devido às várias aproximações relacionadas à potência do pulso de controle. Uma dessas aproximações foi considerada na expressão final, apenas a solução de mais baixa ordem na potência do feixe de controle da Equação (3.49). Outra aproximação foi descartar a possibilidade de qualquer variação de intensidade para o campo de controle focalizado no centro da célula de

Figura 34 – Aumento de absorção máxima $\Delta\alpha_M$ (a) e atraso temporal máximo τ_M (b) em função da potência média \bar{P}_c . Os círculos sólidos são os resultados experimentais e as linhas sólidas as previsões teóricas. Os quadrados e os diamantes vazios são pontos experimentais obtidos para para o valor máximo de \bar{P}_c em dias diferentes. Na teoria, a amplitude do campo de controle é proporcional a $\sqrt{\bar{P}_c/\bar{P}_c^{max}}$, com \bar{P}_c^{max} representando a potência máxima. Os outros parâmetros como a densidade são os mesmos apresentados na Figura 31.

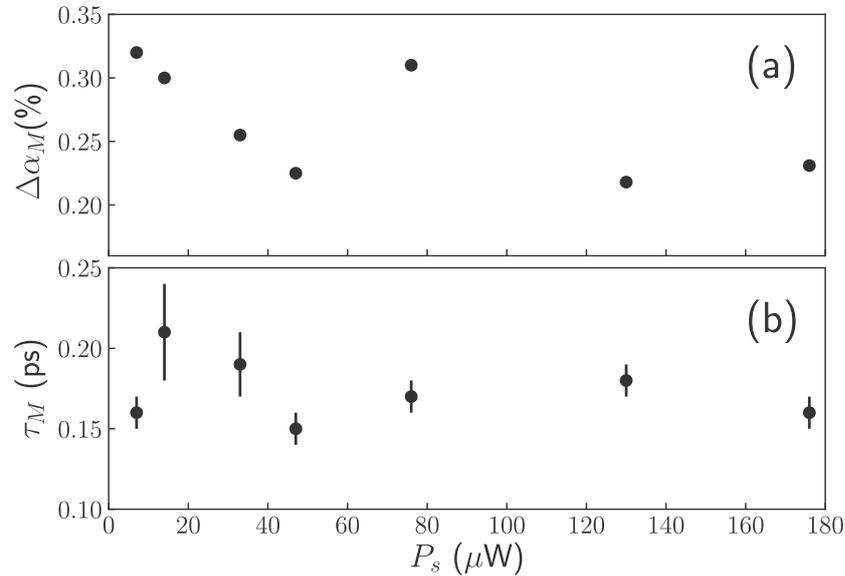


Fonte: O autor (2020).

vapor. Neste caso, também não foi considerada qualquer variação de intensidade no modo transversal do feixe.

Finalmente, na Figura 35 é apresentada a variação de $\Delta\alpha_M$ e τ_M como função da potência média do campo de sinal. Não há previsão teórica para essa variação. Na Seção 3.2 foi construída uma teoria linear para o problema que não apresenta qualquer dependência com a potência inicial do campo de sinal, uma vez que sua potência é suficientemente pequena. A Figura 35 foi obtida para o valor máximo de η e \bar{P}_c indicados nas Figuras 33 e 34. Observa-se que todas as medidas apresentadas nesta figura são compatíveis com os valores máximos apresentados nas figuras anteriores. Esta observação é fundamental para a sequência desta investigação, que servirá como guia para experimentos futuros com fótons individuais, com potências muito mais baixas.

Figura 35 – Aumento máximo de absorção $\Delta\alpha_M$ (a) e atraso máximo τ_M (b) em função da potência do campo de sinal \bar{P}_s . Outros parâmetros físicos são os mesmos da Figura 31a.



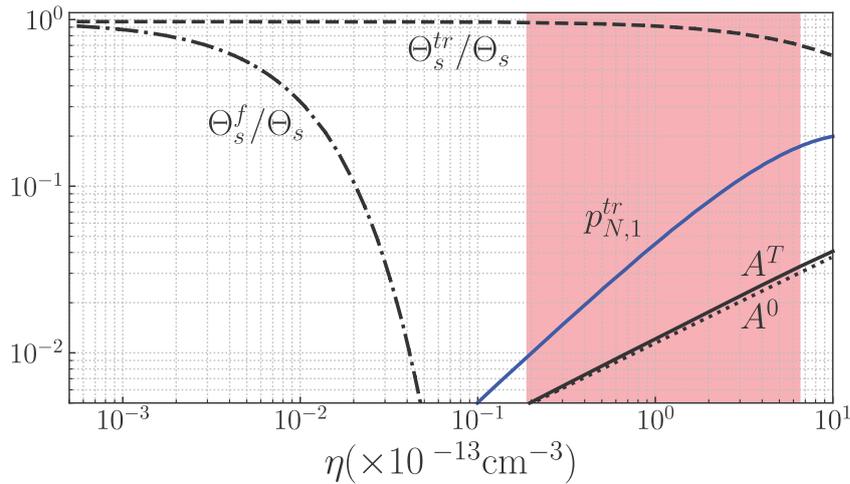
Fonte: O autor (2020).

4.7.1 Um caminho para maiores absorções

Tudo que foi feito até agora tem como objetivo aumentar e caracterizar uma pequena absorção de um pulso ultracurto fraco pelo vapor atômico de Rb. Para isso foram desenvolvidas técnicas experimentais e uma teoria linear básica. Os aprimoramentos observados até agora são modestos. No entanto esses desenvolvimentos permitem criar estratégias para continuar aumentando ainda mais a absorção do pulso ultracurto fraco. O ponto de partida é a discussão com foco na Figura 32, onde se destaca o papel da área transiente, Θ_s^{tr} , de um pulso de área zero para transferir uma população significativa no início de sua ação em qualquer porção do vapor atômico. Como o sistema está no regime linear em relação ao pulso de sinal, quando Θ_s^{tr} é normalizado pela área inicial do pulso Θ_s , obtém-se uma função que descreve o comportamento do sistema até o regime de fóton individual (COSTANZO et al., 2016). O mesmo é válido para a normalização da área final, Θ_s^f , por Θ_s . Estas duas quantidades normalizadas em função da densidade atômica são mostradas na Figura 36, com a linha tracejada preta indicando a quantidade Θ_s^{tr}/Θ_s e a linha preta tracejada e pontilhada representando Θ_s^f/Θ_s . A dependência com η é obtida da sua relação com a profundidade óptica D , como parametrizado na Figura 31.

A variação da densidade atômica na Figura 36 corresponde a uma variação de temperatura de 22 °C até 155 °C na célula de vapor, com a região destacada indicando as densidades atômicas atingidas neste trabalho. A partir desta figura é possível quantificar

Figura 36 – Máximo transiente para área do pulso de sinal Θ_s^{tr} (linha tracejada preta) e área do pulso final Θ_s^f (linha preta tracejada e pontilhada) em função da densidade atômica, normalizada pela área inicial do pulso Θ_s . A região colorida na figura indica o alcance experimental deste trabalho. A^0 é a absorção esperada para o pulso de área zero (linha preta pontilhada) e A^T é a absorção total resultante da ação do pulso de controle (linha preta sólida). A linha azul é uma previsão para a probabilidade de absorção de máximo transiente, considerando um volume total de um feixe Gaussiano na célula de Rb. Outros parâmetros físicos são os mesmos da Figura 31.



Fonte: O autor (2020).

a previsão de que Θ_s^{tr} diminui mais lentamente com η do que com Θ_s^f . Além disso, observa-se que a área final do pulso vai à zero rapidamente, no regime de baixa excitação, preservando a área inicial na excitação transiente.

A partir do cálculo introduzido na Seção 3.2, para a probabilidade $p_{1,1}$ de excitar um único átomo por um único fóton, pode-se estimar, a partir da Figura 36, a probabilidade $p_{N,1}^{tr} = N f_{tr} p_{1,1}$ para excitar N átomos por um fóton individual transiente, com $f_{tr} = (\Theta_s^{tr}/\Theta_s)^2$ e $N = \eta V_L$ representando o número de átomos na célula de vapor interagindo com os feixes do laser, sendo $V_L \approx 14 \times 10^{-3} \text{cm}^3$. A curva $p_{N,1}^{tr}$ como função de η é projetada pela linha sólida azul. Esta curva prevê uma probabilidade máxima de aproximadamente 17% considerando a densidade alcançada neste trabalho. Para comparar com a situação estabelecida até agora, é importante estimar, usando a teoria para pulsos de área zero, a atenuação total A^0 do pulso de sinal previsto para esta configuração experimental, sem a ação do pulso de controle. Essa quantidade aparece no gráfico como uma curva preta pontilhada. A área final pode ser extremamente pequena, resultando em um pulso que não deixa nenhuma excitação no meio atômico. No entanto, a energia é perdida na evolução de Θ_s para Θ_s^f devido à forte absorção dos componentes espectrais do pulso ao redor da linha atômica. Essa absorção aumenta lentamente com η conforme a região absorvida do espectro aumenta. A^0 é pequeno, cerca de 2,9% para a

densidade máxima utilizada, porém, considerando o atual regime de pequena excitação, é bastante significativo. A curva para a absorção total A^T aumentada pelo pulso de controle condizente com este trabalho aparece na Figura 36 como uma curva preta sólida, onde é possível observar um pequeno aumento de $\Delta\alpha \approx 0,3\%$ para a densidade máxima, já mostrada nas Figuras 31 a 35.

Observa-se que $\Delta\alpha$ é a quantidade experimental mais acessível para caracterizar a absorção do feixe de sinal induzida pelo campo de controle, pois no regime de baixa excitação o aumento da absorção percebido é menor ou da mesma ordem que aquele obtido para pulsos de área zero sem o campo de controle. Por outro lado, $\Delta\alpha$ pode ser considerada uma absorção total se um regime de alta absorção for alcançado e A^0 se tornar insignificante.

A absorção transitória máxima dada por $p_{N,1}^{tr}$, considerando o volume V_L , ainda não é suficientemente grande quando comparado com A^0 , apenas um fator de 6. No entanto, esse resultado revela as melhorias mais significativas que devem ser buscadas para o sistema. Primeiro, fica claro que não há grande ganho com o aumento de η . A leve saturação que aparece nos dados experimentais da Figura 33 é provavelmente uma consequência direta da diminuição na área Θ_s^{tr} para as densidades atômicas atingidas no experimento um pouco acima de $6,5 \times 10^{13}$ átomos/cm³, o que acaba cancelando os ganhos no número de átomos para densidades mais altas. A diferença entre $p_{N,1}^{tr}$ e A^T , por outro lado, indica que há grandes chances de se obter ganhos com o aumento da área do pulso de controle. Isso pode ser alcançado a partir de duas abordagens principais. A primeira é adaptar a fonte de laser para obter uma fonte com energia por pulso mais alta, introduzindo um amplificador no sistema atual ou mudando para um novo laser. A segunda abordagem é planejar um esquema de bombeamento óptico para transições com momentos dipolares mais altos, o que pode implicar na alteração das transições atualmente usadas no Rubídio ou mesmo na espécie atômica para melhor adaptação à fonte de luz. Espera-se que a potência do pulso de controle melhore a absorção linearmente, enquanto o momento dipolar deve aumentá-lo quadraticamente. Obviamente, simulações numéricas têm limite de validade e esta investigação no regime de baixa excitação serve apenas de guia para melhorar o sistema. Espera-se que com maiores absorções, a dinâmica do sistema mude suprimindo até mesmo a formação do pulso de área zero.

Nesse contexto, é importante lembrar que a abordagem empregada neste trabalho usa a forma de pulso mais simples possível: pulsos Gaussianos limitados por transformada de Fourier. O objetivo é desenvolver intuição física sobre o problema, mantendo uma comparação próxima entre teoria e experimento. Esse objetivo foi alcançado, mas a estratégia adotada é bem limitada em termos de parâmetros para otimizar o sistema.

Sabe-se que pulsos limitados por transformada de Fourier não são a melhor

escolha para excitar transições sequenciais de dois fótons, pois foi observado que pulsos que se desviam dessa condição podem excitar até 10 vezes mais o sistema atômico (DUDOVICH et al., 2001). O próximo passo é investigar experimentalmente os efeitos de máscaras espectrais empregadas no pulso de sinal. Os detalhes dessa investigação podem ser vistos no Capítulo 5.

4.8 Considerações finais

O trabalho apresentado neste capítulo traz uma nova abordagem experimental sustentada por uma teoria linear, que permitiu conhecer um pouco mais sobre o processo que conduz o aumento de absorção de um pulso “ultra banda larga” fraco por um meio atômico de banda estreita. Os detalhes dessa investigação elaboram ideias introduzidas em 2016, quando foi observado e caracterizado pela primeira vez um pulso de área zero devido à um fóton individual (COSTANZO et al., 2016). Essa observação apontou para a possibilidade de se empregar técnicas de controle coerente de transições atômicas, por pulsos ultracurtos, no problema de armazenamento de fótons emitidos por fontes SPDC em memórias de longa duração. O objetivo, em particular, foi usar a excitação transiente por um pulso de área zero (DUDOVICH; ORON; SILBERBERG, 2002) para drenar energia do pulso fraco através de um pulso de controle ultracurto, intenso, conduzindo uma excitação transitória para um nível atômico mais energético. A teoria linear desenvolvida para esse processo descreve como o pulso de controle, na ordem mais baixa, afeta a absorção final do pulso fraco.

Os resultados experimentais foram comparados com essa teoria corroborando a ideia inicial: aumentar a absorção do pulso fraco a partir da transferência de energia transiente da transição mais baixa. Entretanto, o aumento máximo observado foi pequeno: apenas 0,3% em um pulso que já deve ser absorvido em 2,9% sem o pulso de controle. Mesmo assim, o conjunto completo de observações e a corroboração da visão física original, em comparação com a teoria, permitiu a elaboração de estratégias diferentes para avançar ainda mais no problema. Deve ser possível então uma memória atômica de longa duração absorver diretamente, com alta probabilidade, um fóton individual ultra banda larga.

5 OBSERVAÇÃO DA ABSORÇÃO DE UM PULSO DE LUZ ULTRACURTO, MODIFICADO ESPECTRALMENTE, ATRAVÉS DE UM MEIO ATÔMICO DENSO

A capacidade de controlar o estado quântico através da manipulação coerente do campo de luz que interage com um sistema atômico ou molecular é um assunto bem estabelecido na literatura, desde sua proposta inicial (TANNOR; RICE, 1985; RICE, 1992; DUDOVICH; ORON; SILBERBERG, 2002). Em um sistema atômico, as transições induzidas por fótons podem ocorrer por vários caminhos, sendo limitadas apenas pelas regras de seleção e conservação da energia. (MESHULACH; SILBERBERG, 1998; MESHULACH; SILBERBERG, 1999) demonstraram que a amplitude de probabilidade de uma transição de dois fótons pode ser controlada manipulando a fase espectral do pulso de excitação, de modo que as rotas possíveis que conduzem ao estado final do sistema interferem para fornecer uma amplitude de probabilidade desejada, cujo valor pode indicar a redução ou mesmo a extinção da taxa de absorção dos fótons. Meshulach e Silberberg (1999) estabeleceram que para uma excitação de dois fótons pura as condições que maximizam o processo de absorção são preferencialmente obtidas quando os pulsos interagentes são limitados por transformada de Fourier (LTF). Entretanto, Dudovich et al. (2001) demonstraram que este limite não é válido para as transições que envolvem um estado intermediário ressonante, podendo a taxa de absorção de dois fótons ser aprimorada por um fator de 10, com o uso de modelagem de pulsos (WEINER, 2000). Neste capítulo é explorada a técnica de modelagem de pulsos ultracurtos, a partir da modulação de fase via modulador espacial de luz (SLM, do inglês *spatial light modulator*), a fim de se verificar o aumento da absorção do pulso de sinal além do regime alcançado no Capítulo 4. Para isso, são discutidos primeiro a operação do SLM e o procedimento de calibração, necessários para entender os experimentos apresentados na sequência.

