



Universidade Federal Rural de Pernambuco  
Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação  
Departamento de Física  
Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada

Nallyson William Santos Oliveira

**Fonte de pares de fótons quanticamente correlacionados  
gerados por conversão paramétrica descendente  
espontânea com cristal PPKTP bombeado por um laser  
de diodo de baixo custo**

Dissertação de Mestrado

Recife-PE

2024

Universidade Federal Rural de Pernambuco  
Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação  
Departamento de Física  
Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada

Nallyson William Santos Oliveira

**Fonte de pares de fótons quanticamente correlacionados  
gerados por conversão paramétrica descendente  
espontânea com cristal PPKTP bombeado por um laser  
de diodo de baixo custo**

Dissertação de mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada do Departamento de Física da Universidade Federal Rural de Pernambuco como requisito parcial para obtenção do grau de mestre em Física Aplicada.

Orientador: Dr. José Ferraz de Moura Nunes Filho

Coorientador: Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa

Dissertação de Mestrado

Recife-PE

2024

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação  
Universidade Federal Rural de Pernambuco  
Sistema Integrado de Bibliotecas  
Gerada automaticamente, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

---

O48f

Oliveira, Nallyson William Santos

Fonte de pares de fótons quanticamente correlacionados gerados por conversão paramétrica descendente espontânea com cristal PPKTP bombeado por um laser de diodo de baixo custo / Nallyson William Santos Oliveira. - 2024.  
76 f.

Orientador: Jose Ferraz de Moura Nunes Filho.

Coorientador: Daniel Felinto Pires Barbosa.

Inclui referências e apêndice(s).

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal Rural de Pernambuco, Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada, Recife, 2024.

1. Laser de diodo de baixo custo. 2. Conversão paramétrica descendente espontânea. 3. Óptica quântica.. I. Filho, Jose Ferraz de Moura Nunes, orient. II. Barbosa, Daniel Felinto Pires, coorient. III. Título

CDD 621

---

Nallyson William Santos Oliveira

**Fonte de pares de fótons quanticamente correlacionados  
gerados por conversão paramétrica descendente  
espontânea com cristal PPKTP bombeado por um laser  
de diodo de baixo custo**

Dissertação de mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada do Departamento de Física da Universidade Federal Rural de Pernambuco como requisito parcial para obtenção do grau de mestre em Física Aplicada.

Aprovado em 08 de Março de 2024.

**Comissão Examinadora**

---

Dr. José Ferraz de Moura Nunes Filho  
Orientador - DF/UFRPE

---

Dra. Natalia Rodrigues de Melo.  
Examinadora Interna - DF/UFRPE

---

Dr. Sebastiao Jose Nascimento de Padua  
Examinador Externo - DF/UFMG

*Aos fantasmas do passado.*

# Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus por permitir que eu tivesse a oportunidade de explorar suas criações por meio da linguagem da física.

Aos meus pais e avós, expresso minha gratidão pela compreensão e apoio durante esta jornada longe de casa.

Quero agradecer aos meus orientadores, Professor José Ferraz, por me conceder uma oportunidade mesmo quando eu tinha pouca familiaridade com a área da óptica quântica experimental, além de me ensinar com paciência diversos detalhes da área experimental. Ele abriu uma janela de oportunidades de carreira para mim. Agradeço também ao Professor Daniel por sua paciência em me ensinar e me receber em seu laboratório e por permitir que eu utilizasse os equipamentos. Em todo momento estive sob a orientação dos melhores.

Ao Alyson, expresso minha profunda gratidão. Sua contribuição foi fundamental para esta dissertação. Sem sua ajuda e orientação, talvez eu não estivesse escrevendo estas palavras. Além disso, sua disposição em ajudar e sua amizade foram inestimáveis. Compartilhamos angústias e objetivos, e ele se tornou um amigo verdadeiro.

À minha namorada, Vitória, agradeço pela compreensão, incentivo, apoio incondicional e motivação nos momentos mais difíceis. Sem você, minha jornada teria sido muito mais árdua.

Aos amigos que conheci ao longo desses dois anos, especialmente a minha amiga de mestrado Francielly que compartilhei diversos momentos de frustração e aprendizados. Ao meu amigo, Rodrigo, que mostrou ser uma pessoa muito amiga durante esse tempo.

Também expresso minha gratidão pelo acolhimento de todos os pesquisadores do Laboratório de Redes Quânticas e dos laboratórios vizinhos, Alexandre, Gabriel, Lucas, Lara, Juan, Wellington e Mateus.

Aos amigos da UFRPE, que são a essência da animação do Recife, João, Diego, Matheus, Pedro, José Dias, Antonio, Marcos, Sofia, Thiago, Mario, Yago e Ikaro, agradeço por tornarem cada momento especial.

Aos amigos que têm acompanhado de perto minha jornada, Pablo, Luizinho, Gustavo, Ana, Joyce, Julia, Marcos, Beatriz, Jackson, Thaily, Erlandson e Marquinhos, expresso minha gratidão por suas amizades. Vocês são pessoas excepcionais e guardo carinho por todos. Aos meus amigos da física, Laedson, Luis, Jose Diego, Glaydson,

Damião e os matemáticos Isaac e Joyce.

À UFRPE e UFPE, bem como aos seus funcionários, especialmente dos departamentos de física da UFPE e do Cegen, agradeço pelo acolhimento.

Por fim, expresso minha gratidão ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada (PPGFA) pelo conhecimento adquirido e à Fundação de Amparo à Pesquisa de Pernambuco (FACEPE) pelo apoio financeiro vital para esta pesquisa.

“Se eu vi mais longe, foi por estar sobre  
ombros de gigantes.”

Sir Isaac Newton

# Resumo

O rápido crescimento da indústria de tecnologias quânticas tem impulsionado soluções inteligentes para a redução dos custos em pesquisas científicas. Uma estratégia comumente empregada envolve a aplicação de lasers de diodo para o processo de bombeamento em fontes fundamentadas na conversão paramétrica descendente espontânea. Isso se justifica pelo fato de que, quando contrastados com lasers convencionais, os lasers de diodo demonstram vantagens significativas em termos de custo-benefício. Nesse contexto, foi utilizado um sistema de controle caseiro para o laser de diodo, visando apresentar uma alternativa mais econômica. Nesta dissertação, empreendemos a construção do controlador de corrente de um laser de diodo e a caracterização deste laser. O objetivo é utilizar esse laser na geração de pares de fótons com correlações quânticas por meio do processo de conversão paramétrica descendente espontânea, ocorrendo em cristais não lineares, sendo que nesta dissertação empregamos um cristal PPKTP com casamento de fase tipo II, onde os pares são gerados colineares ao feixe de bombeio. Através da desigualdade de Cauchy-Schwarz, explicitada em termos do parâmetro  $R$ , no qual para  $R > 1$  são observados efeitos não clássicos, medimos as violações dessa desigualdade durante os experimentos realizados. Obtivemos um valor máximo de  $R = 65 \pm 22$ , evidenciando a violação da desigualdade e validando a construção bem-sucedida da fonte de fótons correlacionados utilizando um laser de diodo para o bombeio.

**Palavras-Chave:** Laser de diodo de baixo custo. Conversão paramétrica descendente espontânea. Óptica quântica.

# Abstract

The rapid growth of the quantum technologies industry has propelled intelligent solutions for cost reduction in scientific research. A commonly employed strategy involves the use of diode lasers for the pumping process in sources based on spontaneous parametric down-conversion. This is justified by the fact that, when compared to conventional lasers, diode lasers demonstrate significant cost-effectiveness advantages. In this context, a homemade control system was utilized for the diode laser, aiming to present an economically viable alternative. In this dissertation, we undertook the construction of the current controller for a diode laser and its characterization. The objective is to use this laser in the generation of photon pairs with quantum correlations through the process of spontaneous parametric down-conversion, occurring in nonlinear crystals. In this dissertation, we employed a PPKTP crystal with type II phase matching, where the pairs are generated collinearly to the pump beam. Using the Cauchy-Schwarz inequality, expressed in terms of the parameter  $R$ , where for  $R > 1$  non-classical effects are observed, we measured the violations of this inequality during the conducted experiments. We obtained a maximum value of  $R = 65 \pm 22$ , highlighting the violation of the inequality and validating the successful construction of the correlated photon source using a diode laser for pumping.