5.1 Modificação espectral de pulsos ultracurtos usando modulador espacial de luz

Qualquer sistema capaz de modificar o perfil de um pulso de luz ultracurto é conhecido como modelador de pulso óptico (ou do inglês, *pulse shaper*). A modelagem pode ocorrer na distribuição espacial do pulso através da modulação de fase, do estado de polarização, da intensidade ou da direção de propagação (WEINER, 2000). Entretanto, quando a modulação está relacionada à manipulação das frequências e componentes temporais, a modelagem é dita temporal.

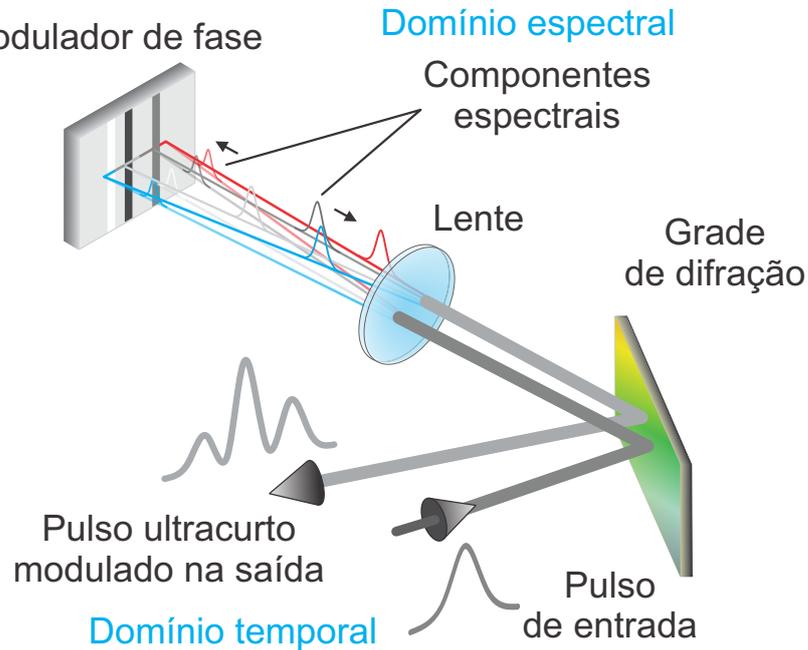
A modelagem óptica temporal de um pulso de luz ultracurto é muito comum e pode ocorrer através da modificação da distribuição espectral até que se obtenha a forma do pulso desejada. O controle do espectro de um pulso ultracurto pode envolver métodos passivos, com o uso de prismas (RULLIERE, 2004), compressores baseados em grades de difração e espelhos deformáveis (MARTINEZ, 1987; ZEEK et al., 1999), e também métodos ativos envolvendo dispositivos a base de cristal líquido (LC) (WEINER, 2000) ou moduladores acústico ópticos (AOM, do inglês *optical acoustic modulators*) (DUGAN; TULL; WARREN, 1997; D. Kaplan; P. Tournois, 2002).

A possibilidade de manipular a fase e a amplitude espectral de forma independente promove o domínio completo de uma nova física conhecida como controle coerente (SHAPIRO; BRUMER, 2003). Inúmeras aplicações envolvendo técnicas de controle coerente têm sido implementadas e algumas são de interesse central deste trabalho (ORON; DUDOVICH; SILBERBERG, 2003; DUDOVICH; ORON; SILBERBERG, 2002; DELAGNES; BOUCHENE, 2007). Nessas aplicações, destaca-se o uso do SLM devido a sua versatilidade e dinâmica na manipulação controlada da luz, seja na amplitude e fase (PUTTEN; VELLEKOOP; MOSK, 2008), ou na amplitude, fase e polarização (PLEWICKI et al., 2007). A maioria dos SLMs comerciais podem modular somente a fase ou a amplitude da luz. Quando este dispositivo é usado para modular a fase, um holograma (máscara) é programado no *display* de cristal líquido (LCD) através de um computador. As mudanças na fase da luz incidente ocorrem sem alteração da intensidade (WEINER, 2000).

O aparato experimental tipicamente usado na modulação de pulsos ópticos é mostrado na Figura 37. O sistema é composto por uma grade de difração, uma lente convergente e um modulador de fase dispostos em uma configuração em que as distâncias grade-lente e lente-espelho são todas iguais à distância focal da lente, $f = 15$ cm, denominada configuração $4f$. Este sistema permite, por exemplo, eliminar a varredura de frequência de um pulso ultracurto. As componentes espectrais do pulso são inicialmente dispersas pela grade de difração e focalizados sobre o LCD do modulador de fase. Uma máscara programável por computador é então usada para manipular, separadamente, a fase de cada componente de frequência. Os feixes refletidos pelo SLM, levemente inclinado, são colimados e realinhados na segunda passagem pela grade. Por fim, o pulso espectralmente modificado é usado no experimento, como desejado.

Uma vez que a descrição física de um pulso ultracurto pode ser desenvolvida tanto no domínio temporal, quanto no domínio espectral e como ambos estão relacionados pelo teorema de Fourier, a modelagem em um dos domínios deve refletir nas componentes do outro. A forma do pulso de saída é determinada pela amplitude e fase espectral do pulso incidente e pela transformada de Fourier da máscara de fase que é transferida para o espectro.

Figura 37 – Montagem experimental típica destacando o uso do SLM como modulador de fase.



Fonte: O autor (2020).

5.1.1 Modulador de fase LCOS-SLM

O modulador espacial de luz (LCOS-SLM, do inglês *liquid-crystal-silicon spatial light modulator*) consiste em um dispositivo, cuja tecnologia permite modular a frente de fase de um feixe de luz incidente (ZHANG; YOU; CHU, 2014). As principais características do *chip* LCOS-SLM modelo X10468-02 da *Hamamatsu Photonics k.k.*, usado neste trabalho, estão sintetizadas na Tabela 8. Além dessas, a robustez e capacidade de suportar altas intensidades de luz são ideais para o uso com lasers pulsados.

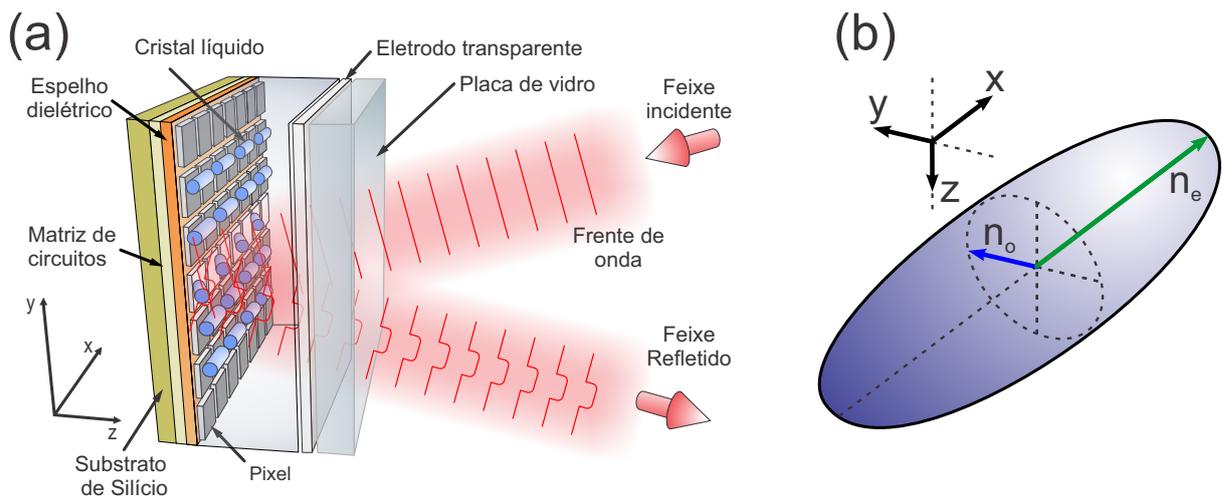
Tabela 8 – Especificações do LCOS-SLM *para luz com $\lambda_c = 785$ nm.

Modelo	HAMAMATSU X10468-02
Tipo	Reflexivo com espelho dielétrico
Tipo de cristal líquido	nemático com alinhamento paralelo
Modulador	Somente de fase
Resolução	792 × 600 <i>pixels</i>
Tamanho do <i>pixel</i>	20 μm
Fator de preenchimento	95 %
Área efetiva	15,8 × 12 mm^2
Níveis de entrada	256 (8 bits)
Comprimento de onda	750 - 850 nm
Eficiência	94%*
Tempo de resposta	30 – 80 ms

Fonte: O autor (2020).

A estrutura do *chip* LCOS-SLM, ilustrado na Figura 38a forma um “sanduíche” de uma placa de vidro, uma camada de cristal líquido nemático e uma base de substrato de Silício, contendo 792×600 *pixels* (eletrodos de alumínio), que podem ser controlados individualmente. Um feixe de laser que incide sobre o LCOS-SLM atravessa a placa de vidro e interage com as moléculas de cristal líquido, antes de ser refletido por um espelho dielétrico com alta refletividade para comprimentos de onda entre 750 nm e 850 nm. Nesse modelo, as moléculas de cristal líquido estão, naturalmente, alinhadas paralelamente à direção horizontal (x). A representação esquemática de um cristal líquido uniaxial é ilustrada na Figura 38b, como um elipsóide alongado. O cristal exhibe birrefringência, na qual dois eixos possuem o mesmo índice de refração, referido como ordinário n_o , e o eixo mais alongado tem um índice de refração diferente, chamado de extraordinário, n_e .

Figura 38 – (a) Estrutura básica do modulador espacial de fase LCOS-SLM da *Hamamatsu*. (b) Representação de um cristal líquido, indicando os índices de refração ordinário n_o e extraordinário n_e .



Fonte: O autor (2020).

Aplicando-se uma diferença de potencial elétrica em cada *pixel* é possível formar uma distribuição bidimensional de cristal líquido, com índice de refração específico, dependente da inclinação do cristal. Isso muda o caminho óptico da luz que atravessa esta camada ocasionando a diferença de fase. A diferença de fase entre as componentes x e y do campo óptico, é dada em função da diferença de potencial V ,

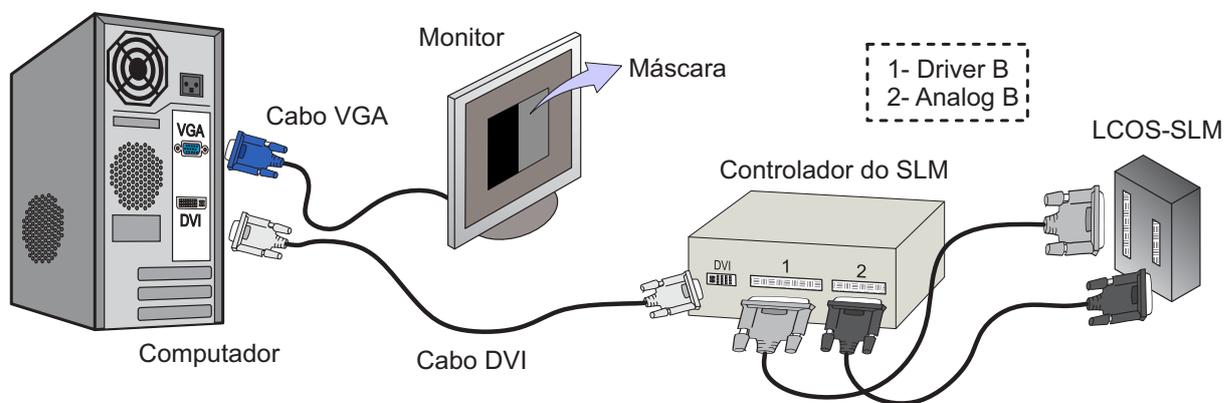
$$\beta(V) = \frac{2\pi d}{\lambda} [n_e(V) - n_o], \quad (5.1)$$

com d representando a espessura do *display* LCD e λ o comprimento de onda do laser. Dessa forma, apenas a fase da luz incidente pode ser modulada, sem qualquer mudança de intensidade ou rotação do estado de polarização.

De acordo com a Figura 38a, se nenhuma diferença de potencial for aplicada ao *pixel* o índice de refração n_e é o máximo possível. Isso significa que o maior deslocamento de fase, entre as componentes x e y do campo de luz incidente, ocorre quando $V = 0$. Outra consequência do alinhamento das moléculas de cristal líquido é que se a polarização da luz incidente não for linear, ou se a direção do campo óptico for perpendicular à direção do cristal líquido, a modulação de fase não ocorre mais.

Na Figura 39 são apresentados os componentes básicos (*hardware*) para operar e controlar o modulador espacial de luz. A cabeça do LCOS-SLM e seu controlador são conectados por dois cabos devidamente identificados (*Driver B* e *Analog B*). A fase pode ser controlada com alta precisão, usando um computador conectado ao controlador através do sinal de interface de vídeo digital DVI. Desse modo, com um *software* desenvolvido em *LabView* (*Lcos-Ctrl*) é possível criar e imprimir uma imagem na cabeça do LCOS-SLM, cuja fase de 0 a 2π é convertida em níveis de intensidade de 8-bits (0 a 255 tons de cinza). Cada tom (nível) de cinza corresponde a uma diferença de potencial aplicada. Em geral, as máscaras enviadas ao LCOS-SLM podem ser visualizadas em um segundo monitor acoplado ao computador através de um cabo VGA. Para aplicar um deslocamento de fase em um *pixel* específico, o SLM precisa ser calibrado.

Figura 39 – Componentes básicos para controlar o SLM.



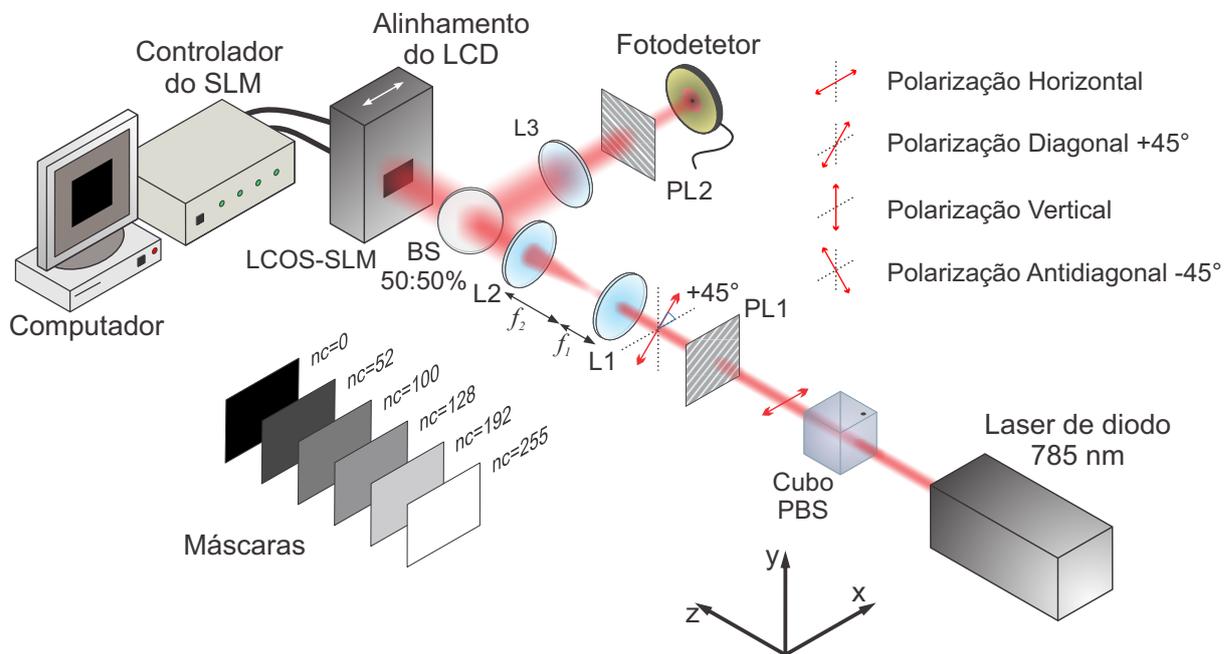
Fonte: O autor (2020).

5.1.2 Calibração do LCOS-SLM

Antes de ser usado, o modulador LCOS-SLM deve primeiro ser calibrado, para entender como a mudança do nível de cinza (nc) afeta a variação da fase no campo de luz incidente. Um experimento comum, tipicamente implementado para calibrar o LCOS-SLM usa modulação na amplitude do campo para obter informação da fase. Isso pode ser feito posicionando dois polarizadores lineares, ortogonais entre si, um antes e o outro após o SLM, conforme é ilustrado na Figura 40. Nesta configuração, o

SLM funciona como uma placa de onda ajustável, cujo deslocamento de fase imposto ao campo de luz é alterado de acordo com o nível de cinza impresso na área efetiva do LCD. O nível de cinza aplicado é uniforme em cada máscara e pode variar entre $nc = 0$ (preto) e $nc = 255$ (branco).

Figura 40 – Arranjo experimental para calibrar o LCOS-SLM. A curva de calibração fornece uma relação entre o deslocamento de fase imposto ao campo de luz e o nível de cinza impresso no SLM. Neste experimento as máscaras de fase são uniformes e cobrem toda a área efetiva do LCD, variando de $nc = 0$ (preto) para $nc = 255$ (branco). PL1 e PL2 são polarizadores lineares, L1, L2 e L3 são lentes plano convexas. As lentes L1 e L2 formam um telescópio cuja razão entre os focos é f_2/f_1 .



Fonte: O autor (2020).

O campo de luz usado nesta calibração vem de um laser emitido continuamente por um diodo, modelo DL71400 da *Sanyo*, com comprimento de onda de 785 nm[§]. Na saída do diodo, o laser passa por um cubo PBS para deixar a polarização horizontal (H) e em seguida passa através de um polarizador linear (PL1) orientado à 45° com respeito ao eixo horizontal. O feixe é então expandido e colimando por um telescópio, cuja razão entre os focos das lentes é $f_2/f_1 = 4$. Isso produz um feixe com um diâmetro suficientemente grande para cobrir toda a área efetiva do LCD. Antes de incidir sobre o SLM o laser passa através de um divisor de feixe (BS 50:50) onde aproximadamente 50% da intensidade de luz é transmitida e 50% é refletida. O feixe refletido no BS não é aproveitado, já o feixe transmitido, interage com o SLM e é refletido de volta para

[§] Valor aferido com um *Wavemeter*.

um segundo polarizador linear (PL2), orientado a $\pm 90^\circ$ em relação a polarização do feixe logo após PL1. O último componente é um fotodetector usado para registrar a intensidade do feixe, quando o valor de n_c é alterado.

A intensidade do campo de luz que chega ao fotodetector pode ser estimada pela lei de Malus, usando o formalismo de Jones (JONES, 1941; GOODMAN, 1968). Dada a construção do aparato, o campo óptico no LCOS-SLM deve ser idêntico para as duas polarizações. Seja

$$\vec{E} \doteq \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \doteq \begin{pmatrix} E_0 e^{i\phi_x} \\ E_0 e^{i\phi_y} \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

o vetor polarização, ou vetor de Jones, que descreve a amplitude complexa de um campo de luz monocromático e polarizado, com E_0 representando a amplitude e ϕ_x e ϕ_y representando as fases relativas em cada componente, respectivamente. Desse modo, o vetor de Jones é essencialmente a projeção do vetor polarização em uma base predefinida, x e y . A ação de um componente óptico como um SLM é descrita usando uma matriz de Jones de 2×2 elementos, \mathbb{M}_{SLM} . O estado resultante da polarização \vec{E}' é dado por

$$\vec{E}' = \mathbb{M}_{SLM} \vec{E}. \quad (5.3)$$

Segundo Hermerschmidt et al. (2007) e Lazarev et al. (2012) a matriz de Jones que descreve a ação do SLM atuando como uma placa de onda é dada por

$$\mathbb{M}_{SLM} \doteq e^{i\phi_0} \begin{pmatrix} e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.4)$$

com ϕ_0 correspondendo a uma fase global comum a ambas componentes x e y e representada por

$$\phi_0 = \frac{\pi d}{\lambda} (n_e(V) + n_o). \quad (5.5)$$

O termo na exponencial, dentro da matriz, representa a diferença no deslocamento de fase entre as componentes x e y do campo óptico e equivale a birrefringência, cuja função depende da tensão aplicada aos *pixels* e conseqüentemente do nível de cinza.

Após passar por todos os componentes ópticos, o campo elétrico da luz resultante obtido na entrada do fotodetector, pode ser escrito como uma série de matrizes de Jones multiplicadas pelo campo elétrico inicial $\vec{E}_{in} = E_0 \hat{x}$. Com os polarizadores PL1 ($+45^\circ$) e PL2 (-45°), ortogonais, o campo elétrico resultante é obtido por

$$\vec{E}_{res\perp} = \mathbb{R}_{+45^\circ} (\text{PL}) \mathbb{R}_{-45^\circ} \mathbb{M}_{SLM} \mathbb{R}_{-45^\circ} (\text{PL}) \mathbb{R}_{+45^\circ} \vec{E}_{in}, \quad (5.6)$$

com a matriz rotação $\mathbb{R}(\theta)$, a matriz de um polarizador linear \mathbb{PL} e o vetor de entrada do campo, representados respectivamente por

$$\mathbb{R}(\theta) \doteq \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \text{sen}(\theta) \\ -\text{sen}(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad \mathbb{PL} \doteq \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad E_{in} \doteq \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Um polarizador linear girado de $\pm 45^\circ$ em relação a horizontal, deve produzir a seguinte matriz de Jones

$$\mathbb{PL}_{\pm 45^\circ} \doteq \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$

Portanto, efetuando a multiplicação na Equação (5.6) obtém-se:

$$\vec{E}_{res\perp}(\Delta) = \frac{E_0 e^{i\phi_0}}{4} \begin{pmatrix} e^{i\Delta} - 1 \\ 1 - e^{i\Delta} \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

Para o vetor de Jones representando o campo elétrico, a intensidade pode ser obtida por

$$I = E_x E_x^* + E_y E_y^*, \quad (5.10)$$

com o símbolo (*) representando o complexo conjugado. Assim, os dois componentes da luz contribuem para a intensidade resultante no fotodetector, modulada de acordo com

$$I_{\perp}(\Delta) = \frac{I_0}{2} \text{sen}^2\left(\frac{\Delta}{2}\right), \quad (5.11)$$

com $I_0 = E_0^2$ correspondendo a intensidade do laser logo após o primeiro polarizador linear PL1.

Repetindo o cálculo com os polarizadores paralelos, ou seja, PL2(+45°), espera-se que a intensidade seja modulada por

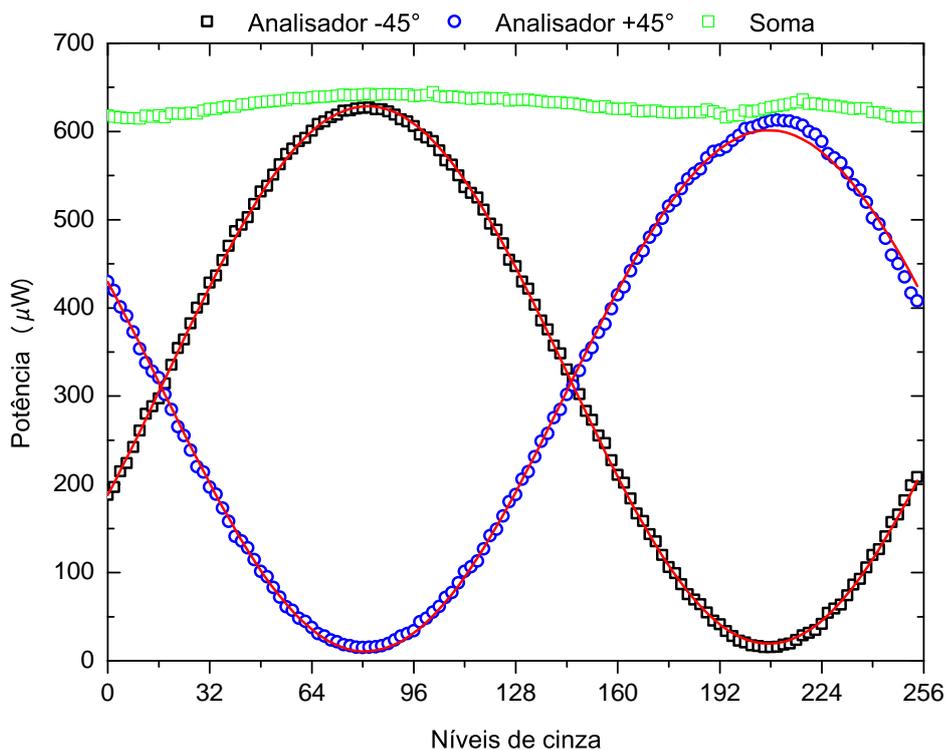
$$I_{\parallel}(\Delta) = \frac{I_0}{2} \cos^2\left(\frac{\Delta}{2}\right). \quad (5.12)$$

A Figura 41 apresenta a variação da intensidade do laser registrada pelo fotodetector, em função do nível de cinza, evoluindo de 0 a 255 em incrementos de 2 para as duas configurações experimentais propostas. A curva obtida com os polarizadores cruzados é representada pelos pontos na forma de quadrados pretos, enquanto a curva obtida com os polarizadores paralelos aparece com os pontos na forma de círculos azuis. Já as curvas contínuas em vermelho, sobrepostas aos dados, representam um ajuste obtido a partir da expressão,

$$I(\text{nc}) = I_{min} + (I_{max} - I_{min}) \text{sen}^2\left(\frac{\pi\alpha(\text{nc})}{w} - \alpha_0\right), \quad (5.13)$$

com I_{max} e I_{min} correspondendo às intensidades máxima e mínima de cada série de medida, respectivamente e $(I_{max} - I_{min})$ representando a amplitude da modulação. O argumento da função sen^2 contém a informação da fase descrita em função do nível de cinza e, por isso, é equivalente ao parâmetro de fase Δ . Os parâmetros de ajuste w e α_0 descrevem o período da modulação e a constante de fase, respectivamente e são determinados para cada série de medida.

Figura 41 – Modulação registrada na intensidade do feixe em função do nível de cinza (0-255) impresso no *display* do SLM. A curva com quadrados pretos foi obtida com a direção do polarizador PL2 orientada à -45° com respeito a horizontal (perpendicular ao feixe incidente no SLM) e curva com círculos azuis foi obtida com o polarizador PL2 orientado à $+45^\circ$ com respeito a direção horizontal (paralela ao feixe incidente no SLM). A soma das intensidades nas duas curvas isoladas para cada nível de cinza é representada pelos quadrados verdes. As curvas (contínuas e vermelhas) sobrepostas aos dados representam os ajustes obtidos com a função sen^2 .



Fonte: O autor (2020).

No caso em que os polarizadores são paralelos, observa-se que quando $\Delta = \pi$ a modulação na intensidade deve apresentar um valor mínimo conforme previsto pela Equação (5.12). Esse valor ocorre em $nc = 80$, porque o SLM atua no feixe como uma placa de onda HWP rotacionando a polarização de $+45^\circ$ para -45° , assim, o feixe é completamente bloqueado pelo segundo polarizador PL2($+45^\circ$). Entretanto, quando o deslocamento de fase for 0 ou 2π a polarização do feixe refletido pelo SLM não sofre alteração, resultando em sua transmissão total através de PL2. Neste caso, um máximo

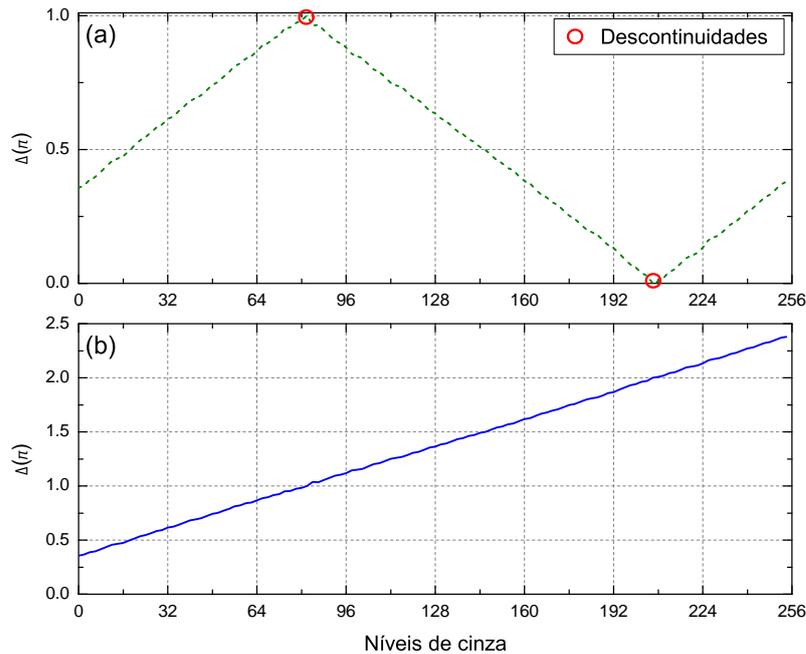
de intensidade é observado em $nc = 207$. Um comportamento similar, porém oposto, ocorre quando os polarizadores são cruzados. Os pontos onde as duas curvas se cruzam ($nc = 18$ e $nc = 146$) ocorrem para os deslocamentos de fase de $\pi/4$. O conjunto de pontos na forma de quadrados verdes é a soma das intensidades I_{\perp} e I_{\parallel} para cada nível de cinza, seu valor quase constante indica que a medida de I_{\perp} é complementar à medida de I_{\parallel} .