**Keywords:** Homemade diode laser. Spontaneous parametric down-conversion. Quantum optics.

# Lista de Figuras

2.1	Representação esquemática do processo de absorção, destacando as fases antes, durante e depois das interações entre os fótons e o meio atômico. . .	20
2.2	Representação esquemática do processo de emissão espontânea, destacando as fases antes, durante e depois das interações entre os fótons e o meio atômico. . . . .	21
2.3	Representação esquemática do processo de emissão estimulada, destacando as fases antes, durante e depois das interações entre os fótons e o meio atômico. . . . .	21
2.4	(a) Esquema de um sistema de níveis com cinco de energia. (b) Representação da inversão de população para o sistema. Adaptado de J. H. Vuolo (1998, p.196). . . . .	22
2.5	Representação pictórica de uma cavidade laser. . . . .	23
2.6	Representação pictórica da junção $p - n$ . (a) Ambos semicondutores lado a lado de semicondutores tipo $p$ e $n$ com seus respectivos excessos. (b) Funcionamento básico de uma junção do tipo $p$ e $n$ . . . . .	24
2.7	Representação simples de uma <i>Double Heterostructure</i> . . . . .	25
2.8	Bandas de condução e valência de uma <i>Double Heterostructure</i> . Adaptado de (YARIV, 1989). . . . .	25
2.9	(a) Perfil do índice de refração. (b) Perfil do campo elétrico na direção de propagação $z$ . (BADILITA, 2004). . . . .	26
2.10	Representação formal de uma cavidade de um diodo. . . . .	26
2.11	Representação de uma junção p-n para um laser de diodo na parte esquerda da figura e a representação de um laser tipo CAN ao seu lado. . . . .	27
2.12	(a) Esquema do processo de Geração de Segundo Harmônico (SHG, do inglês <i>Second Harmonic Generation</i> ). (b) Diagrama de energia do processo de SHG. . . . .	29
2.13	(a) Esquema do processo de Geração por Soma de Frequências (SFG, do inglês <i>Sum Frequency Generation</i> ). (b) Diagrama de energia do processo de SFG. . . . .	29
2.14	(a) Esquema do processo de Geração por Diferença de Frequência (DFG, do inglês <i>Difference Frequency Generation</i> ) (b) Diagrama de energia do processo de DFG. . . . .	30

2.15	(a) Esquema do processo de Conversão Paramétrica Descendente Espontânea (SPDC, do inglês <i>Spontaneous Parametric Down Conversion</i> ) . (b) Diagrama de energia do processo de SPDC. . . . .	31
2.16	(a) Esquema do casamento de fase tipo-I. (b) Visão frontal dos cones de polarizações no contexto de casamento de fase tipo-I. . . . .	32
2.17	(a) Esquema do casamento de fase tipo-2. (b) Visão frontal dos cones de polarizações no contexto de casamento de fase tipo-2. . . . .	32
2.18	Projeção da estrutura cristalina do KTP na direção (001). Extraída de (TORDJMAN <i>et al.</i> , 1974). . . . .	33
2.19	Representação pictórica dos domínios ferroelétricos de um cristal não linear de segunda ordem. (a) Cristal com um único domínio. (b) Cristal com inversão periódica do domínio. . . . .	34
2.20	Medida de intensidade por detectores posicionados em $\mathbf{r}_1$ e $\mathbf{r}_2$ , para campos 1 e 2, respectivamente . . . . .	35
3.1	Laser de Diodo L405P150 <i>can type</i> para 405 nm, com potência máxima de 150 mW. Fonte: Thorlabs. . . . .	38
3.2	Representação pictórica da colimação de um feixe por meio de uma lente esférica. (a) Propagação de um feixe de um laser de diodo. (b) Representação dos elementos essenciais para o cálculo da lente esférica a ser utilizada. Adaptada da Thorlabs. . . . .	39
3.3	Fotografias lado a lado do tubo colimador. (a) Parte posterior do tubo colimador montado e ao seu lado o soquete. (b) Parte frontal do tubo colimador montado. . . . .	40
3.4	Design e medidas das peças de alumínio e cobre utilizadas na construção da cabeça do nosso laser de diodo. Adpatado de (ALVES, 2019). . . . .	40
3.5	Circuito elétrico de proteção do laser Teco e conexão do laser de diodo com a chave alavanca liga/desliga. Adaptado de (ALVES, 2019). . . . .	41
3.6	Design e dimensões para a caixa de acrílico do Laser. Fonte: (ALVES, 2019). . . . .	42
3.7	Fonte de tensão $\pm 15V$ comercial. . . . .	43
3.8	Controlador de corrente caseiro. . . . .	43
3.9	Fotografia lateral da cabeça construída para o laser de diodo em pleno funcionamento. . . . .	44
3.10	Gráfico da potência de saída <i>vs</i> corrente de alimentação do laser de diodo. . . . .	45
3.11	Perfil espectral do laser obtido pelo programa OceanView com auxílio de um espectrômetro da OceanOptics modelo HR400. . . . .	46

3.12	Perfil transversal na saída da cabeça do laser de diodo. A figura está na escala de $\mu\text{m}$ , nas coordenadas $x$ e $y$ . Em amarelo temos o perfil transversal do feixe. A linha vermelha representa o fit gaussiano executado pelo programa da câmara CCD. . . . .	47
3.13	Montagem experimental para um filtro espacial composto de duas lentes e um <i>pinhole</i> , em adição com uma câmara CCD. Adaptado da Thorlabs. . .	47
3.14	Perfil transversal do laser de diodo após passagem pelo filtro espacial, apresentado esquematicamente na figura 3.13. A figura está na escala de $\mu\text{m}$ , nas coordenadas $x$ e $y$ . Em amarelo temos o perfil transversal do feixe. A linha vermelha representa o fit gaussiano executado pelo programa da câmara CCD. . . . .	49
4.1	Representação esquemática do aparato experimental implementado para a geração de pares de fótons quanticamente correlacionados. $L_i$ , são as lentes; $M_i$ , espelhos; PH, pinhole; $PBS0_i$ , cubos de polarização; FBH420, filtro de interferência; PPKTP, cristal a ser bombeado; DM, espelho dicroico; FGL665, filtro de cor; HWP, placa de meia de onda; QWP, placa de quarto de onda; FELH0550, filtro longpass; $AC_i$ , acopladores de luz. . . . .	51
4.2	Perfil transversal do feixe de bombeio no foco da lente ( $L_3$ ) e aproximadamente na região central do PPKTP. A figura está na escala de $\mu\text{m}$ , nas coordenadas $x$ e $y$ . Em amarelo temos o perfil transversal do feixe. A linha vermelha representa o fit gaussiano executado pelo programa da câmara CCD.	51
4.3	Representação esquemática do aparato experimental implementado para o alinhamento dos pares de fótons quanticamente correlacionados. LD780 é um laser de diodo auxiliar com comprimento de onda de 780nm. $M_i$ , são espelhos; $PBS0_i$ , cubos de polarização; HWP, placa de meia de onda; QWP, placa de quarto de onda; $AC_i$ , acopladores de luz. . . . .	52
4.4	Esquema de detecção montado para detecção dos pares de fótons quanticamente correlacionados. . . . .	53
4.5	Fotografia do sistema de detecção com os equipamentos. Em ordem de baixo para cima, temos a SR400, a <i>Coax Delay Box - DB64</i> , o computador com a placa P7888 e, na parte superior, a área com paredes pretas é onde estão localizadas as SPCM. . . . .	54
4.6	Esquema de detecção para realização das medidas de autocorrelações de cada braço da fonte. O FBS 50:50, é um divisor de feixe em fibra da fabricante Thorlabs. Nesse processo, o feixe proveniente do braço 1 ou 2 terá seus fótons divididos e, em seguida, serão direcionados para os detectores a fim de realizar a medida de autocorrelação. . . . .	54

4.7	Exemplo de visualização por meio do software MCDWIN das contagens de fótons coincidentes. Na parte esquerda encontra-se a caixinha com informações em tempo real do “spec” gerado durante a medida que contém informações de duração da medida, sweeps, ROI. No histograma ao lado, o eixo vertical representa a contagem de coincidências e o seu eixo horizontal a janela temporal de detecção. Abaixo do histograma, temos as informações de contagem de detecções realizadas na medida e também é possível acompanhar medidas de um tempo específico. . . . .	55
4.8	Fotografia da disposição experimental sobre a mesa óptica. Na imagem, é possível observar tanto a configuração da fonte quanto a disposição auxiliar utilizada para o alinhamento. . . . .	55
4.9	Medidas normalizadas das correlações (a) para o caso experimental apresentado em (b). Os pontos em preto representam a correlação cruzada ( $g_{12}$ ), em vermelho estão as medidas da autocorrelação da transmissão ( $g_{11}$ ), e em azul, as medidas da autocorrelação da reflexão ( $g_{22}$ ). As medições foram realizadas no intervalo de $-20^\circ$ a $30^\circ$ , com passos de $2,5^\circ$ , na placa de onda mostrada em (b). . . . .	57
4.10	Resultado da desigualdade de Cauchy-Schwarz apresentado em termos do parâmetro R realizadas no intervalo de $-20^\circ$ a $30^\circ$ da HWP. A linha tracejada em $R = 1$ delimita o limiar entre as regiões de correlações clássicas, evidenciadas pela área em vermelho ( $R < 1$ ), e as não clássicas, destacadas pela porção azul ( $R > 1$ ). O tempo de aquisição foi de 120 s. . . . .	58
4.11	Medidas normalizadas das correlações (a) para o caso experimental apresentado em (b). Os pontos em preto representam a correlação cruzada ( $g_{12}$ ), em vermelho estão as medidas da autocorrelação da transmissão ( $g_{11}$ ), e em azul, as medidas da autocorrelação da reflexão ( $g_{22}$ ). As medições foram conduzidas dentro do intervalo de $-40^\circ$ a $30^\circ$ , com passos de $2,5^\circ$ para a HWP, mantendo QWP fixada em $11^\circ$ . . . . .	58
4.12	Resultado da desigualdade de Cauchy-Schwarz apresentado em termos do parâmetro R realizadas no intervalo de $-40^\circ$ a $30^\circ$ , com passos de $2,5^\circ$ na HWP e a QWP fixada em $-11^\circ$ . O tempo de aquisição foi de 120 s. A área azul neste gráfico representa o domínio das correlações quânticas, enquanto na parte inferior, em vermelho, temos a área dos pontos que apresentam correlações clássicas. . . . .	59
B.1	Fotografia de um exemplar da placa eletrônica utilizada para construir um controlador de corrente caseiro, com todas as posições dos componentes eletrônicos. . . . .	70
B.2	Datasheet utilizada para construção da placa mostrada na figura B.1. . . . .	71

B.3 A fotografia mostra as conexões para a passagem de corrente necessária para o funcionamento do diodo. A alavanca on/off, item azul na imagem, está conectada por fios azul e cinza ao sistema de proteção do diodo, além de estar soldada com fios marrom e amarelo no soquete que se encaixa ao diodo. Por fim, no extremo esquerdo da figura, podemos observar a entrada BNC, também soldada ao sistema de proteção. . . . . 72