A fase imposta pelo SLM, decorrente do nível de cinza aplicado, pode ser determinada a partir da Equação (5.13)

$$\Delta(nc) = 2 \arcsen \left[\sqrt{\frac{I_{\perp}(nc) - I_{min}}{I_{max} - I_{min}}} \right]. \quad (5.14)$$

Observa-se que há algumas ambiguidades na caracterização da fase devido função arco-seno, que devem ser eliminadas. Com a intensidade normalizada, essas ambiguidades aparecem na Figura 42a com um valor próximo de 0 ou π . A curva de calibração final apresentada na Figura 42b é obtida adicionando o valor de 2π para eliminar as descontinuidades e obter uma curva suave e linear com respeito ao nível de cinza. Com isso o deslocamento de fase de 2π ocorre em aproximadamente em $nc = 207$ concordando com o *datasheet* do LCOS-SLM.

Figura 42 – (a) Representação gráfica do deslocamento de fase descontínuo via Equação (5.14). (b) Curva de calibração do LCOS-SLM (modelo X10468-02 da *Hammamatsu*) indicando o deslocamento de fase contínuo em função do nível de cinza. O campo de luz usado na calibração vem de um laser de diodo que emite luz continuamente com $\lambda = 785$ nm.



Fonte: O autor (2020).

Apesar da diferença entre o comprimento de onda do laser de sinal (795 nm) e o comprimento de onda do laser usado na calibração (785 nm) a inclinação da curva na Figura 42b não deve variar muito, mantendo um incremento de $0,0079\pi/nc$.

5.2 Modificando o aparato experimental

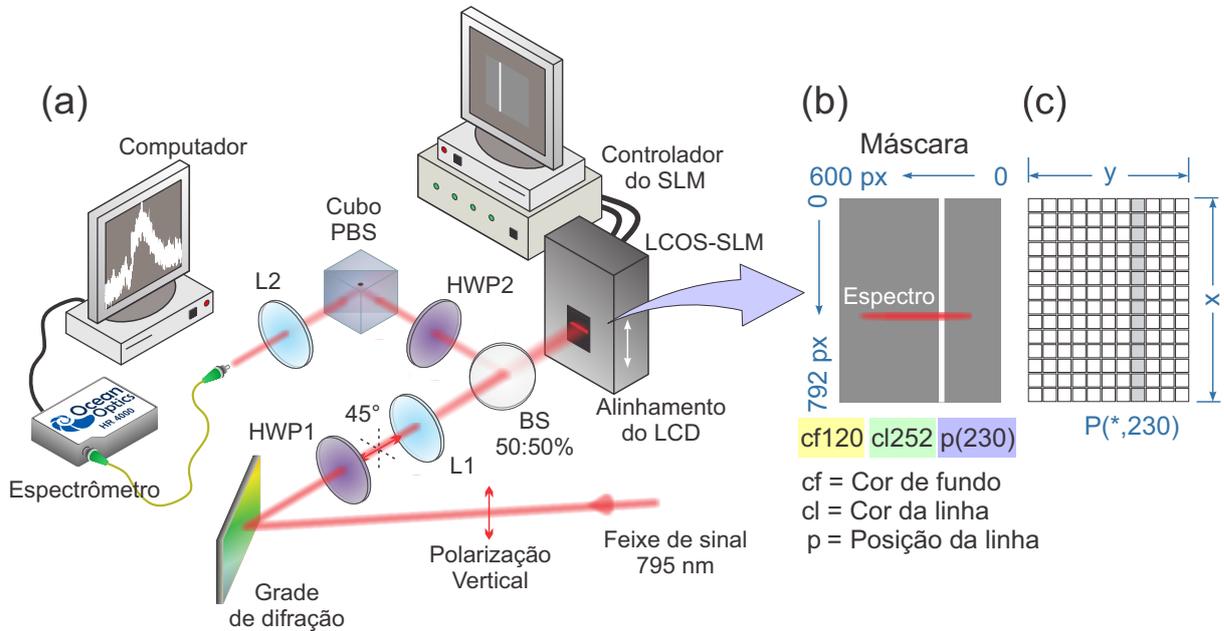
Na tentativa de observar um aumento de absorção do pulso de sinal superior a 0,3%, conforme é descrito no Capítulo 4, algumas modificações foram realizadas no aparato experimental apresentado na Figura 14. A principal delas foi a introdução de um dispositivo LCOS-SLM no lugar do espelho M1, configurando assim um modulador para o pulso de sinal.

Para se fabricar (programar) uma máscara de fase específica, que possa modificar o espectro do pulso de sinal tornando-o mais absorvivo à amostra de Rb, é importante conhecer a região do SLM ocupada pelo espectro do feixe de sinal. Para isso foi implementado um esquema óptico ilustrado na Figura 43a, cujo princípio de funcionamento é o mesmo empregado na calibração do SLM. É importante ressaltar que essa montagem não é definitiva, pois aproveita a configuração do experimento principal, adicionando duas placas de onda HWP1 e HWP2, um BS 50:50%, um cubo PBS, uma lente L2, e um espectrômetro (*Ocean Optics*). Após a determinação da posição dos *pixels* relacionados à região central do espectro no SLM, os componentes ópticos são retirados, voltando à configuração inicial.

Seguindo o experimento, a primeira ordem de difração do feixe de sinal tem sua polarização vertical girada para $+45^\circ$ pela HWP1, antes de ser focalizada sobre o LCOS-SLM. O feixe refletido no LCD é direcionado pelo BS, passando através de uma segunda placa de onda (HWP2). O ângulo da HWP2 é ajustado para aumentar a intensidade do feixe refletido no cubo PBS, sempre que uma máscara de 0 ou 2π for impressa no SLM. Por fim, o feixe é focalizado na entrada de uma fibra óptica que, conectada a um espectrômetro, possibilita a visualização do espectro em tempo real através de um computador.

De modo análogo ao que foi feito para calibrar o LCOS-SLM, as máscaras desenvolvidas neste experimento devem provocar uma modulação espectral a ser registrada no espectrômetro. Conforme ilustrado na Figura 43b, a máscara utilizada tem somente duas cores (dois níveis de cinza). Uma dessas cores, $nc = 120$, abrange a maior parte da imagem, e por isso, é identificada como “cor de fundo” (cf). A outra cor $nc = 252$, identificada como “cor da linha” (cl), é impressa em uma coluna de *pixels* formando uma faixa vertical, cuja posição pode ser variada entre 2 e 598. Neste exemplo, a faixa vertical tem 2 px de espessura e ocupa a posição $p = 230$. Pensando no SLM como uma matriz bidimensional formada por pixels com coordenadas $P(x, y)$, a posição da

Figura 43 – (a) Configuração experimental implementada para mapear a posição dos *pixels* no SLM relacionados com o espectro do feixe de sinal. (b) Exemplo de uma máscara de fase, que deve atuar sobre cada componente espectral do feixe representado pela faixa horizontal vermelha. (c) Posição de uma coluna de *pixels* em uma Matriz bidimensional.



Fonte: O autor (2020).

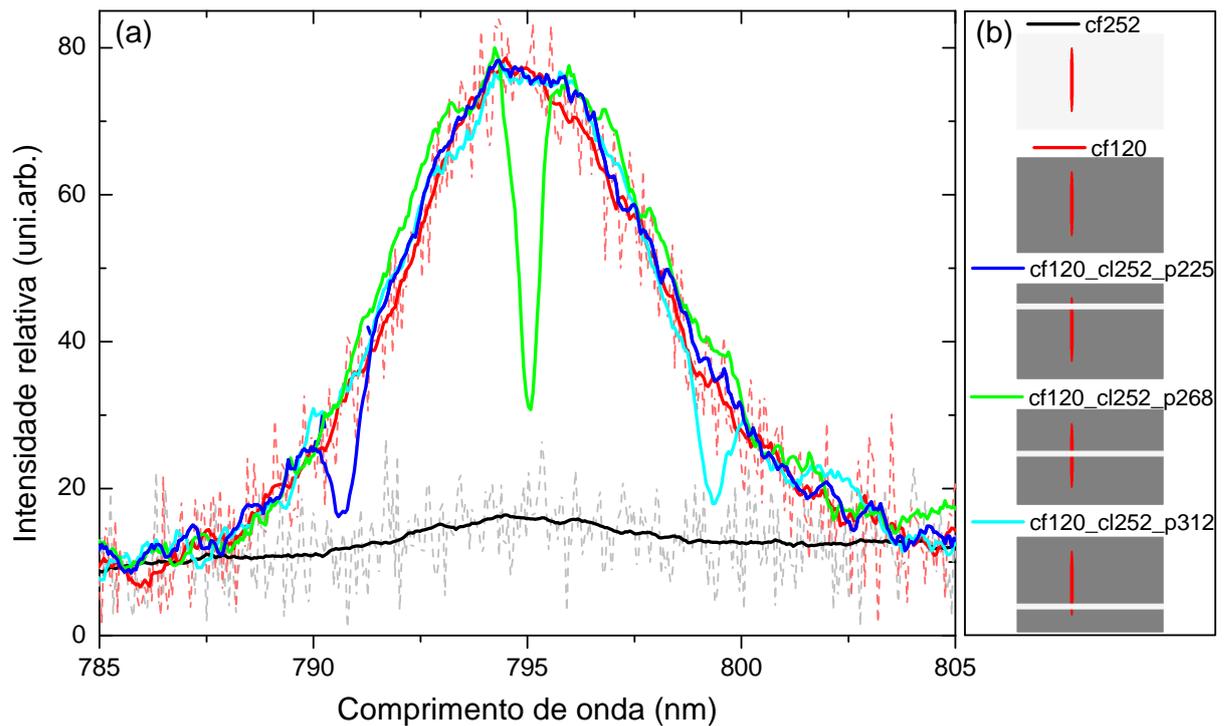
faixa será sempre um valor dado pela ordenada y (Figura 43c).

Usando a curva de calibração do SLM, verifica-se que a diferença de fase entre essas duas cores é π , ou seja, enquanto a cor $n_c = 120$ favorece a maximização da intensidade do sinal, a cor $n_c = 252$ tende a minimizá-lo. Uma vez que as componentes do espectro formado na tela do SLM estão separados espacialmente, é possível associar a posição da faixa vertical com um buraco no sinal produzido pelo espectrômetro. Então, variando a posição da faixa vertical obtém-se um mapa com a posição de todo espectro.

A Figura 44a apresenta o resultado deste experimento quando as máscaras de fase da Figura 44b são impressas, individualmente, no *display* do LCOS-SLM. A primeira máscara (de cima para baixo, $cf = 252$) induz um sinal que é praticamente o ruído de fundo do espectrômetro (linha tracejada cinza), enquanto o sinal gerado com a segunda máscara $cf = 120$ apresenta o máximo de intensidade (linha tracejada vermelha) obtida com esta configuração. Devido a baixa potência do laser, a amplitude relativa entre o sinal máximo e mínimo é um pouco acima do nível do ruído, porém suficiente para que a modulação seja distinta com clareza. As flutuações do sinal gerado pelo espectrômetro são suavizadas com médias entre os pontos adjacentes e representadas pelas linhas sólidas. De acordo com o gráfico, a região central do espectro, especialmente distribuído

sobre o SLM, ocupa a posição $p = 268$ (linha contínua verde). Obviamente esta não é uma posição fixa, pois depende muito do alinhamento do sistema. Pode-se estimar que os extremos inferior e superior do espectro, no SLM, estão um pouco além das posições $p = 225$ (linha contínua azul) e $p = 312$ (linha contínua ciano), respectivamente, com aproximadamente 15 nm de largura de banda na base. Contando que 1 nm corresponde a ~ 10 px e um *pixel* tem $20 \mu\text{m}$, é direto prever que todo o espectro ocuparia uma linha de aproximadamente 3 mm de comprimento, menor que o comprimento medido de 4 mm.

Figura 44 – (a) Distribuição espectral do feixe de sinal medida por um espectrômetro, conforme o experimento ilustrado na Figura 43. A modificação do espectro para cada máscara de fase ilustrada em (b) é acompanhada em tempo real. Com esse resultado é possível afirmar que a região central do espectro ocupa a posição $p = 268$ do SLM (linha contínua verde). As linhas tracejadas representam o sinal do espectrômetro, enquanto as linhas contínuas são as linhas de tendência obtidas para cada sinal, respectivamente.



Fonte: O autor (2020).

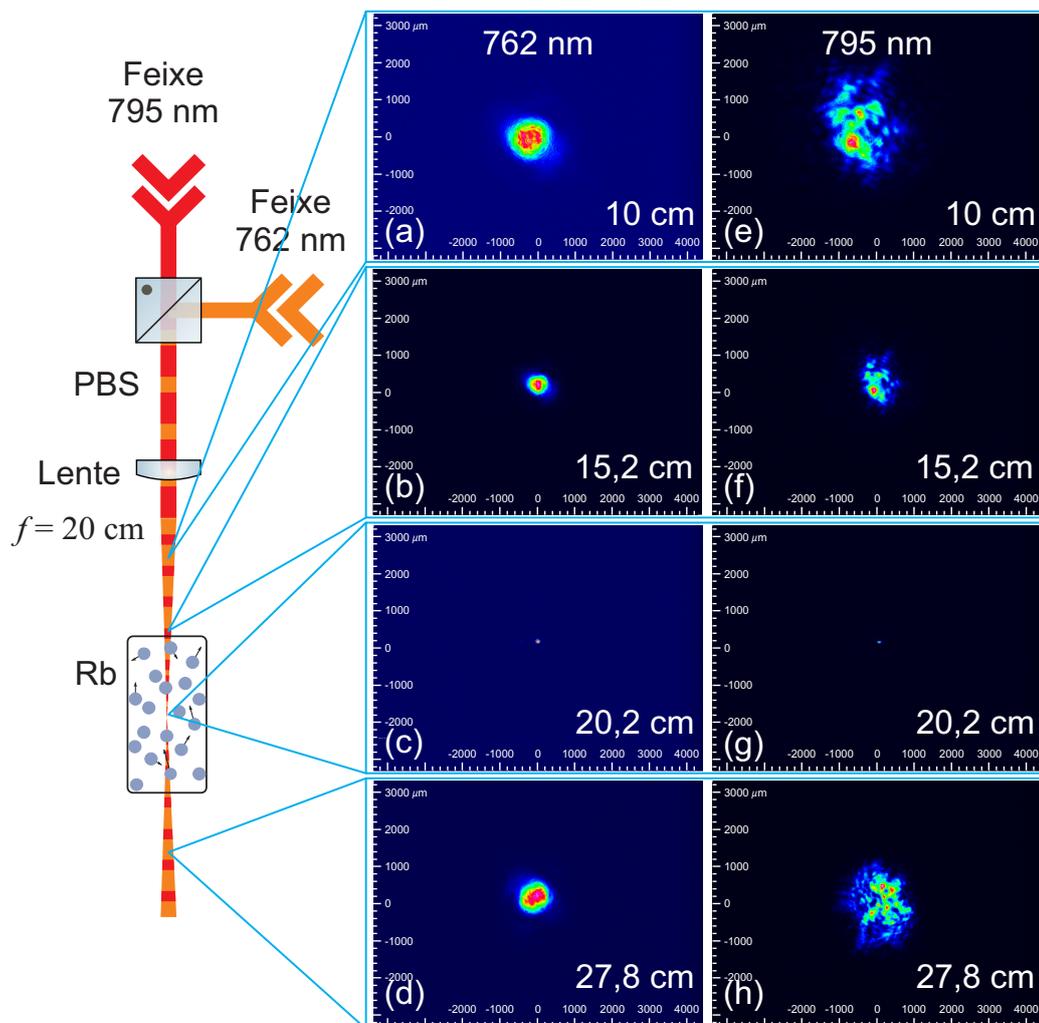
5.3 Caracterização dos pulsos de sinal e controle

Como foi descrito na Seção 4.4 um dos principais parâmetros que caracteriza os pulsos ultracurtos é a sua área Θ , dada pela Equação (4.44). Nesta nova configuração

(com o LCOS-SLM) o valor da área dos pulsos não é mais o mesmo, uma vez que a potência média e a área transversal dos feixes do laser mudaram.

A potência média do feixe de controle caiu cerca de 20 mW, saindo de 170 mW (valor obtido no experimento anterior) para 150 mW na atual configuração. Isso se deve à queda de potência na saída do Ti:Safira, provocada pela perda do alinhamento da cavidade. Embora a potência média do feixe de sinal não tenha sofrido alteração, se mantendo praticamente constante com aproximadamente 0,8 mW, na região da célula, seu modo transversal e sua área mudaram, e a sua presente evolução pode ser acompanhada na Figura 45(e-h).

Figura 45 – Caracterização do perfil transversal obtido para o feixe de controle (a-d) e para o feixe de sinal (e-h) na região da célula de Rb. As imagens foram obtidas com uma câmera modelo BC106N-VIS/M, posicionada a 10 cm, 15,2 cm, 20,2 cm e 27,8 cm da lente (imagens de cima para baixo).

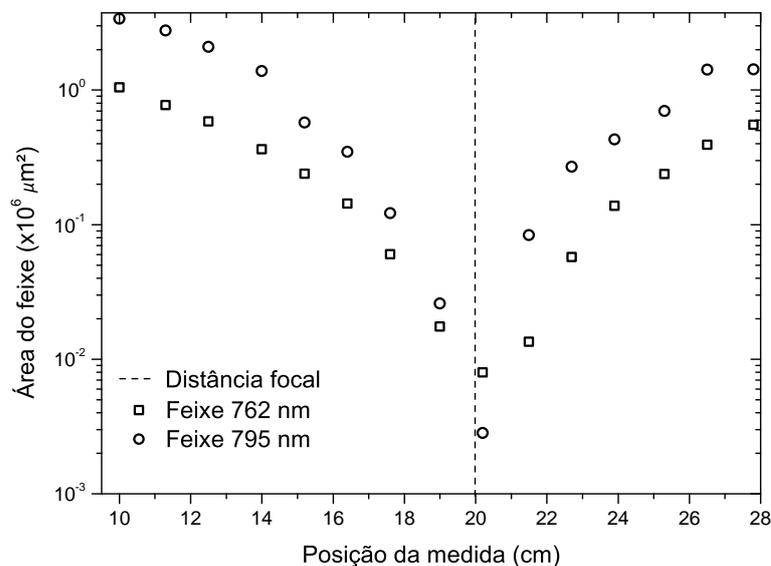


Fonte: O autor (2020).

A Figura 45 mostra a evolução do perfil transversal dos feixes de controle e sinal obtidos com uma câmera modelo BC106N-VIS/M, para várias posições, passando pelo foco da lente ($f = 20$ cm). A partir dessas imagens é possível perceber que o modo espacial transversal do feixe de controle é aproximadamente Gaussiano (Figura 45(a-d)). Já o modo transversal do feixe de sinal está longe disso, uma vez que a dupla passagem pela grade de difração, degradada, causa uma espécie de “borrão” no feixe.

Outra informação que pode ser extraída da Figura 45 é a área transversal dos feixes. A evolução desse parâmetro obtida para várias posições, após a lente, é apresentada na Figura 46. O símbolo na forma de quadrado é usado para indicar os valores da área do feixe de controle, enquanto o símbolo na forma de círculo indica o valores da área do feixe de sinal. A distância focal da lente é indicada pela linha vertical tracejada. A célula de Rb com 5 cm de comprimento foi reposicionada para que a região central coincidissem com o foco da lente. Para determinar o valor da área foi usado o *software-Thorlabs Beam 6.2*.

Figura 46 – Evolução da área transversal dos feixes, sinal (círculos) e controle (quadrados), próximo à região da célula de Rb. A linha vertical tracejada, em 20 cm, indica a distância focal da lente.



Fonte: O autor (2020).

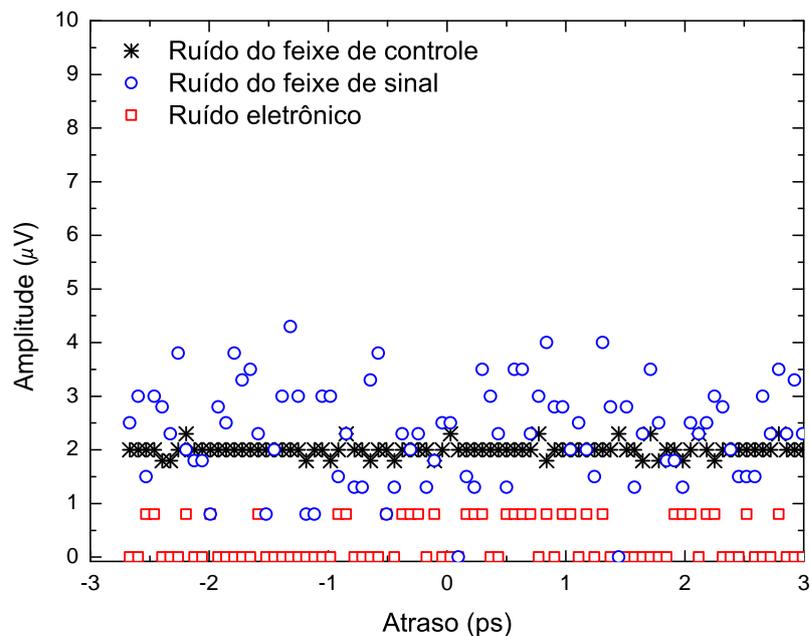
Com base nesses dados foi calculado a área dos pulsos para região da célula, e os valores obtidos, de $\Theta_{795} = 0,07 \pm 0,04$ com FWHM de 7,8 nm e $\Theta_{762} = 0,33 \pm 0,05$ com FWHM de 11 nm para os pulsos de sinal e controle, respectivamente, revelam que não houve grande alteração em relação ao cenário anterior. Considerando a forma do pulso Gaussiana, as medidas da autocorrelação dos pulsos de sinal e controle indicam uma duração temporal mínima de $\Delta t_p = 142 \pm 12$ fs e $\Delta t_p = 77 \pm 6$ fs, respectivamente.

5.4 Medidas de absorção com o pulso de sinal espectralmente modificado

Para construir um pano de fundo que sirva de guia em experimentos futuros, ou que seja base para uma teoria complementar, envolvendo a modelagem espectral de pulsos ultracurtos fracos propagando-se em um meio atômico ressonante é apresentada nesta seção os primeiros resultados da investigação experimental com máscaras espectrais, que conduziram este trabalho à observação do aumento de absorção de um feixe de sinal “ultra banda larga” por um meio atômico de “banda estreita”. Para isso, inúmeras máscaras de fase foram implementadas e testadas quase que manualmente[†], para modificar o espectro e conseqüentemente a forma temporal do pulso ultracurto fraco, visando sempre a otimização do sinal de absorção. Nessas condições, foi verificado absorções acima do limite estabelecido com os pulsos LTF, concordando com as previsões teóricas de Dudovich et al. (2001).

Todo o procedimento adotado na Seção 4.6 foi novamente refeito antes de iniciar as medidas do sinal de absorção. O nível de ruído na saída do *Lock-in*, devido a cada laser, foi checado com o *chopper* posicionado no caminho óptico do feixe de controle. Conforme ilustrado na Figura 47, este nível se manteve abaixo de 5 μV .

Figura 47 – Níveis dos sinais DC obtidos na saída do *Lock-in*. Os símbolos asterisco, círculo e quadrado indicam o nível de ruído para o feixe de controle, para o feixe de sinal e o eletrônico, respectivamente.

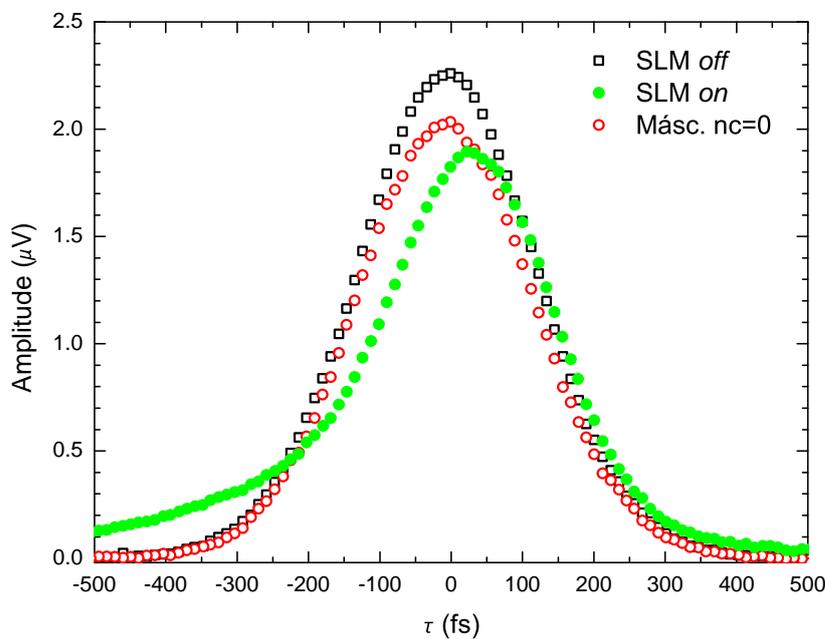


Fonte: O autor (2020).

[†] Não foi usado qualquer algoritmo genético.

A presença do SLM no caminho óptico do feixe de sinal provocou uma pequena variação no resultado experimental que determina a posição do transladador, para o qual os pulsos de sinal e controle devem estar superpostos em um cristal $\chi^{(2)}$, posicionado de forma equidistante ao centro da célula de Rb (Figura 29a). A correlação cruzada entre os pulsos foi realizada em três circunstâncias diferentes, a saber: com o SLM desligado, com o SLM ligado mas sem nenhuma máscara de fase impressa em seu *display* e, por fim, com uma máscara de fase impressa. A variação da amplitude de correlação obtida na saída do *Lock-in*, em função do atraso τ entre os pulsos é apresentado na Figura 48.

Figura 48 – Correlações cruzadas entre os pulsos de sinal e controle, obtidas com o SLM desligado (quadrado vazio), SLM ligado sem máscara de fase (círculo preenchido) e SLM com máscara de fase $nc = 0$.



Fonte: O autor (2020).

O atraso mínimo ($\tau_{ref} = 0$) de referência foi escolhido para a curva obtida quando o SLM estava desligado (quadrado aberto preto). Observa-se que com o SLM, somente ligado, o máximo da curva de correlação (círculo preenchido verde) é deslocado aproximadamente 25 fs para a direita em relação ao atraso de referência. Além disso, a forma do sinal alargado na base é uma assinatura de que, mesmo sem máscara, as componentes de frequência do pulso estão fora de fase afetando assim a sua forma temporal. Pela assimetria do sinal pode-se afirmar que somente metade do espectro está sendo modificado. Aplicando-se uma máscara de fase uniforme ($nc = 0$) em toda a área do *display* e repetindo novamente o experimento observa-se uma curva de correlação (círculo vazio vermelho) que é praticamente uma cópia daquela obtida com o SLM desligado. Uma vez que a mesma fase é aplicada a cada componente espectral, isso

praticamente não altera a forma temporal do pulso, como era esperado. Além disso, o atraso mínimo coincidindo com τ_{ref} indica que o pleno funcionamento do SLM não altera o caminho óptico do feixe de sinal. Por esse motivo, as medidas apresentadas a seguir, para os pulsos LTF, foram obtidas com o SLM desligado.

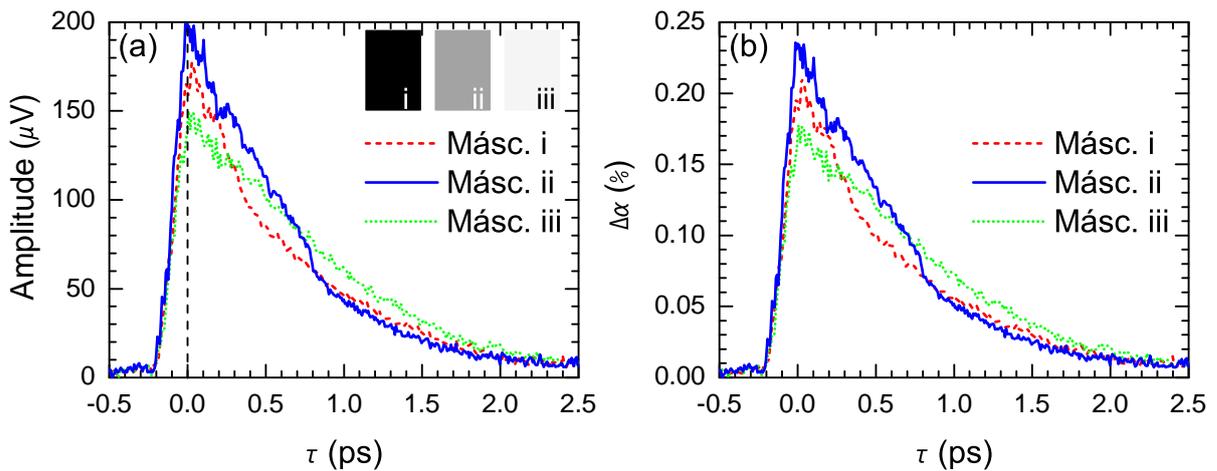
Apesar desta análise mostrar que a forma temporal do pulso de sinal não sofre alteração quando uma máscara uniforme é programada no *display* do SLM, os resultados apresentados na Figura 49 indicam que um valor de fase, específico, gravado uniformemente no espectro pode favorecer a absorção do feixe fraco pelo vapor de Rb aquecido.

As medidas a seguir foram realizadas na configuração experimental ilustrada na Figura 14 com um SLM no lugar do espelho M1. A Figura 49a mostra o comportamento da amplitude do sinal elétrico registrado na saída do *Lock-in* em função do atraso temporal relativo (τ) entre os pulsos ultracurtos (795 nm e 762 nm) no meio atômico denso. Esse sinal tem relação direta com a quantidade de luz do pulso fraco que é absorvida pelos átomos de Rb no interior da célula (Figura 49b). A variação da amplitude do coeficiente de absorção ($\Delta\alpha$) é, portanto, normalizada pela potência média do feixe fraco, medida na entrada do fotodetector, antes e depois de cada série de medida, de acordo com a Equação (4.2). Para estas medidas a potência média registrada é de 113 μW , configurando um sinal de $\sim 84,5$ mV no *Lock-in*, conforme a curva de calibração ilustrada na Figura 28. A densidade no interior da célula se manteve aproximadamente constante em $7,27 \times 10^{13}$ átomos/cm³. Esse valor é obtido ao aquecer o forno até uma temperatura de ~ 147 °C.