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>15</b>
<b>2</b>	<b>Conceitos Básicos</b>	<b>19</b>
2.1	Laser . . . . .	19
2.1.1	Aspectos históricos . . . . .	19
2.1.2	Aspectos conceituais . . . . .	20
2.2	Óptica não linear . . . . .	27
2.3	Conversão paramétrica descendente espontânea . . . . .	30
2.4	Funções de correlação e a desigualdade de Cauchy-Schwarz . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Instrumentação do laser de diodo</b>	<b>38</b>
3.1	Construção do sistema caseiro para o laser . . . . .	38
3.2	Caracterização do laser . . . . .	44
3.2.1	Potência de saída . . . . .	44
3.2.2	Perfil espectral . . . . .	45
3.2.3	Perfil transversal . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Fonte de fótons com correlações quânticas</b>	<b>50</b>
4.1	Arranjo experimental . . . . .	50
4.2	Medidas da violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>60</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>62</b>
<b>A</b>	<b>Datasheet do Laser de Diodo L405P150</b>	<b>67</b>
<b>B</b>	<b>Sistema de controle caseiro</b>	<b>70</b>
<b>C</b>	<b>SR400</b>	<b>73</b>
<b>D</b>	<b>Placa 7888 e MCDWIN</b>	<b>74</b>

# 1 Introdução

Ao longo de um extenso período, os lasers, incluindo os de gás, semicondutores, estado sólido, fibra e outros, foram amplamente utilizados devido à sua capacidade de atuar em diversas áreas. Na pesquisa básica, foram essenciais para experimentos em física, química e biologia, com destaque para os lasers de estado sólido em estudos de óptica quântica (MENDES *et al.*, 2015) (MOREIRA *et al.*, 2018). Em comunicações ópticas, os lasers de semicondutores foram fundamentais para a transmissão de dados de alta velocidade (KIRKBY, 1981). Na medicina, os lasers de fibra são amplamente utilizados em procedimentos cirúrgicos de alta precisão (ZEITELS *et al.*, 2006). Já na indústria, os lasers de gás são indispensáveis em processos de corte e soldagem de metais (WILLIAMS, 1993). Sua versatilidade impulsionou avanços significativos em uma variedade de campos. No entanto, a opção por esses lasers comerciais representava um desafio financeiro significativo, dada a necessidade de alocar recursos substanciais para sua aquisição, especialmente em regiões com limitações orçamentárias para investimentos em pesquisa científica. Nesse contexto, surgem os lasers de diodo, cuja introdução marca uma revolução tanto no âmbito acadêmico quanto no industrial, oferecendo uma variedade de aplicações a um custo acessível. Estima-se que o mercado de lasers de diodo tenha alcançado aproximadamente 6,2 bilhões de dólares em 2021, com a região da Ásia-Pacífico liderando a demanda com 34%, seguida pela América do Norte com 31% e a Europa com 24%. A parte restante do mercado foi distribuída entre o Oriente Médio-África e a América do Sul, com uma maior participação de mercado atribuída ao primeiro, conforme indicado por análises disponíveis<sup>1</sup>. Além disso, prevê-se que o mercado experimente um crescimento de aproximadamente 11,6% até o ano de 2031.

A primeira utilização de um laser de diodo ocorreu na década de 1960 no regime pulsado (HALL *et al.*, 1962). Sua popularização só se deu no início da década de 1970, com a apresentação do seu funcionamento no regime contínuo em temperatura ambiente. Desde então, surgiu uma competição na indústria para o desenvolvimento de novas junções de materiais semicondutores.

Na área da medicina, os lasers de diodo têm sido empregados em diversos procedimentos diagnósticos e tratamentos de doenças devido à capacidade de absorção da luz por alguns materiais biológicos (MÜLLER *et al.*, 2013). Além disso, apresentam uma

---

<sup>1</sup><https://www.transparencymarketresearch.com/laser-diode-market.html>

---

vantagem econômica considerável em relação aos lasers convencionais. Em intervalos específicos de comprimento de onda, os lasers demonstram diferentes níveis de absorção em materiais biológicos. Por exemplo, na faixa de 630-740 nm, é comum a utilização de lasers para terapia fotodinâmica. Um procedimento terapêutico que visa a aplicação de um agente fotossensibilizador na área de tratamento, o qual, quando bombeado por um laser, resultará na eliminação de células doentes (LIM, 2011). Outra possível aplicação na medicina é encontrada no campo da odontologia, onde os lasers de diodo são empregados, por exemplo, em microcirurgias orais (AZMA; SAFAVI, 2013) e no tratamento de canais de dentes (ASNAASHARI; EBAD; SHOJAEIAN, 2016).

Outro espaço ocupado pelo laser de diodo está na área de física atômica, substituindo os lasers convencionais e possibilitando o desenvolvimento de tecnologias de ponta, como na utilização em relógios atômicos devido à sua capacidade de oferecer uma estabilidade de frequência essencial para transições atômicas, como no rubídio (Rb) ou césio (Cs) (AFFOLDERBACH; MILETI, 2005). Essa tecnologia de relógios atômicos tem impacto direto em nosso cotidiano, estando relacionada ao processo de geolocalização, buscando aprimorar constantemente a precisão na navegação (NASIM; JAMIL, 2014). Ainda na física atômica, essa característica de estabilidade de frequência é evidente em técnicas de resfriamento de átomos e aprisionamento com armadilhas magnéticas-ópticas amplamente utilizadas dentro dos laboratórios da UFPE (ALVES, 2019) (ALMEIDA, 2019) (MARINHO, 2022).

Com a rápida evolução da indústria de tecnologias quânticas, a busca por maneiras de reduzir custos tornou-se uma prioridade. Diante desse cenário, os lasers de diodo ascenderam como uma opção viável para a condução de experimentos que envolvem, por exemplo, a conversão paramétrica descendente espontânea, como evidenciado em estudos anteriores (LOHRMANN *et al.*, 2020a) (JEONG; HONG; KIM, 2016) (YIN *et al.*, 2017). Essa mudança de foco não apenas possibilitou a realização de experimentos em locais com orçamentos mais restritos, mas também trouxe o potencial de democratizar o acesso a tecnologias avançadas nas pesquisas científicas.

Nesse contexto, o propósito desta dissertação é apresentar mais uma possível aplicação dos lasers de diodo por meio da construção, do zero, de um sistema de controle caseiro para um laser desse tipo. E indo mais além, exploramos sua utilização na construção de uma fonte de fótons com correlações quânticas, demonstrando assim a versatilidade e acessibilidade dessa tecnologia na condução de experimentos no contexto de informação quântica.

De maneira pioneira, trabalhos voltados para a utilização de cascatas atômicas de cálcio (Ca) deram os primeiros passos no fim da década de 1960 para a geração de pares de fótons correlacionados, e um dos primeiros trabalhos capazes de gerar esses estados foi desenvolvido por Kocher e Commins (KOCHER; COMMINS, 1967). Nesse trabalho, uma luz ultravioleta  $H_2$  excitava um feixe de átomos de Ca. Os átomos, por sua vez, do

---

estado excitado espontaneamente decaíam para o seu estado fundamental intercalando por uma passagem em um estado intermediário. Ao longo desse processo, originavam dois fótons com comprimentos de onda de aproximadamente 551 nm e 422 nm, que estavam correlacionados em polarização devido ao momento angular, pois no estado fundamental e excitado o momento angular permanece o mesmo.

Os sucessos experimentais voltados para as fontes de fótons correlacionados só foram possíveis devido às promoções de melhorias nos sistemas em diversos aspectos, como a eficiência de geração de pares de fótons, e na eliminação de dificuldades experimentais causadas pelo manuseio de equipamentos. Diante disso, foram surgindo novas formas de geração de pares de fótons e de maneira paralela aos experimentos de cascatas atômicas, havia uma crescente exploração de geração de pares de fótons correlacionados obtidos através de cristais não lineares (BURNHAM; WEINBERG, 1970) (HONG; MANDEL, 1986).

Os primeiros passos com os cristais não lineares ocorrem com o embrião do que seria o processo de conversão paramétrica descendente espontânea, sendo este um processo não linear de segunda ordem. Em um dos primeiros testes, o arranjo experimental tinha em sua composição um laser de Hélio-Cádmio bombeando um cristal não-linear de dihidrogenofosfato de amônio (ADP) (BURNHAM; WEINBERG, 1970). Nesse experimento, o feixe do laser, conhecidos na literatura como feixe de bombeio, realizavam interações com o cristal, e de forma espontânea, o feixe de bombeamento poderia gerar dois fótons correlacionados denominados na literatura como sinal e complementar (do inglês *signal* e *idler*). Tal processo descrito, deve respeitar as leis de conservação de energia e momento, significando que a soma das frequências dos fótons *signal* e *idler* devem ser igual à do fóton de bombeio, sendo uma das condições do casamento de fase que veremos no capítulo 2.

Com os avanços na eficiência das fontes de fótons correlacionados, novas oportunidades foram abertas, incluindo o surgimento de novas áreas de pesquisa, entre elas a comunicação quântica. A introdução do protocolo BB84 (BENNETT; BRASSARD, 1984) representou um marco inovador para a comunicação por meio de chaves criptografadas, pois se baseia no teorema de não clonagem, um resultado importante derivado da mecânica quântica. Ao contrário das comunicações clássicas, que podem ser copiadas, a distribuição de chaves quânticas com estados quânticos não permite que a informação seja copiada, sem que haja uma perturbação da mensagem que está sendo enviada. Isso garante que a comunicação seja protegida contra ataques de interceptação, uma vez que qualquer tentativa de copiar os estados quânticos resultaria em alterações detectáveis, alertando as partes envolvidas na comunicação. No entanto, a implementação do BB84 só se tornou viável na década seguinte à sua concepção (BENNETT *et al.*, 1992). Além do protocolo BB84, outros tipos foram surgindo, como, por exemplo, um protocolo baseado em pares de fótons emaranhados, que utiliza diretamente um conceito bastante peculiar da mecânica

---

quântica, o emaranhamento (EKERT, 1991).

Nesse sentido, diversos grupos começaram explorar o processo de Conversão Paramétrica Descendente Espontânea (SPDC, do inglês *Spontaneous Parametric Down Conversion*) para a utilização em distribuição de chaves quânticas, pois fontes baseadas nesse processo, podem emitir pares de fótons emaranhados (ZHANG *et al.*, 2023). Além disso, há diversos trabalhos utilizando a SPDC para troca de chaves cada vez mais distantes (NEUMANN *et al.*, 2022) (ZHAN *et al.*, 2023). Nesse contexto, os lasers de diodo podem apresentar um papel experimental essencial, no sentido de que possibilitará a construção de mais fontes, contribuindo para avanços significativos na área, especialmente para distribuição de chaves quânticas.

Por fim, a dissertação está dividida em cinco capítulos, incluindo esta introdução como um deles. A forma como apresentamos os demais conteúdos está dividida em:

- **Capítulo 2 : Conceitos Básicos** - Neste capítulo, realizamos uma breve revisão histórica sobre lasers e apresentamos uma abordagem conceitual sobre o funcionamento dos lasers de diodo. Além disso, exploramos alguns princípios fundamentais da óptica linear e elucidamos os fenômenos não lineares de segunda ordem. Por fim apresentamos uma dedução da desigualdade de Cauchy-Schwarz que será usada para identificar correlações quânticas na fonte de fótons.
- **Capítulo 3 : Instrumentação do Laser de Diodo** - Neste capítulo, fornecemos uma descrição minuciosa da construção da cabeça do nosso laser de diodo e realizamos uma análise detalhada de seu funcionamento, visando posteriormente a sua utilização para bombear um cristal não linear para geração de fótons com correlações quânticas.
- **Capítulo 4 : Fonte de Fótons com Correlações Quânticas** - Neste capítulo, proporcionamos uma descrição detalhada do arranjo experimental montado para a construção da nossa fonte. Abordamos cada etapa do processo, desde a geração inicial de fótons com correlações quânticas até o processo de detecção. Além de detalhar a configuração experimental, mostramos todo o processo de obtenção dos resultados, indo desde os resultados preliminares e especificando as melhorias introduzidas no aparato experimental, que nos levaram à violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz.
- **Capítulo 5: Conclusões e Perspectivas** - Apresentaremos as conclusões decorrentes dos resultados obtidos, destacando o sucesso da implementação da fonte sendo bombeado por um laser de baixo custo. Além disso, discutiremos possíveis modificações e ajustes que poderiam ser implementados no futuro para aprimorar ainda mais o desempenho do experimento.

## 2 Conceitos Básicos

Neste capítulo, exploraremos conceitos essenciais para a implementação e caracterização de uma fonte de fótons correlacionados quanticamente. Iniciaremos com uma abordagem voltada para os aspectos históricos e conceituais dos lasers, com um enfoque mais detalhado nos lasers de diodo. Em seguida, apresentaremos os fundamentos da óptica não linear, com especial atenção aos efeitos de segunda ordem, que são fundamentais para compreendermos o fenômeno central desta dissertação. Detalharemos, então, o fenômeno de segunda ordem escolhido como foco de estudo. No encerramento deste capítulo, abordaremos a desigualdade de Cauchy-Schwarz, capaz de quantificar as correlações entre os campos detectados e, por conseguinte, caracterizá-los quanto à exibição de comportamento clássico ou não clássico.

### 2.1 Laser

#### 2.1.1 Aspectos históricos

A era da física moderna nos proporcionou diversos benefícios, e um deles foi o desenvolvimento do laser, acrônimo do inglês para "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*" (Amplificação de Luz por Emissão Estimulada de Radiação). O pontapé inicial para sua criação ocorreu com a publicação do artigo de Max Planck (1858–1947), que conduziu um estudo sobre radiação térmica, resultando em observações significativas sobre a frequência da luz e temperatura. Essas observações deram início a debates sobre o comportamento da luz.

Anos mais tarde, Albert Einstein (1879 - 1955), com base nas observações apontadas por Planck, formulou a possibilidade de a luz percorrer o espaço de forma descontínua (EINSTEIN, 1905). Entretanto, a concepção inicial dos lasers foi apresentada por Einstein anos depois, quando discutiu as possíveis interações entre átomos e fótons por três processos distintos: emissão espontânea, absorção e emissão estimulada (EINSTEIN, 1916). Este último processo é a explicação fundamental para o funcionamento dos lasers

Antes da invenção do laser, destaca-se uma ferramenta importante que fazia uso da amplificação da emissão estimulada: o maser (GORDON; ZEIGER; TOWNES, 1954). O acrônimo em inglês significa "*Microwave Amplification by Stimulated Emission of*

"Radiation" (Amplificação de Micro-ondas por Emissão Estimulada de Radiação). O maser foi um dos primeiros dispositivos de emissão de radiação para o regime de micro-ondas, com frequências em torno de  $10^9$  a  $10^{10}$  Hz. Seu funcionamento consistia essencialmente em um feixe de átomos de dois níveis passando por uma cavidade ressonante.

Vale ressaltar que, de maneira independente, a dupla de físicos soviéticos Nikolay Basov (1922-2001) e Aleksandr Prokhorov (1916-2002) contribuíram de forma significativa para o desenvolvimento dos masers ao lado do grupo liderado por Charles Townes (1915-2015). Após os masers, grupos ao redor do mundo buscavam desenvolver um maser ótico, operando na região do espectro eletromagnético visível.

Teoricamente, em 1958, Arthur Schawlow (1921-1999) e Charles Townes propuseram como uma cavidade poderia gerar oscilações na região do infravermelho, por meio de vapor alcalino, resultando em luz coerente e monocromática (SCHAWLOW; TOWNES, 1958). Algum tempo depois, Theodore Maiman (1927-2007) apresentou o primeiro dispositivo de maser ótico. Em sua proposta, o meio ativo era o rubi, e sua técnica produzia luz com comprimento de onda aproximadamente de 694 nm (MAIMAN, 1960). Atualmente, os masers óticos são conhecidos como lasers, termo cunhado por Gordon Gould (1920-2005).

Após a construção do laser de rubi por Maiman, diversos outros tipos de lasers surgiram na década de 1960. Poucos meses após o laser de rubi, foi desenvolvido o laser de gás Hélio-Neônio (He-Ne), com uma faixa de emissão que abrange do visível ao infravermelho (JAVAN; BENNETT; HERRIOTT, 1961).

Na elaboração desta dissertação, optamos pelo uso do laser de diodo, construído em 1962 no regime pulsado (HALL *et al.*, 1962). No entanto, os lasers de diodo operando em modo contínuo em temperatura ambiente, semelhante ao que utilizamos neste trabalho, só foram experimentalmente demonstrados anos depois (ALFEROV *et al.*, 1969). Esses lasers utilizam materiais semicondutores como meio ativo. Uma explicação conceitual formal do funcionamento dos lasers de diodo será abordada na subseção 2.1.2.

## 2.1.2 Aspectos conceituais

Conforme mencionado na subseção anterior, átomos e fótons, em suas interações, podem passar por três processos distintos: absorção, emissão espontânea e emissão estimulada.

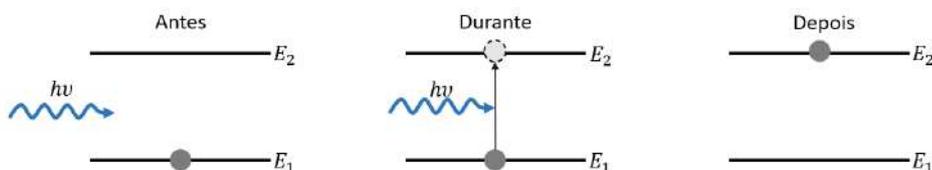


Figura 2.1: Representação esquemática do processo de absorção, destacando as fases antes, durante e depois das interações entre os fótons e o meio atômico.

Na figura 2.1, apresentamos esquematicamente o processo de absorção. Considera-

mos um sistema de dois níveis de energia,  $E_1$  e  $E_2$ , onde  $E_1 < E_2$ . Nesta representação, atribuímos  $E_1$  ao estado fundamental e  $E_2$  ao estado excitado. Durante esse processo, um fóton incidente é absorvido pelo átomo, que inicialmente está no estado fundamental ( $E_1$ ), elevando-o ao estado excitado ( $E_2$ ). A energia necessária para essa transição é determinada pela diferença entre os estados,

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (2.1)$$

sendo  $h^1$  a constante de Planck.

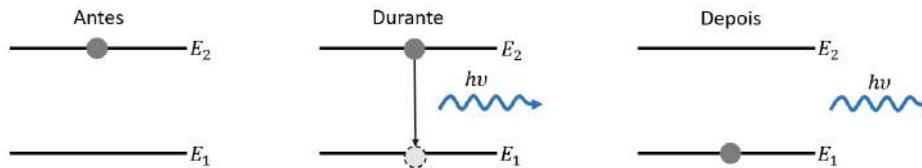


Figura 2.2: Representação esquemática do processo de emissão espontânea, destacando as fases antes, durante e depois das interações entre os fótons e o meio atômico.

O próximo processo é representado na figura 2.2, onde ilustramos o fenômeno da emissão espontânea. Nesse cenário, o átomo já se encontra no estado excitado com energia  $E_2$ . Como sugere o nome do processo, a emissão ocorre de forma espontânea, e o átomo decai para o seu estado fundamental  $E_1$ . Durante esse processo, uma energia  $h\nu$  é liberada na forma de um fóton.