Até $\tau \approx -0,2$ ps, os pulsos com 795 nm estão adiantados em relação aos pulsos com 762 nm, chegando primeiro na amostra de Rb. Nesta situação, a amplitude do sinal elétrico é equivalente ao nível de ruído do feixe de 795 nm (Figura 47). Acima de $\tau \approx -0,2$ ps os pulsos começam a interagir juntos na amostra, modificando a amplitude do sinal que atinge o valor máximo em $\tau = 0$. Após $\tau = 0$, os pulsos com 795 nm estão atrasados em relação aos pulsos com 762 nm, a partir daí observa-se um decaimento exponencial na amplitude do sinal que alcança o nível de ruído cerca de 2 ps depois.

A Física por trás desse comportamento geral tem relação com a formação do pulso de área zero durante a propagação do pulso ultracurto fraco, ressonante no meio atômico denso, e foi devidamente explicada na Seção 4.7 considerando o regime de pulsos LTF. A surpresa aqui é a variação da amplitude máxima, obtida quando as máscaras de fase uniforme foram trocadas. De acordo com a calibração do SLM, enquanto a máscara com $n_c = 0$ (imagem i) impõe uma fase nula ao espectro, a máscara com $n_c = 128$ (imagem ii) deve deslocar a fase de cada componente por um valor de π e a máscara com $n_c = 252$ (imagem iii) por um valor de 2π . A amplitude de pico mais baixa, observada em $\tau = 0$, foi obtida com a fase de 2π (curva pontilhada verde) e a

Figura 49 – (a) Variação da amplitude do sinal elétrico na saída do *Lock-in* em função do atraso temporal entre os pulsos de sinal e controle, na amostra de Rb aquecida à 147 °C. As séries de medidas foram obtidas com as máscaras $nc = 0$ (imagem i, linha tracejada vermelha), $nc = 128$ (imagem ii, linha contínua azul) e $nc = 252$ (imagem iii, linha pontilhada verde). Nessas medidas os pulsos são considerados limitados por transformada de Fourier LTF. A linha vertical tracejada indica a referência para $\tau = 0$. (b) Sinal de absorção obtido em (a) normalizado pela potência média do feixe fraco usando a Equação (4.2).



Fonte: O autor (2020).

maior com a fase de π (linha contínua azul). O valor da amplitude de pico intermediária foi observado com a máscara de fase nula (curva tracejada vermelha). Além disso, foi observado também para esta curva, um pequeno deslocamento de ~ 28 fs em relação ao máximo das outras curvas.

Outras máscaras uniformes foram testadas, porém o resultado se manteve dentro dos limites estabelecidos na Figura 49. Este estudo preliminar mostra que a escolha da fase de π , mesmo que para todo o espectro, favoreceu o aumento da absorção do pulso fraco. O desafio agora é saber em qual parte do espectro a aplicação desta fase deve maximizar a otimização do sinal de absorção. Para organizar o conhecimento adquirido a partir da observação do efeito de cada máscara de fase sobre o sinal de absorção, o experimento é tratado a seguir em basicamente três estudos de caso, envolvendo o uso de máscaras de $\pi/2$, π e quase π .

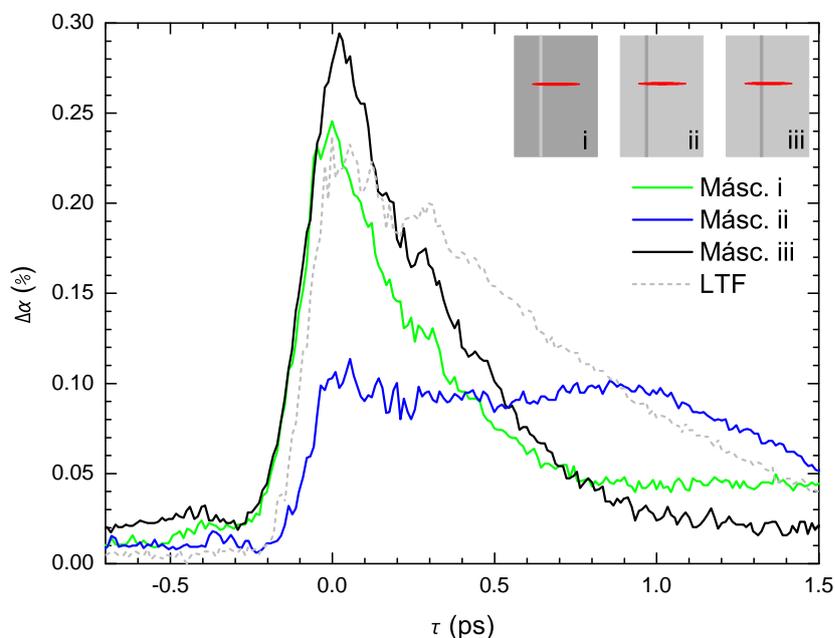
5.4.1 Caso 1: máscaras $\pi/2$

Para iniciar o experimento com pulsos de sinal espectralmente modificados foram fabricadas algumas máscaras, cujo padrão de tons de cinza induz um deslocamento de fase de $\pi/2$ em regiões específicas do espectro. Essas regiões são escolhidas para se

obter a maior diferença entre os picos do sinal de absorção, quando comparada com o patamar estabelecido no regime de pulsos LTF. A região central do espectro neste e nos casos seguintes ocupa a posição $p = 275$ do SLM.

A Figura 50 apresenta a variação da amplitude do sinal de absorção normalizada pela potência média do feixe fraco em função do atraso temporal relativo entre os pulsos ultracurtos (795 nm e 762 nm) no interior da célula de Rb. De acordo com esta figura o pico máximo de absorção obtido com os pulsos LTF é somente de 0,24% (linha tracejada cinza), em $\tau = 0$. Esse valor é praticamente o mesmo quando a medida é feita com o pulso modificado pela máscara (i) impressa no SLM (linha contínua verde). A máscara (i) é construída para que todo o espectro tenha a mesma fase imposta pela cor $C_f = 120$, exceto a região sobre a faixa de 4 px, cuja cor é $C_l = 188$ impressa na posição $p = 328$, em torno de 800 nm. A diferença de fase entre essas cores é justamente $\pi/2$.

Figura 50 – Variação da amplitude do sinal de absorção normalizado, medida em função do atraso temporal entre os pulsos de sinal e controle para diferentes máscaras de fase $\pi/2$. Os sinais de absorção obtidos com os pulsos LTF, e espectralmente modificados pela ação das máscaras (i), (ii) e (iii) são representados no gráfico pela curva tracejada cinza, curva contínua verde, curva contínua azul e curva contínua preta, respectivamente. Durante o experimento a potência do feixe fraco, na entrada do fotodetector, variou entre $89 \mu\text{W}$ e $100 \mu\text{W}$.



Fonte: O autor (2020).

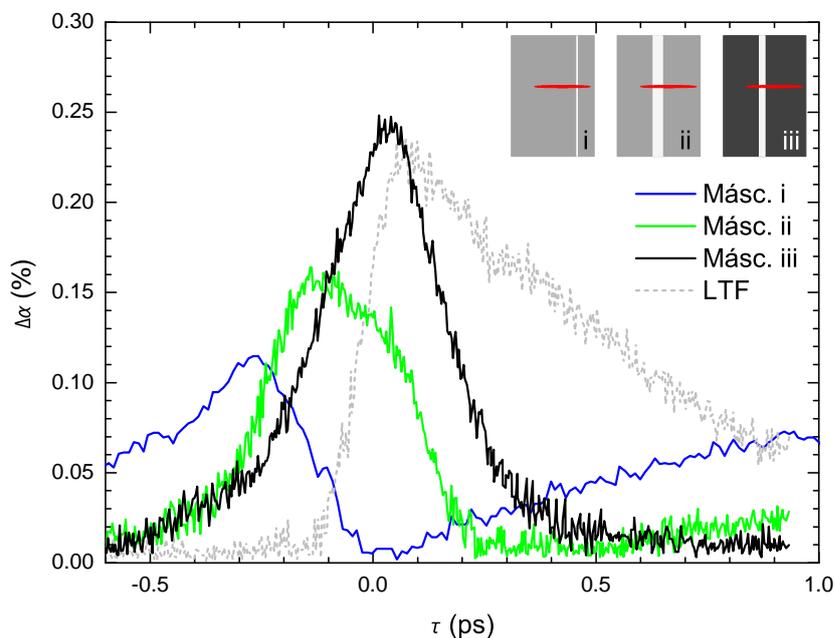
A máscara (ii) é implementada trocando-se, apenas, o nível de cinza de C_f pelo de C_l , obtendo assim uma máscara equivalente a $-\pi/2$. O efeito dessa máscara é causar uma diminuição no pico de absorção destruindo praticamente todo o padrão do sinal

representado pela linha contínua azul. Deslocando a faixa na máscara (ii), em direção ao centro do espectro, para a posição $p = 312$ obtém-se a máscara (iii). A aplicação desta máscara produz um sinal com o maior pico de absorção (linha contínua preta) obtido nesta configuração, cujo valor é de 0,29%.

5.4.2 Caso 2: máscaras π

O efeito de algumas máscaras de π sobre o sinal de absorção do feixe fraco é explorado nesta seção. Para estas medidas, houve uma diminuição da potência média do feixe de controle. Um exemplo disso é ilustrado na Figura 51 onde as curvas obtidas para três máscaras de π , distintas, são comparadas com a curva obtida com pulsos LTF (curva tracejada cinza).

Figura 51 – Variação da amplitude do sinal de absorção normalizado, medida em função do atraso temporal entre os pulsos de sinal e controle para diferentes máscaras de fase π . Os sinais de absorção obtidos com os pulsos LTF, e espectralmente modificados pela ação das máscaras (i), (ii) e (iii) são representados no gráfico pela curva tracejada cinza, curva contínua azul, curva contínua verde e curva contínua preta, respectivamente.



Fonte: O autor (2020).

A curva obtida com a máscara (i) (linha contínua azul) apresenta um vale em $\tau = 0$, indicando que o efeito dessa máscara é inibir qualquer absorção do feixe fraco pelo meio atômico. A máscara (i) imprime praticamente o mesmo nível de cinza ($C_f = 120$) sobre todo o espectro, exceto pela linha com espessura de 2 px posicionada em $p = 221$, cujo nível de cinza ($C_l = 252$) promove uma diferença de fase de π nas componentes

espectrais próximas a 791 nm. Esse resultado volta a se repetir quando a fase é invertida e a posição da linha é deslocada para o extremo oposto ($p = 321$) em torno de 801 nm.

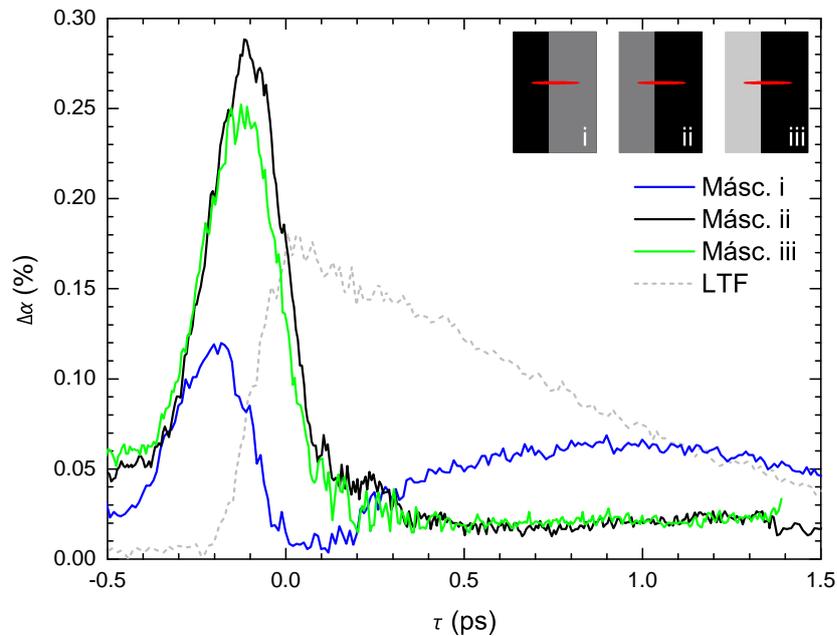
A máscara (ii) é programada com o mesmo padrão de cor da máscara (i), porém a espessura da linha que antes era de 2 px cobre agora uma faixa de 40 px centrada na posição $p = 300$. O pico de absorção obtido com esta máscara (linha contínua verde) está bem abaixo do limite estabelecido com pulsos LTF (linha tracejada cinza). Variando a posição da faixa sobre todo o espectro não foi observado qualquer evidência que indique fortes absorções com o uso dessa máscara. A inversão das cores de Cf por Cl, neste caso, não modificou o padrão do sinal de absorção. O aumento no pico de absorção comparável com o regime de pulsos LTF só apareceu com a aplicação da máscara (iii), cuja cor de fundo (Cf = 88), junto com a linha (Cl = 252) de 28 px de espessura centrada na posição ($p = 305$) proporciona ao espectro uma diferença de fase de $1,3\pi$. Para esta medida, a potência média do feixe de controle na região da célula é de ~ 127 mW, já a potência média do feixe fraco, medida na entrada do fotodetector é de $98 \mu\text{W}$. Os demais parâmetros que caracterizam os pulsos, como a duração e a largura de banda espectral se mantiveram praticamente constantes.

5.4.3 Caso 3: máscaras quase π

As máscaras de fase implementadas nesta seção são compostas por dois níveis de cinza, cuja interface pode ocupar qualquer posição do SLM entre os limites inferior ($p = 200$) e superior ($p = 350$), estabelecidos para o espectro através do experimento ilustrado na Figura 43. Neste caso, a potência média do feixe de controle na região da célula é de 147 mW, enquanto a potência média do feixe fraco medida na entrada do fotodetector, é de aproximadamente $110 \mu\text{W}$, $100 \mu\text{W}$, $99,6 \mu\text{W}$ e $113 \mu\text{W}$ para as configurações obtidas com a máscara (i), (ii), (iii) e com o SLM desligado, respectivamente. A primeira medida é realizada com o SLM desligado. Para esta medida o sinal de absorção exibe um pico máximo de 0,18% (linha tracejada cinza) no gráfico da Figura 52. A temperatura do forno de $150 \text{ }^\circ\text{C}$ proporciona uma densidade atômica de $8,47 \times 10^{13}$ átomos/ cm^3 no interior da célula de Rb.

A segunda medida é realizada com a máscara (i) impressa no SLM. A interface nesta máscara ocupa a posição $p = 319$ do SLM, ou seja, próximo a região de 800 nm do espectro. Isso significa que o nível de cinza $n_c = 0$ cobre praticamente a metade do *display* entre a interface e o limite superior do *chip* de 600 px. Na outra metade todos os *pixels* são preenchidos com a cor $n_c = 104$. Considerando que a região central do espectro interage com os *pixels* localizados próximos à posição $p = 275$ e que todo o espectro se estende por aproximadamente 150 px no SLM, então cerca de 20,6% das componentes espectrais experimentam a fase imposta pela cor $n_c = 0$ e 79,3% são deslocadas conforme a fase imposta pela cor $n_c = 104$. A diferença de fase entre essas

Figura 52 – Variação da amplitude do sinal de absorção normalizado, medida em função do atraso temporal entre os pulsos de sinal e controle para diferentes máscaras de fase de $\sim\pi$. Os sinais de absorção obtidos com os pulsos LTF, e espectralmente modificados pela ação das máscaras (i), (ii) e (iii) são representados no gráfico pela curva tracejada cinza, curva contínua azul, curva contínua verde e curva contínua preta, respectivamente.