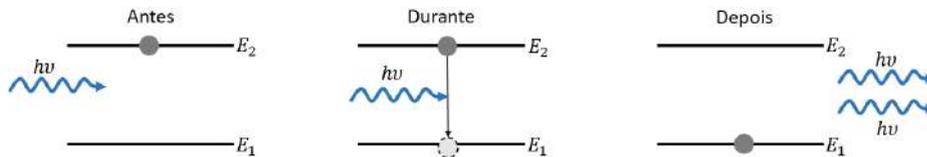


Figura 2.3: Representação esquemática do processo de emissão estimulada, destacando as fases antes, durante e depois das interações entre os fótons e o meio atômico.

Por fim, destacamos o processo de emissão estimulada, desempenhando um papel crucial no funcionamento dos lasers. Conforme ilustrado no esquema da figura 2.3, o átomo encontra-se no estado excitado de energia  $E_2$ . Um fóton incide no sistema com energia  $h\nu$ , resultando na produção de um fóton secundário de mesma energia, com o átomo decaindo para o seu estado fundamental  $E_1$ . Uma diferença crucial pode ser observada entre os processos de emissão espontânea e estimulada. No primeiro, o fóton gerado não possui um estado quântico bem definido, podendo ser emitido em qualquer direção. Já no segundo caso, o fóton secundário sai com uma fase idêntica à do fóton incidente, mantendo, assim, um estado quântico igual ao incidente, resultando em mesma energia, direção e polarização.

<sup>1</sup> $h = 6,6260 \cdot 10^{-34} \frac{m^2 \cdot kg}{s}$

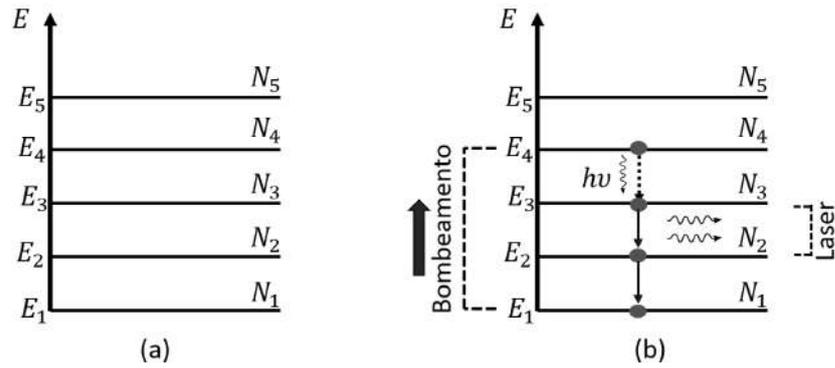


Figura 2.4: (a) Esquema de um sistema de níveis com cinco de energia. (b) Representação da inversão de população para o sistema. Adaptado de J. H. Vuolo (1998, p.196).

Além disso, com o sistema de níveis de energia, podemos discutir outro conceito fundamental dos lasers. Na figura 2.4 (a), apresentamos um esquema de um sistema com cinco níveis. Cada nível de energia  $E_i$  possui uma quantidade de átomos  $N_i$ , comumente referida como a população dos níveis.

Nas condições ideais de equilíbrio termodinâmico, os níveis de energia seguem a seguinte relação,

$$E_1 < E_2 < E_3 < E_4 < E_5 < \dots, \quad (2.2)$$

com as populações correspondentes.

$$\dots < N_5 < N_4 < N_3 < N_2 < N_1, \quad (2.3)$$

observando a relação de que quanto menor o nível de energia, maior a população nesse nível.

Quando ocorre uma inversão de população, isso indica uma situação fora do equilíbrio. Uma das populações, que normalmente seria menor que a sua antecessora, encontra-se na situação oposta. Por exemplo,

$$N_3 > N_2, \quad (2.4)$$

para atingir essa condição de não equilíbrio, é necessário realizar um processo chamado bombeamento ilustrado na figura 2.4 (b). Como o nível fundamental é naturalmente o mais populoso, o bombeamento envolve transferir átomos do estado fundamental para o nível que se deseja tornar mais populoso que seu antecessor (VUOLO, 1998).

Os átomos do nível bombeado passam pelo processo de emissão espontânea. Dessa maneira, os fótons emitidos possuem energia

$$h\nu = E_3 - E_2, \quad (2.5)$$

que servem para iniciar a reação estimulada no nível  $E_2$ . Como já discutido, os fótons do processo estimulado saem em pares idênticos ao fóton incidente, resultando em uma fonte coerente de fótons. Os átomos que participam desse processo retornam ao seu estado fundamental para serem bombeados novamente, mantendo esse ciclo até que o bombeamento cesse. Diversos tipos de bombeamento são utilizados para os lasers, incluindo óptico, elétrico, químico, térmico e por injeção de portadores, sendo este último empregado em lasers de diodo.

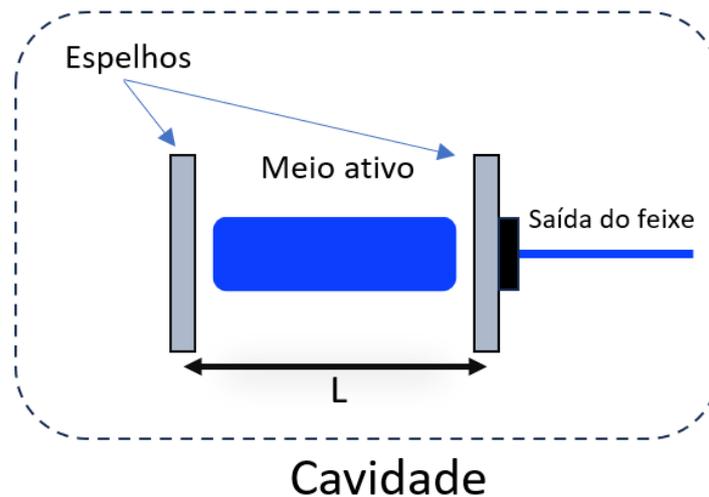


Figura 2.5: Representação pictórica de uma cavidade laser.

Outra característica importante na fabricação de um laser é a sua cavidade óptica. Na figura 2.5, apresentamos a representação de uma cavidade, composta essencialmente por um par de espelhos e um meio ativo. Esses espelhos, ao formarem a cavidade, assumem dimensões muito maiores que as dos fótons. Assim, as soluções da equação de onda perpendicular aos espelhos são predominantemente ondas planas estacionárias. A quantidade de ondas estacionárias que a cavidade pode suportar é denominada modos. Os modos permitidos em uma cavidade de tamanho  $L$  para uma onda de comprimento de onda  $\lambda$  são dados por:

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.6)$$

Quando um átomo decai espontaneamente, seguindo um dos modos permitidos, o fóton emitido por ele é retido dentro da cavidade, a qual interage com o meio ativo, desencadeando a emissão estimulada e resultando na amplificação do campo eletromagnético no interior da cavidade óptica. Além disso, um dos espelhos da cavidade permite a saída de uma pequena parte do campo eletromagnético. Este campo eletromagnético que sai da cavidade constitui o feixe do laser.

Na construção dos lasers de diodo, o meio ativo é um material semiconductor. Materiais semicondutores têm a característica de não serem nem condutores, nem isolantes (ASHCROFT; MERMIN, 2011). Dentro desses materiais, a camada de valência normal-

mente possui quatro elétrons, no entanto, os átomos tendem a possuir oito em sua camada de valência. Por esse motivo, os semicondutores podem formar ligações covalentes com outros átomos por meio de técnicas de dopagem. Os principais materiais semicondutores intrínsecos são Germânio (Ge) e Silício (Si). Ao realizar dopagens nesses materiais com impurezas, obtemos semicondutores extrínsecos.

Quando adicionamos átomos pentavalentes, ou seja, com cinco elétrons em sua camada de valência, resultamos em um semicondutor do tipo  $n$ , produzindo elétrons livres. Adicionando átomos trivalentes, obtemos um semicondutor do tipo  $p$ , que, por sua vez, resulta em uma deficiência de elétrons conhecida na literatura como "buracos". Podemos observar, conforme a figura 2.6 (a), ambos os materiais apresentando suas características centrais, os excessos de elétrons livres e buracos.

Quando materiais do tipo  $n$  e  $p$  são combinados, observamos comportamentos diferentes em comparação com quando estavam separados. Devido ao excesso de elétrons livres nos semicondutores do tipo  $n$ , esses elétrons, por meio do processo de difusão, migrarão para a região  $p$ . Da mesma forma, os excessos de buracos dentro dos semicondutores do tipo  $p$  também se difundirão em direção à região  $n$ .

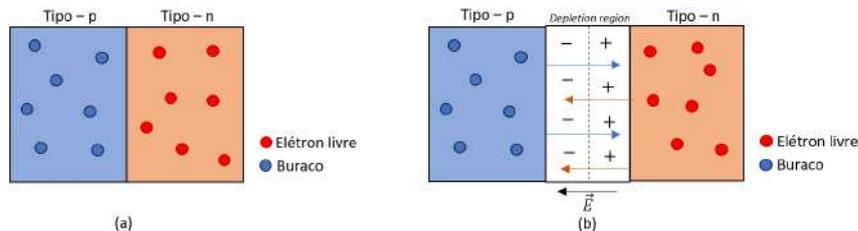


Figura 2.6: Representação pictórica da junção  $p - n$ . (a) Ambos semicondutores lado a lado de semicondutores tipo  $p$  e  $n$  com seus respectivos excessos. (b) Funcionamento básico de uma junção do tipo  $p$  e  $n$ .

Observando a figura 2.6 (b), podemos entender de maneira simplificada o que ocorre nessa junção. Se as partículas envolvidas nesse processo não tivessem carga, ambas preencheriam uniformemente todo o volume da junção. No entanto, devido às suas cargas, os elétrons livres do tipo  $n$ , ao se difundirem, causam um acúmulo de cargas negativas na interface entre ambos os materiais. Da mesma forma, os buracos causam um acúmulo de cargas positivas também na interface.

Essa difusão não ocorre indefinidamente. Os movimentos das cargas produzem um campo elétrico no sentido do tipo  $n$  para o tipo  $p$ . A região entre as interfaces de ambos os materiais é conhecida como *depletion region* (região de depleção). Como resultado, essa região possui uma alta resistividade e só pode ser alterada com a aplicação de um campo elétrico externo.

O desenvolvimento de heteroestruturas a partir das junções  $p - n$  possibilitou a ampla utilização dos lasers de diodo, especialmente devido à capacidade de operar em temperatura ambiente, eliminando a necessidade de técnicas de criogenia. Os lasers de diodo modernos utilizam a *double heterostructure* (DH) para seu funcionamento. A

contribuição significativa das DHs para os lasers foi reconhecida com o Prêmio Nobel de Física concedido a Zhores Alferov (1930-2019) e Herbert Kroemer.

Essencialmente, uma DH é composta por uma região “sanduíche” entre semicondutores do tipo  $n$  e  $p$ , como ilustrado na figura 2.7. Essa região é uma placa fina, com cerca de  $0.1 \mu m$  a  $0.2 \mu m$  de espessura, e é formada por um material semiconductor não dopado, ou seja, sem impurezas.

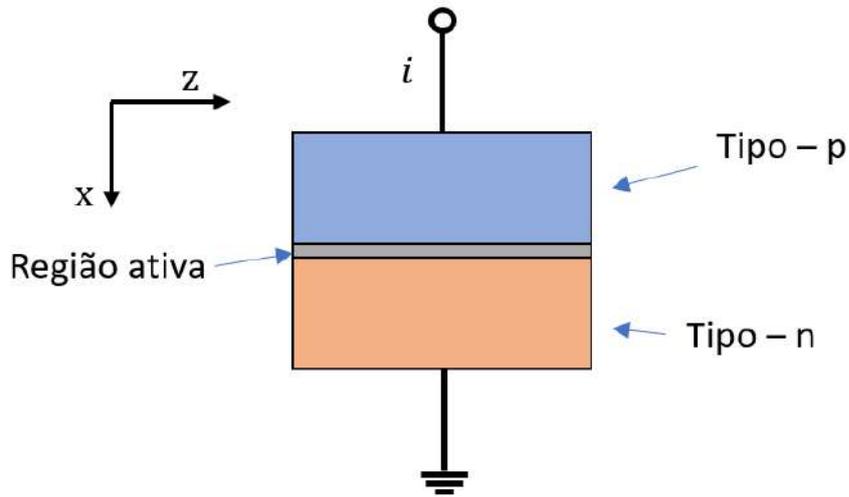


Figura 2.7: Representação simples de uma *Double Heterostructure*.

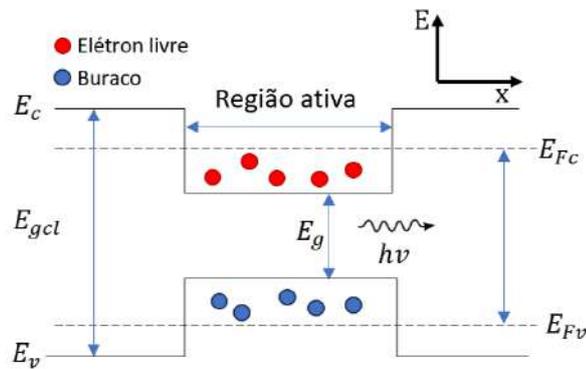


Figura 2.8: Bandas de condução e valência de uma *Double Heterostructure*. Adaptado de (YARIV, 1989).

Na figura 2.8, é apresentado um esquema das bandas de energia do material ativo dos lasers de diodo. O gap de energia entre as camadas que envolvem a região ativa é da ordem de  $E_{gcl}$ . Além disso, esse gap é significativamente maior que o gap dentro da região ativa, implicando que a luz gerada dentro dessa região não possui energia suficiente para ser absorvida.

O poço potencial formado na figura 2.8 recebe elétrons e buracos das camadas que envolvem a região ativa. Desse modo, a captura dessas partículas nos poços aumenta a probabilidade de recombinação e, conseqüentemente, resulta na formação do feixe laser.

Outro detalhe importante é o índice de refração,  $n$ , como ilustrado na figura 2.9 (a). Dentro da região ativa, devido a um gap de energia menor, o índice terá seu maior

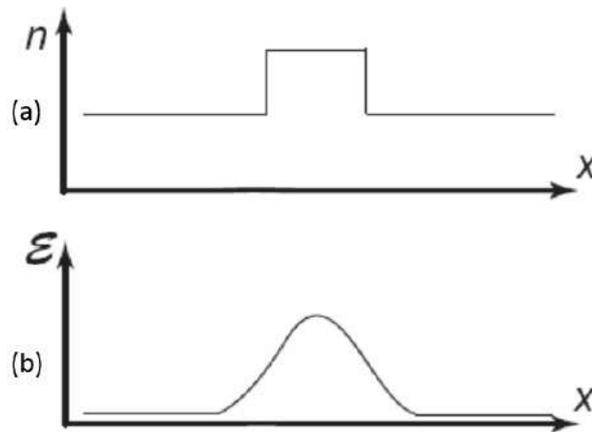


Figura 2.9: (a) Perfil do índice de refração. (b) Perfil do campo elétrico na direção de propagação  $z$ . (BADILITA, 2004).

valor. Entretanto, nas camadas que envolvem a região ativa, devido ao seu gap de energia ser maior, provocará um índice menor.

Na figura 2.9 (b), apresenta-se o perfil de densidade de energia óptica transversal, mostrando a distribuição da intensidade luminosa na direção perpendicular à propagação da luz. A forma desse perfil dependerá exclusivamente da geometria e das características do laser. Neste caso, na figura 2.9 (b), temos um perfil gaussiano.

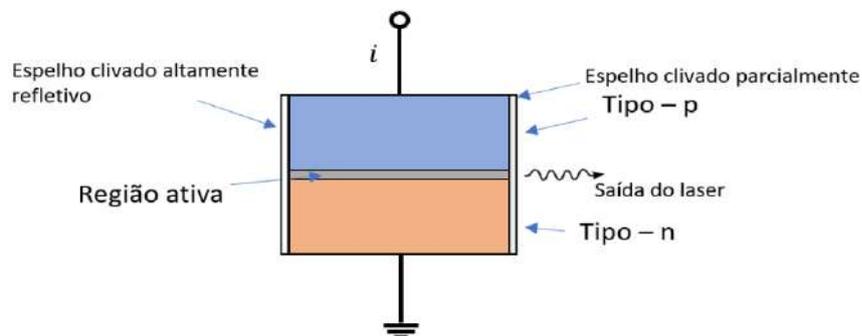


Figura 2.10: Representação formal de uma cavidade de um diodo.

O próximo passo é posicionar esse material ativo (*double heterostructure*) em uma cavidade ressonante, como discutido anteriormente. Para isso, são colocados dois espelhos perpendiculares à região ativa, conforme ilustra a figura 2.10. A luz do laser, após completar todo o processo, sairá pelo espelho parcialmente clivado. Além disso, o comprimento de onda de um laser de diodo é determinado pelo gap de energia da região ativa, pois a energia do fóton é essencialmente próxima à do gap.

Os lasers de diodo modernos exibem uma estrutura mais complexa, conforme ilustrado na figura 2.11, que guarda semelhanças com o nosso diodo. Todavia, os princípios discutidos anteriormente mantêm-se válidos.

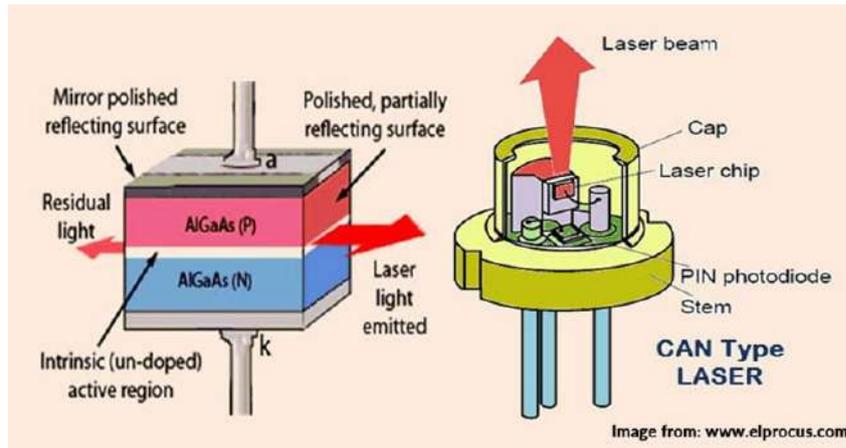


Figura 2.11: Representação de uma junção p-n para um laser de diodo na parte esquerda da figura e a representação de um laser tipo CAN ao seu lado.

## 2.2 Óptica não linear

A óptica não linear é um campo de estudo dedicado à análise das interações entre a luz e a matéria, proporcionando uma abertura para fenômenos ópticos consideravelmente mais complexos do que aqueles abordados pela óptica linear tradicional (POWERS; HAUS, 2017). Dentro desse domínio, tais fenômenos se manifestam quando a luz atinge níveis de intensidade capazes de provocar alterações nas propriedades ópticas dos materiais.