Fonte: O autor (2020).

duas regiões é de $0,8\pi$. Qualquer escolha de tom de cinza, em que prevaleça a diferença de $0,8\pi$ deve produzir um sinal de absorção semelhante ao exibido pela linha contínua azul. A ação dessa máscara destrói o pico de absorção em $\tau = 0$.

Invertendo-se as cores da máscara (i) e mantendo a posição da interface foi realizada uma terceira medida com a máscara (ii). A ação desta máscara sobre o espectro do feixe fraco promoveu um aumento do pico de absorção de aproximadamente 1,6 vezes o nível obtido no regime de pulsos LTF (linha contínua preta). Aumentando a diferença de fase para $0,95\pi$ através da máscara (iii), observa-se uma diminuição do pico máximo de absorção (linha contínua verde). Este efeito pode ser um indicativo de que a otimização do sinal é obtida com uma máscara de fase próxima de $\pi/2$.

5.5 Considerações finais

A implementação experimental para se observar o aumento de absorção de um fraco pulso de luz ultracurto, propagando-se em um meio atômico denso é ilustrada na Figura 14. Diante do que foi apresentado neste capítulo, a investigação experimental envolvendo o uso de um modulador espacial de luz (SLM) no lugar do espelho M1, para

induzir modificações espectrais e temporais no pulso de sinal, favoreceu o aumento de absorção desse pulso pelo meio (vapor de Rb aquecido), além do patamar estabelecido quando o mesmo pulso é limitado por transformada de Fourier (LTF).

As medidas realizadas com máscaras de fase π e $\pi/2$ atribuídas a regiões específicas do espectro revelaram a sensibilidade da amplitude do sinal de absorção, tanto para amplificação quanto para sua atenuação. Dependendo da escolha da fase e da região do espectro em que ela é aplicada o aumento máximo observado é de 1,6 vezes o valor obtido quando as medidas são realizadas com pulsos LTF. Esse valor ainda pode ser otimizado, tendo em vista as dificuldades técnicas encontradas durante esta investigação. A potência média relativamente baixa para o feixe de controle, chegando ao limite de ~ 127 mW na região da célula, e o modo transversal do feixe fraco “borrado” pela grade de difração, degradada, foram os principais fatores que contribuíram para o baixo rendimento da maximização do sinal de absorção com relação aos resultados obtidos sem o SLM.

A busca pela otimização do sinal de absorção conduz naturalmente este trabalho a novas implementações tanto para o feixe de controle quanto para o feixe fraco. Para o feixe de controle é proposta a construção de um amplificador, que permitirá aumentar a potência e conseqüentemente a área do pulso, aumentando assim o efeito transiente. No caminho óptico do feixe fraco será implementado um telescópio para controlar o diâmetro do feixe na célula de Rb e um filtro espacial logo após o SLM para melhorar o modo transversal. Além disso, é interessante implementar um algoritmo genético (evolutivo) para o modelador de pulsos ópticos. O modelador de pulsos (conjunto formado pelo SLM e a grade de difração) controlado pelo algoritmo evolutivo gera pulsos com estrutura temporal modificada, dependendo da máscara de fase aplicada. A resposta referente ao sinal de absorção é usada como sinal de retorno para o algoritmo, que adapta a resposta à estrutura dos pulsos, criando novas máscaras em um *loop* para otimizar o processo de absorção.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Memória quântica é um termo abrangente empregado em uma ampla classe de pesquisas ligadas por um tema comum da interface coerente entre a luz e a matéria. Nesse contexto, o armazenamento de fótons individuais gerados a partir de uma fonte SPDC apresenta grande potencial para promover avanços significativos na área de Informação Quântica. O desafio primário é a incompatibilidade entre as larguras de banda desse fóton (~ 10 THz) e da maioria dos gases atômicos (~ 10 GHz) usados como memória, isso dificulta o seu acoplamento. Diante deste desafio, esta tese fornece subsídios teóricos e experimentais que ajudam a entender a física que norteia os processos de armazenamento de fótons “ultra banda larga” em meios atômicos de banda estreita (frequência específica).

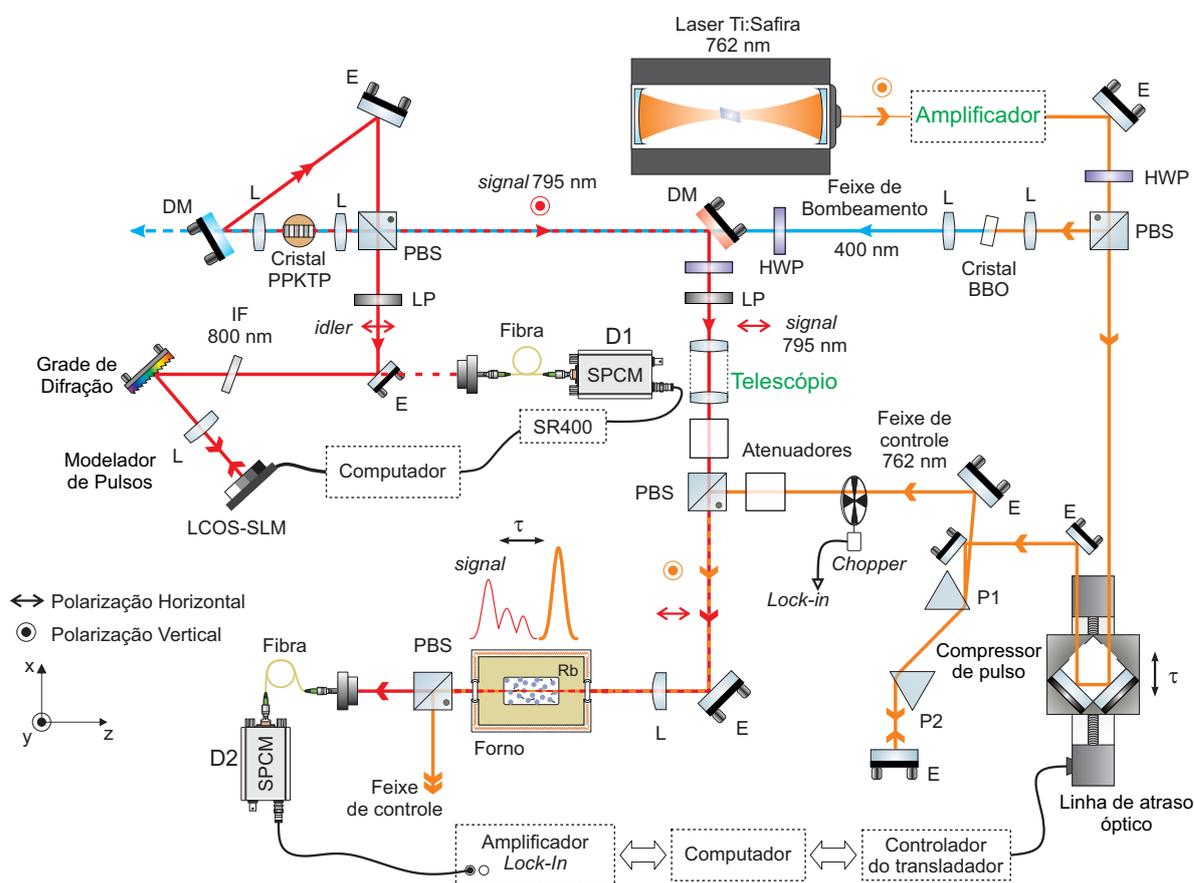
Uma vez que no Capítulo 2 foi mostrado o domínio na geração de fótons gêmeos baseados em conversão paramétrica descendente em um cristal $\chi^{(2)}$, a implementação de um sistema capaz de gerar e armazenar esses fótons em um vapor de Rubídio é o objetivo central deste trabalho. Para isso, será usado todo o conhecimento adquirido nos Capítulos 3, 4 e 5, onde são apresentadas uma abordagem teórica seguida da respectiva implementação experimental que descreve detalhadamente o processo de medida para pequenas absorções de um pulso de sinal ultracurto ressonante com o meio atômico denso.

Diante dos resultados obtidos para pulsos limitados por transformada de Fourier (LTF) e da otimização destes, com o uso de um modelador de pulsos ópticos, é provável que se atinja patamares de absorção ainda maiores do que foi observado, conforme é previsto pela discussão desenvolvida no Capítulo 4. Para isso algumas modificações são propostas para o esquema experimental. Uma delas é a implementação de um algoritmo evolutivo que controle o modelador de pulsos, usando a resposta de absorção do meio como *feedback* para gerar novas máscaras de fase em um *loop*, até que o processo seja maximamente otimizado. Devido a dependência do sinal de absorção com a área do pulso de controle, outra modificação proposta seria a implementação de um amplificador para aumentar a potência do laser e com isso a área do pulso.

Seguindo a mesma proposta ilustrada na Figura 13, um esquema experimental já com a produção de fótons condicionados à detecção é mostrado na Figura 53. Neste esquema, parte da potência de um laser Ti:Safira, com $\lambda_c = 762$ nm, é focalizada sobre um cristal BBO para gerar um feixe de segundo harmônico, com $\lambda_b \approx 400$ nm. Os fótons são gerados quando o feixe de segundo harmônico (feixe de bombeamento) excita um cristal PPKTP. A detecção de um dos fótons (*idler*) em um modo espectral bem definido, “anuncia” a presença do outro fóton (*signal*) que é direcionado para a célula de Rb junto

com o feixe de controle. O modo espectral e temporal do fóton *idler* é controlado pelo modelador de pulsos já otimizado com o algoritmo genético. A detecção dos fótons é feita usando os módulos SPCM e o amplificador *Lock-in*. A partir deste experimento espera-se obter fortes absorções para o fóton *signal*.

Figura 53 – Arranjo experimental para armazenar um fóton em um vapor atômico. Parte da potência de um laser Ti:Safira, com $\lambda_c = 762$ nm, é focalizada sobre um cristal BBO para gerar um feixe de segundo harmônico, com $\lambda_b \approx 400$ nm, na direção do feixe incidente. Os fótons são gerados quando o feixe de segundo harmônico (feixe de bombeamento) excita um cristal PPKTP. A detecção de um dos fótons (*idler*) em um modo espectral bem definido, “anuncia” a presença do outro fóton (*signal*) que é direcionado para a célula de Rb junto com o feixe de controle. DM, espelhos dicróicos; LP, filtro passa baixa; IF, filtros de interferência; SPCM, módulo de contagem de fótons individuais.



Fonte: O autor (2020).

REFERÊNCIAS

- AGRAWAL, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. New York: Academic Press, 2001.
- ALLEN, L.; EBERLY, J. H. *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. New York: Dover, 1987.
- ARMSTRONG, J. A. Measurement of picosecond laser pulse widths. *Appl. Phys. Lett.*, v. 10, n. 1, p. 16–18, 1967.
- ASPECT, A.; DALIBARD, J.; ROGER, G. Experimental test of bell's inequalities using time-varying analyzers. *Phys. Rev. Lett.*, v. 49, n. 25, p. 1804–1807, 1982.
- ASPECT, A.; GRANGIER, P.; ROGER, G. Experimental tests of realistic local theories via bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, v. 47, n. 7, p. 460–463, 1981.
- ASPECT, A.; GRANGIER, P.; ROGER, G. Experimental realization of einstein-podolsky-rosen-bohm gedankenexperiment: A new violation of bell's inequalities. *Phys. Rev. Lett.*, v. 49, n. 2, p. 91–94, 1982.
- BAO, X.-H. et al. Generation of narrow-band polarization-entangled photon pairs for atomic quantum memories. *Phys. Rev. Lett.*, v. 101, n. 19, p. 190501, 2008.
- BELL, J. S. On the einstein podolsky rosen paradox. *Physics Physique Fizika*, v. 1, n. 3, p. 195–200, 1964.
- BENDER, D. A.; NICHOLSON, J. W.; SHEIK-BAHAE, M. Ultrashort laser pulse characterization using modified spectrum auto-interferometric correlation (mosaic). *Opt. Express*, v. 16, n. 16, p. 11782–11794, 2008.
- BENNETT, C. H. et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, v. 70, n. 13, p. 1895–1899, 1993.
- BOHM, D.; AHARONOV, Y. Discussion of experimental proof for the paradox of einstein, rosen, and podolsky. *Phys. Rev.*, v. 108, n. 4, p. 1070–1076, 1957.
- BOUCHÈNE, M. A. et al. Observation of 0π -pulse formation with incoherent light. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 9, n. 2, p. 281–289, 1992.
- BOUWMEESTER, D.; EKERT, A.; ZEILINGER, A. *The Physics of Quantum Information*. Berlin: Springer, 2001.
- BRADLEY, D. J.; NEW, G. H. C. Ultrashort pulse measurements. *Proceedings of the IEEE*, v. 62, n. 3, p. 313–345, 1974.
- BRAUNSTEIN, S. L.; KIMBLE, H. J. Teleportation of continuous quantum variables. *Phys. Rev. Lett.*, v. 80, n. 4, p. 869–872, 1998.
- BRUNEL, C. et al. Triggered source of single photons based on controlled single molecule fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, v. 83, n. 14, p. 2722–2725, 1999.
- BURNHAM, D. C.; WEINBERG, D. L. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, v. 25, n. 2, p. 84–87, 1970.

- BUSTARD, P. J. et al. Nonclassical correlations between terahertz-bandwidth photons mediated by rotational quanta in hydrogen molecules. *Opt. Lett.*, v. 40, n. 6, p. 922–925, 2015.
- BUSTARD, P. J. et al. Toward quantum processing in molecules: A thz-bandwidth coherent memory for light. *Phys. Rev. Lett.*, v. 111, n. 8, p. 083901, 2013.
- CARO, L. D.; GARUCCIO, A. Reliability of bell-inequality measurements using polarization correlations in parametric-down-conversion photon sources. *Phys. Rev. A*, v. 50, n. 4, p. R2803–R2805, 1994.
- CHANELIÈRE, T. et al. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, v. 438, n. 7069, p. 833–836, 2005.
- CLAUSEN, C. et al. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, v. 469, n. 7331, p. 508–511, 2011.
- CLAUSER, J. F. et al. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, v. 23, n. 15, p. 880–884, 1969.
- COHEN-TANNOUDJI, C.; DIU, B.; LALOË, F. *Quantum Mechanics*. New York: John Wiley & Sons, 1977.
- COSTANZO, L. S. et al. Zero-area single-photon pulses. *Phys. Rev. Lett.*, v. 116, n. 2, p. 023602, 2016.
- COUTEAU, C. Spontaneous parametric down-conversion. *Contemp. Phys.*, v. 59, n. 3, p. 291–304, 2018.
- CRISP, M. D. Propagation of small-area pulses of coherent light through a resonant medium. *Phys. Rev. A*, v. 1, n. 6, p. 1604–1611, 1970.
- D. Kaplan; P. Tournois. Theory and performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping. *J. Phys. IV France*, v. 12, n. 5, p. 69–75, 2002.
- DELAGNES, J. C.; BOUCHENE, M. A. Coherent control of light shifts in an atomic medium driven by two orthogonally polarized pulses: Effect of the pulse overlap. *Phys. Rev. A*, v. 76, n. 5, p. 053809, 2007.
- DÍAZ, J. L. F. *Geração de emaranhamento de polarização entre pares de fótons no regime de fentossegundos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2014.
- DIELS, J.; RUDOLPH, W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. New York: Elsevier Inc., 2006.
- DIELS, J.-C. M. et al. Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy. *Appl. Opt.*, v. 24, n. 9, p. 1270–1282, 1985.
- DISTANTE, E. et al. Storing single photons emitted by a quantum memory on a highly excited rydberg state. *Nat. Commun.*, v. 8, n. 11, p. 14072, 2017.
- DUDOVICH, N. et al. Transform-limited pulses are not optimal for resonant multiphoton transitions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 86, n. 1, p. 47–50, 2001.