Uma das primeiras evidências da observação de efeitos não lineares foi experimentalmente demonstrada pouco tempo após a criação do primeiro laser em 1960 (MAIMAN, 1960), por meio do processo de geração de segundo harmônico (FRANKEN *et al.*, 1961). Ao longo do tempo, a óptica não linear expandiu significativamente para além dos estudos de compreensão de aspectos fundamentais da área, como também abriu um leque de possibilidades para avanços tecnológicos.

Para compreender os fenômenos presentes na óptica não linear, mergulhamos nas equações de Maxwell. Estas equações poderosas servem como a espinha dorsal da teoria eletromagnética, fornecendo uma descrição da interação e propagação de campos elétricos e magnéticos oscilantes no tempo. Essas oscilações desempenham um papel fundamental no entendimento da propagação da luz através de diferentes meios, seja o vácuo ou meios materiais, possibilitando um estudo mais aprofundado dos diversos fenômenos ópticos. As equações de Maxwell podem ser apresentadas na forma diferencial ou integral; neste caso, optaremos pela primeira forma em um meio material. Elas podem ser expressas como:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.10)$$

onde  $\mathbf{D}$  representa o deslocamento elétrico no meio material,  $\rho$  descreve a densidade de cargas volumétrica,  $\mathbf{B}$  representa a indução magnética,  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico,  $\mathbf{H}$  é o campo magnético,  $\mathbf{J}$  é a densidade de corrente. Além disso,  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{B}$  são definidos por uma relação constitutiva em termos dos campos elétrico e magnético, descritos por:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.11)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2.12)$$

no qual  $\mathbf{M}$  denota a magnetização,  $\mathbf{P}$  a polarização do meio, e as constantes  $\varepsilon_0^2$  e  $\mu_0^3$  correspondem, respectivamente, às constantes de permissividade elétrica e permeabilidade magnética no vácuo.

Quando observamos a interação do material com a luz, o campo elétrico induzirá uma redistribuição de cargas dentro desse material, resultando em momentos dipolares que, do ponto de vista macroscópico, se manifestam na forma de polarização. A relação linear resultada dessa interação,

$$\mathbf{P} \approx \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}, \quad (2.13)$$

se torna uma aproximação válida na presença de campos fracos  $\mathbf{E}$ . Na equação (2.13), o termo  $\chi^{(1)}$  representa a susceptibilidade de primeira ordem, capaz de descrever efeitos ópticos lineares. Além disso, a susceptibilidade está diretamente relacionada ao índice de refração do meio por meio da seguinte relação:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi), \quad (2.14)$$

resultando em,

$$n = \sqrt{1 + \chi}. \quad (2.15)$$

Para lidar com a resposta não linear dos materiais na interação com campos fortes  $\mathbf{E}$ , podemos generalizar a equação (2.13), expressando a polarização por meio de uma expansão em série de potências do campo elétrico, como:

$$\mathbf{P} \simeq \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \equiv \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots \quad (2.16)$$

---

<sup>2</sup>  $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$   
<sup>3</sup>  $\mu_0 = 4 \cdot \pi \times 10^{-7} \frac{Tm}{A}$

onde as quantidades  $\chi^{(2)}$  e  $\chi^{(3)}$  são conhecidas como as susceptibilidades não lineares de segunda e terceira ordem, respectivamente. Nesta dissertação, nos limitaremos à segunda ordem, pois engloba diversos processos, entre os quais a conversão paramétrica descendente espontânea (do inglês *Spontaneous Parametric Down-Conversion* - SPDC) está presente. Por fim, elencaremos alguns dos principais processos não lineares de segunda ordem de forma qualitativa.

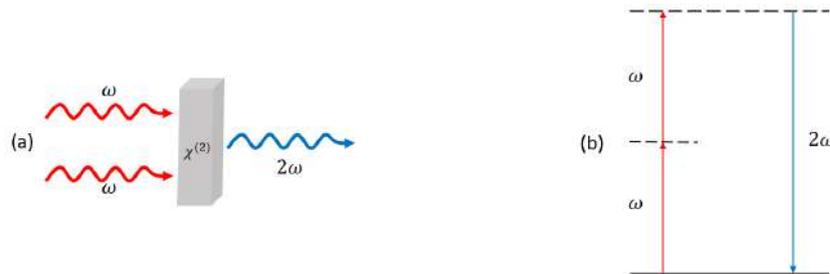


Figura 2.12: (a) Esquema do processo de Geração de Segundo Harmônico (SHG, do inglês *Second Harmonic Generation*). (b) Diagrama de energia do processo de SHG.

O primeiro processo é a geração de segundo harmônico (do inglês *Second Harmonic Generation* - SHG). Foi um dos primeiros a ser demonstrado experimentalmente, logo após a construção do primeiro laser (FRANKEN *et al.*, 1961). Nesse processo, dois fótons com a mesma frequência,  $\omega$ , ao interagirem com um cristal não linear de segunda ordem, produzem um fóton com a frequência  $2\omega$ . Na figura 2.12 (a), podemos visualizar uma representação simples desse processo. Na figura 2.12 (b), temos uma representação dos níveis de energia nesse processo. A linha sólida representa o estado fundamental, e as linhas tracejadas representam níveis virtuais. Esses níveis não representam os níveis de energia de um átomo livre, mas têm o papel de apenas ilustrar a energia durante a realização do processo.

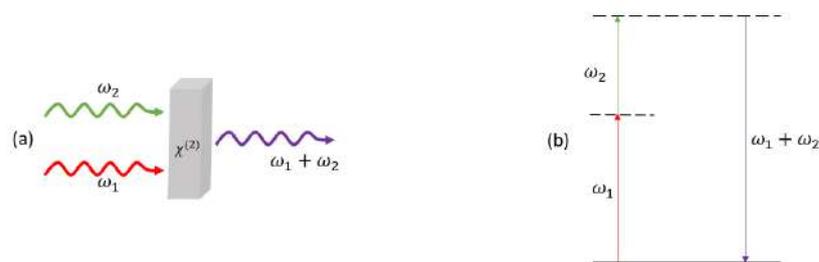


Figura 2.13: (a) Esquema do processo de Geração por Soma de Frequências (SFG, do inglês *Sum Frequency Generation*). (b) Diagrama de energia do processo de SFG.

Outro processo que podemos destacar é o de geração por soma de frequências (do inglês *Sum Frequency Generation* - SFG), destacado na figura 2.13 (a). Esse processo é bastante similar à geração de segundo harmônico, com a diferença de que dois fótons terão frequências distintas e se aniquilarão para criar um terceiro fóton com a frequência somada de ambos. Ao lado, na figura 2.13 (b), temos o diagrama de energia para esse processo.

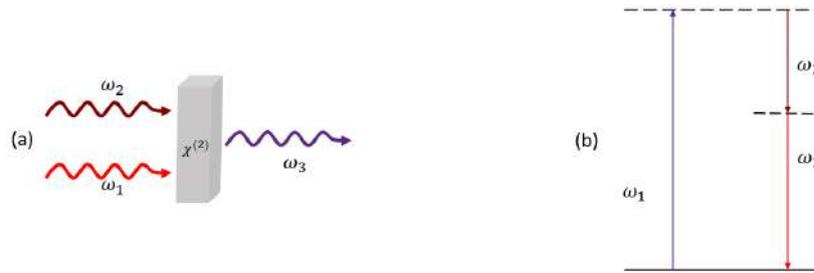


Figura 2.14: (a) Esquema do processo de Geração por Diferença de Frequência (DFG, do inglês *Difference Frequency Generation*) (b) Diagrama de energia do processo de DFG.

Como último exemplo de um processo óptico não linear de segunda ordem temos a geração de diferença de frequências (do inglês *Difference Frequency Generation - DFG*), visto na figura 2.14 (a). Os processos de DFG e SFG aparentam ser semelhantes à primeira vista. Entretanto, existe uma diferença importante entre esses processos observada do ponto de vista dos diagramas de energia dos fótons. Pela conservação de energia, cada fóton de frequência  $\omega_3$  criado na DFG, precisa que um fóton de frequência  $\omega_1$  seja aniquilado e um fóton de frequência menor  $\omega_2$  seja criado. Desse modo, o fóton com  $\omega_2$  criado é amplificado. Observando o diagrama de energia exposto na figura 2.14 (b), o átomo irá absorver o fóton ( $\omega_1$ ) atingindo o maior nível virtual. Logo após, o nível de energia do átomo decai com a emissão de dois fótons ( $\omega_2$  e  $\omega_3$ ) estimulados pela presença do fóton  $\omega_2$  que já estava presente. A emissão de dois fótons pode ocorrer sem a presença do fóton  $\omega_2$ . Nesse caso, teremos um processo muito mais difícil de acontecer devido à sua emissão espontânea de dois fótons, e esse processo é justamente o utilizado nesta dissertação, o de conversão paramétrica descendente espontânea (do inglês *spontaneous parametric down-conversion - SPDC*), observado experimentalmente na década de 1960 (HARRIS; OSHMAN; BYER, 1967) (BYER; HARRIS, 1968).

## 2.3 Conversão paramétrica descendente espontânea

O processo de SPDC é um caso especial do DFG. A diferença essencial entre esses processos reside na adição do termo espontâneo, visto que a Conversão Paramétrica Descendente (do inglês *parametric down-conversion - PDC*) é explicada pelos princípios abordados na DFG. Na SPDC, um feixe de bombeio, denominado "*pump*", com frequência  $\omega_p$ , ao interagir com um cristal não linear de segunda ordem,  $\chi^{(2)}$ , origina dois fótons conhecidos na literatura como "*signal*" e "*idler*", com frequências  $\omega_s$  e  $\omega_i$ , respectivamente. Um esboço desse processo pode ser visto na Figura 2.15. Quando o feixe de bombeamento interage dentro do cristal, uma parte dele é espontaneamente aniquilada para criar os fótons gêmeos. Durante esse processo, o primeiro fóton do par, chamado de idler na literatura, é gerado. Em uma escala de picossegundos, dependendo do filtro de interferência, o segundo fóton do par, chamado de complementar (HONG; OU; MANDEL, 1987), é observado,

indicando assim o "nascimento" dos fótons praticamente simultaneamente, o que os torna conhecidos como fótons gêmeos.