- DUDOVICH, N.; ORON, D.; SILBERBERG, Y. Coherent transient enhancement of optically induced resonant transitions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 88, n. 12, p. 123004, 2002.
- DUGAN, M. A.; TULL, J. X.; WARREN, W. S. High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 14, n. 9, p. 2348–2358, 1997.
- EINSTEIN, A.; PODOLSKY, B.; ROSEN, N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, v. 47, n. 10, p. 777–780, 1935.
- EISAMAN, M. D. et al. Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature*, v. 438, n. 7069, p. 837–841, 2005.
- ENGLAND, D. G. et al. Storage and retrieval of thz-bandwidth single photons using a room-temperature diamond quantum memory. *Phys. Rev. Lett.*, v. 114, n. 6, p. 053602, 2015.
- FANG, B. et al. Storage of ultra-broadband pulses in hot atomic barium vapor. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics*. OSA Technical Digest (online): Optical Society of America, 2017. p. paper FM2E.3.
- FEJER, M. M. et al. Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 28, n. 11, p. 2631–2654, 1992.
- FELINTO, D.; ACIOLI, L. H.; VIANNA, S. S. Temporal coherent control of a sequential transition in rubidium atoms. *Opt. Lett.*, v. 25, n. 12, p. 917–919, 2000.
- FELINTO, D.; ACIOLI, L. H.; VIANNA, S. S. Accumulative effects in the coherence of three-level atoms excited by femtosecond-laser frequency combs. *Phys. Rev. A*, v. 70, n. 4, p. 043403, 2004.
- FELINTO, D.; LÓPEZ, C. E. E. Theory for direct frequency-comb spectroscopy. *Phys. Rev. A*, v. 80, n. 1, p. 013419, 2009.
- FORK, R. L.; MARTINEZ, O. E.; GORDON, J. P. Negative dispersion using pairs of prisms. *Opt. Lett.*, v. 9, n. 5, p. 150–152, 1984.
- FOWLES, G. R. *Introduction to modern optics*. New York: Dover, 1989.
- FREEDMAN, S. J.; CLAUSER, J. F. Experimental test of local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, v. 28, n. 14, p. 938–941, 1972.
- GISIN, N. et al. Quantum cryptography. *Rev. Mod. Phys.*, v. 74, n. 1, p. 145–195, 2002.
- GOODMAN, J. W. *Introduction to Fourier Optics*. New York: McGraw-Hill, 1968.
- GRANGIER, P.; ROGER, G.; ASPECT, A. Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences. *Europhysics Letters (EPL)*, v. 1, n. 4, p. 173–179, 1986.
- HERMERSCHMIDT, A. et al. Wave front generation using a phase-only modulating liquid-crystal-based micro-display with HDTV resolution. In: *Adaptive Optics for Laser Systems and Other Applications*. [S.l.: s.n.], 2007. v. 6584, p. 109 – 118.

- HESHAMI, K. et al. Quantum memories: emerging applications and recent advances. *J. Mod. Opt.*, v. 63, n. 20, p. 2005–2028, 2016.
- HONG, C. K.; MANDEL, L. Experimental realization of a localized one-photon state. *Phys. Rev. Lett.*, v. 56, n. 1, p. 58–60, 1986.
- HONG, C. K.; OU, Z. Y.; MANDEL, L. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Phys. Rev. Lett.*, v. 59, n. 18, 1987.
- IPPEN, E. P.; SHANK, C. V. Techniques for measurement. In: _____. *Ultrashort Light Pulses: Picosecond Techniques and Applications*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1984. p. 83–122.
- JAMES, D. F. V. et al. Measurement of qubits. *Phys. Rev. A*, v. 64, n. 5, p. 052312, 2001.
- JONES, R. C. A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus. *J. Opt. Soc. Am.*, v. 31, n. 7, p. 488–493, 1941.
- KARASAWA, N. et al. Optical pulse compression to 5.0 fs by use of only a spatial light modulator for phase compensation. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 18, n. 11, p. 1742–1746, 2001.
- KIM, T.; FIORENTINO, M.; WONG, F. N. C. Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, v. 73, n. 1, p. 012316, 2006.
- KOCHER, C. A.; COMMINS, E. D. Polarization correlation of photons emitted in an atomic cascade. *Phys. Rev. Lett.*, v. 18, n. 15, p. 575–577, 1967.
- KOK, P. et al. Linear optical quantum computing with photonic qubits. *Rev. Mod. Phys.*, v. 79, n. 1, p. 135–174, 2007.
- KURTSIEFER, C. et al. Stable solid-state source of single photons. *Phys. Rev. Lett.*, v. 85, n. 2, p. 290–293, 2000.
- KWIAT, P. G. et al. Proposal for a loophole-free bell inequality experiment. *Phys. Rev. A*, v. 49, n. 5, p. 3209–3220, 1994.
- KWIAT, P. G. et al. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, v. 75, n. 24, p. 4337–4341, 1995.
- KWIAT, P. G.; STEINBERG, A. M.; CHIAO, R. Y. High-visibility interference in a bell-inequality experiment for energy and time. *Phys. Rev. A*, v. 47, n. 4, p. R2472–R2475, 1993.
- LAW, C. K.; WALMSLEY, I. A.; EBERLY, J. H. Continuous frequency entanglement: Effective finite hilbert space and entropy control. *Phys. Rev. Lett.*, v. 84, n. 23, p. 5304–5307, 2000.
- LAZAREV, G. et al. Lcos spatial light modulators: Trends and applications. In: _____. *Optical Imaging and Metrology*. New York: John Wiley & Sons, Ltd, 2012. p. 1–29.
- LEACH, J. et al. Quantum correlations in optical angle–orbital angular momentum variables. *Science*, v. 329, n. 5992, 2010.

- LOUNIS, B.; ORRIT, M. Single-photon sources. *Rep. Prog. Phys.*, v. 68, n. 5, p. 1129–1179, 2005.
- LVOVSKY, A. I. et al. Quantum state reconstruction of the single-photon fock state. *Phys. Rev. Lett.*, v. 87, n. 5, p. 050402, 2001.
- LVOVSKY, A. I.; SANDERS, B. C.; TITTEL, W. Optical quantum memory. *Nat. Phot.*, v. 3, n. 12, p. 706–714, 2009.
- MAIER, M.; KAISER, W.; GIORDMAINE, J. A. Intense light bursts in the stimulated raman effect. *Phys. Rev. Lett.*, v. 17, n. 26, p. 1275–1277, 1966.
- MANDEL, L.; WOLF, E. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- MARTINEZ, O. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region. *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 23, n. 1, p. 59–64, 1987.
- MENDES, M. S. et al. Femtosecond source of unbalanced polarization-entangled photons. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 32, n. 8, p. 1670–1675, 2015.
- MESHULACH, D.; SILBERBERG, Y. Coherent quantum control of two-photon transitions by a femtosecond laser pulse. *Nature*, v. 83, n. 6708, p. 239–242, 1998.
- MESHULACH, D.; SILBERBERG, Y. Coherent quantum control of multiphoton transitions by shaped ultrashort optical pulses. *Phys. Rev. A*, v. 60, n. 2, p. 1287–1292, 1999.
- MICHELBERGER, P. S. et al. Interfacing GHz-bandwidth heralded single photons with a warm vapour raman memory. *New J. Phys.*, v. 17, n. 4, p. 043006, 2015.
- MIDWINTER, J. E.; WARNER, J. The effects of phase matching method and of crystal symmetry on the polar dependence of third-order non-linear optical polarization. *Br. J. Appl.*, v. 16, n. 11, p. 1667–1674, 1965.
- MOREIRA, R. et al. Toward an experimental test for the finite-time wave function collapse. *Optics Communications*, v. 426, n. 1, p. 212 – 218, 2018.
- MOREIRA, R. S. de N. *Óptica quântica aplicada a testes em fundamentos da mecânica quântica e caracterização de novas memórias atômicas*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2018.
- NEWPORT. Prism compressor for ultrashort laser pulses. 2016.
- NEWPORT. Supercontinuum generation in scg-800 photonic crystal fiber. 2016.
- NIKOGOSYAN, D. N. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. New York: Springer, 2005.
- ORON, D.; DUDOVICH, N.; SILBERBERG, Y. Femtosecond phase-and-polarization control for background-free coherent anti-stokes raman spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, v. 90, n. 21, p. 213902, 2003.

- OXBORROW, M.; SINCLAIR, A. G. Single-photon sources. *Contemporary Physics*, v. 46, n. 3, p. 173–206, 2005.
- PAN, J.-W. et al. Multiphoton entanglement and interferometry. *Rev. Mod. Phys.*, v. 84, n. 2, p. 777–838, 2012.
- PEETERS, W. H.; EXTER, M. P. van. Optical characterization of periodically-poled ktiopo4. *Opt. Express*, v. 16, n. 10, p. 7344–7360, 2008.
- PLEWICKI, M. et al. Independent control over the amplitude, phase, and polarization of femtosecond pulses. *Appl. Phys. B*, v. 86, n. 2, p. 259–263, 2007.
- PUTTEN, E. G. van; VELLEKOOP, I. M.; MOSK, A. P. Spatial amplitude and phase modulation using commercial twisted nematic lcds. *Appl. Opt.*, v. 47, n. 12, p. 2076–2081, 2008.
- RARITY, J. G.; TAPSTER, P. R. Experimental violation of bell’s inequality based on phase and momentum. *Phys. Rev. Lett.*, v. 64, n. 21, p. 2495–2498, 1990.
- RICE, S. A. New ideas for guiding the evolution of a quantum system. *Science*, v. 258, n. 5081, p. 412–413, 1992.
- ROSSI, A. et al. Multipath entanglement of two photons. *Phys. Rev. Lett.*, v. 102, n. 15, p. 153902, 2009.
- RULLIERE, C. *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*. New York: Springer, 2004. 96-101 p.
- SAGLAMYUREK, E. et al. Coherent storage and manipulation of broadband photons via dynamically controlled autler–townes splitting. *Nat. Phot.*, v. 438, n. 12, p. 774–782, 2018.
- SAGLAMYUREK, E. et al. Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. *Nature*, v. 469, n. 7331, p. 512–515, 2011.
- SANGOUARD, N. et al. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *Rev. Mod. Phys.*, v. 83, n. 1, p. 33–80, 2011.
- SANTORI, C. et al. Indistinguishable photons from a single-photon device. *Nature*, v. 419, n. 6907, 2002.
- SANTOS, E. Critical analysis of the empirical tests of local hidden-variable theories. *Phys. Rev. A*, v. 46, n. 7, p. 3646–3656, 1992.
- SCHOLZ, M.; KOCH, L.; BENSON, O. Statistics of narrow-band single photons for quantum memories generated by ultrabright cavity-enhanced parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.*, v. 102, n. 6, p. 063603, 2009.
- SCHRÖDINGER, E. The present status of quantum mechanics. *Naturwissenschaften*, v. 23, n. 45, p. 844–849, 1935.
- SENEILLART, P.; SOLOMON, G.; WHITE, A. High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources. *Nat. Nanotechnol.*, v. 12, n. 11, p. 1026–1039, 2017.

- SHAPIRO, M.; BRUMER, P. *Quantum Control of Molecular Processes*. New York: John Wiley and Sons, 2003.
- SHI, B.-S.; TOMITA, A. Generation of a pulsed polarization entangled photon pair using a sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, v. 69, n. 1, p. 013803, 2004.
- SHIH, Y. H.; ALLEY, C. O. New type of einstein-podolsky-rosen-bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.*, v. 61, n. 26, p. 2921–2924, 1988.
- SOLNTSEV, A. S. et al. Characterization of aperiodic domain structure in lithium niobate by spontaneous parametric down-conversion spectroscopy. *Laser Physics Letters*, v. 12, n. 9, p. 095702, 2015.
- SPRAGUE, M. R. et al. Broadband single-photon-level memory in a hollow-core photonic crystal fibre. *Nat. Phot.*, v. 438, n. 4, p. 287–291, 2014.
- STECK, D. A. Rubidium 87 d line data. 2001.
- TANNOR, D. J.; RICE, S. A. Control of selectivity of chemical reaction via control of wave packet evolution. *J. Chem. Phys.*, v. 83, n. 10, p. 5013–5018, 1985.
- TIEN, A.-C. et al. Geometrical distortions and correction algorithm in single-shot pulse measurements: application to frequency-resolved optical gating. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 13, n. 6, p. 1160–1165, 1996.
- TREACY, E. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 5, n. 9, p. 454–458, 1969.
- TREBINO, R. *Frequency-resolved optical gating : the measurement of ultrashort laser pulses*. Boston: Springer, 2002.
- TSUNAMI. *Mode-locked Ti:sapphire Laser. User's Manual*. Mountain View, USA, 1995.
- WEBER, H. P. Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase locked lasers using nonlinear optics. *Journal of Applied Physics*, v. 38, n. 5, p. 2231–2234, 1967.
- WEINER, A. M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Rev. Sci. Instrum.*, v. 71, n. 5, p. 1929–1960, 2000.
- WEINFURTER, H. From EPR to quantum computing: experiments on entangled quantum systems. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, v. 38, n. 9, p. S579–S588, 2005.
- WOLFGRAMM, F. et al. Atom-resonant heralded single photons by interaction-free measurement. *Phys. Rev. Lett.*, v. 106, n. 5, p. 053602, 2011.
- YAMASHITA, M. et al. Femtosecond-pulse laser chirp compensated by cavity-mirror dispersion. *Opt. Lett.*, OSA, v. 11, n. 8, p. 504–506, 1986.
- ZAVATTA, A.; VICIANI, S.; BELLINI, M. Quantum-to-classical transition with single-photon-added coherent states of light. *Science*, v. 306, n. 5696, p. 660–662, 2004.

ZEEK, E. et al. Pulse compression by use of deformable mirrors. *Opt. Lett.*, v. 24, n. 7, p. 493–495, 1999.

ZHANG, H. et al. Preparation and storage of frequency-uncorrelated entangled photons from cavity-enhanced spontaneous parametric downconversion. *Nat. Phot.*, v. 5, n. 10, p. 628–632, 2011.

ZHANG, Z.; YOU, Z.; CHU, D. Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (lcos) devices. *Light: Science & Applications*, v. 3, n. 10, p. e213–e213, 2014.