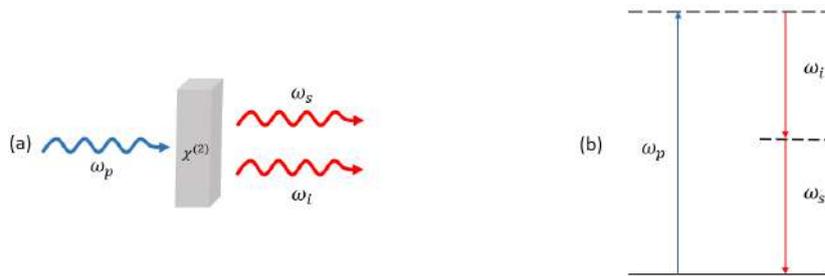


Figura 2.15: (a) Esquema do processo de Conversão Paramétrica Descendente Espontânea (SPDC, do inglês *Spontaneous Parametric Down Conversion*). (b) Diagrama de energia do processo de SPDC.

Outro aspecto crucial dentro desses processos não lineares é a questão da conservação de energia e momento, formuladas na seguinte maneira:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \quad (2.18)$$

onde  $\mathbf{k}_p$ ,  $\mathbf{k}_s$  e  $\mathbf{k}_i$ , são os vetores de onda do feixe de bombeio, do *signal* e do *idler* respectivamente. As equações (2.17) e (2.18) permitem perceber que os fótons gêmeos podem ser gerados com diferentes frequências, resultando em uma variedade de frequências entre o par, desde que a condição  $\Delta\omega = 0$  seja satisfeita. No entanto, alcançar simultaneamente essas condições de casamento de fase não é trivial.

Os processos não lineares geralmente exibem uma baixa taxa de eficiência, e, no contexto específico da SPDC, é comum observarmos uma eficiência da ordem de  $10^{-7}$ . Nesse sentido, os cristais birrefringentes desempenham um papel importante na melhoria das taxas de eficiência por meio da interferência construtiva dos campos (BOYD, 2008). Alcançar esse objetivo está relacionado com um adequado casamento de fase entre o cristal e o feixe de bombeio. No caso de cristais uniaxiais, que possuem um único eixo óptico  $z$ , e índices de refração ordinária ( $n_o$ ) e extraordinária ( $n_e$ ).

Para cristais uniaxiais negativos, onde  $n_o > n_e$ , as polarizações do feixe de bombeio devem estar no plano que contém o vetor de propagação  $\vec{k}$  e o eixo óptico  $z$ , sendo denominadas polarizações extraordinárias. Já para cristais uniaxiais positivos, onde  $n_e > n_o$ , as polarizações do bombeio estão perpendiculares ao plano que contém o vetor  $\vec{k}$  e eixo óptico  $z$ , sendo chamadas de polarizações ordinárias. Portanto, as técnicas de casamento de fase podem ser divididas em dois tipos: tipo I e tipo II, e foram estudadas detalhadamente na década de 1960 (MIDWINTER; WARNER, 1965).

Na figura 2.16, temos a representação do casamento de fase tipo I. Nesse caso, os fótons gêmeos saem com polarizações iguais, e ortogonais à polarização do feixe de bombeio. Portanto, se a polarização do feixe de bombeio é ordinária, isso resultará em

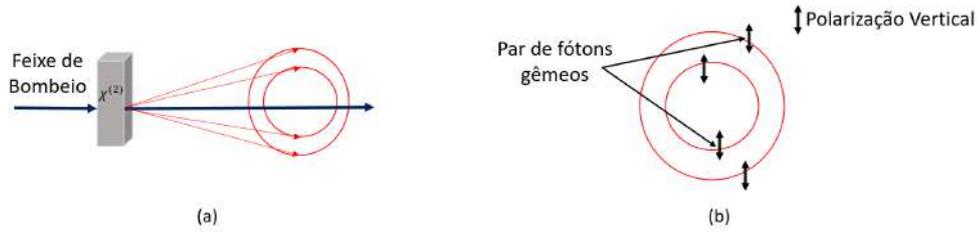


Figura 2.16: (a) Esquema do casamento de fase tipo-I. (b) Visão frontal dos cones de polarizações no contexto de casamento de fase tipo-I.

pares de fótons com polarizações extraordinárias.

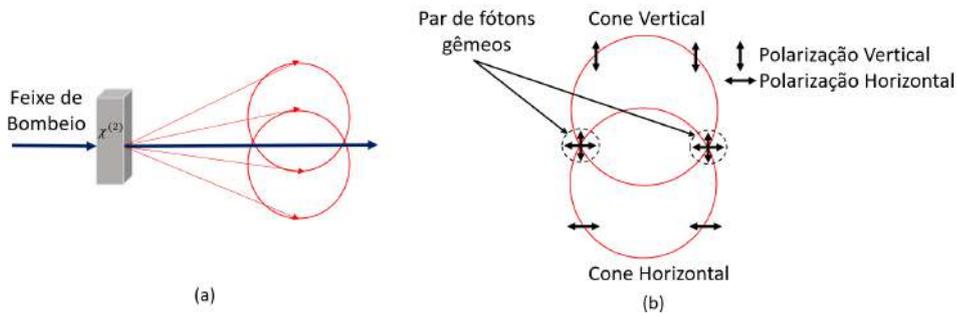


Figura 2.17: (a) Esquema do casamento de fase tipo-2. (b) Visão frontal dos cones de polarizações no contexto de casamento de fase tipo-2.

Na figura 2.17, temos a representação do casamento de fase tipo II. Nesse caso, os fótons gêmeos saem com polarizações ortogonais entre si. Esse casamento de fase foi utilizado experimentalmente pela primeira vez com sucesso na década de 1990, representando um avanço significativo na geração de pares devido à sua alta eficiência (KWIAT *et al.*, 1995).

Adicionalmente, podemos experimentar o casamento de fase mediante um ajuste de ângulo do cristal em relação à direção que a luz polarizada de bombeio se propaga. Por exemplo, usemos a situação do cristal uniaxial negativo. A luz do bombeio polarizada experimentará um índice de  $n_e(\theta)$ , onde esse ângulo é formado pelo eixo óptico  $z$  e o vetor de onda  $\mathbf{k}$  conforme a relação,

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2(\theta)}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2}, \quad (2.19)$$

sendo o termo  $\bar{n}_e^2$  o valor nominal do índice extraordinário. Desse modo, o casamento de fase é obtido por meio do ajuste ângulo que nos possibilita encontrar o valor  $n_e(\theta)$  para satisfazer  $\Delta k \approx 0$ . Para mais detalhes dessa dedução indicamos a referência (SILVA, 2008).

Durante o Capítulo 4, iremos apresentar nossa configuração experimental baseada no casamento de fase tipo II, utilizada na nossa fonte de fótons quanticamente correlacionados.

O cristal não linear de segunda ordem empregado nesta dissertação pertence à família do Fosfato de Titanil de Potássio ( $KTiOP_4$  - KTP), mais precisamente, à sua variante periodicamente polarizada (PPKTP)

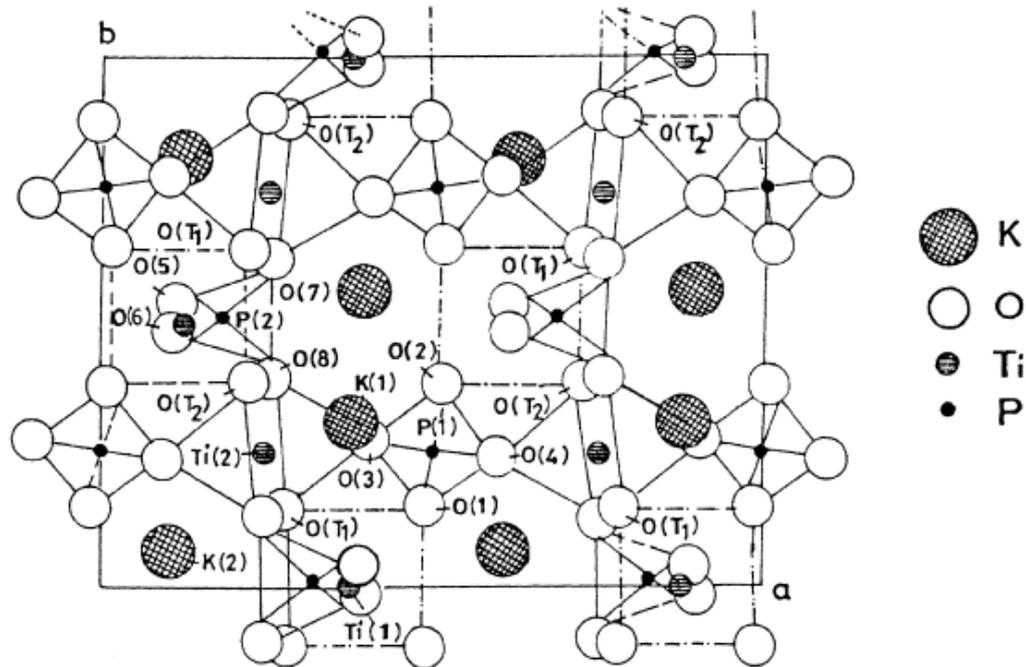


Figura 2.18: Projeção da estrutura cristalina do KTP na direção (001). Extraída de (TORDJMAN *et al.*, 1974).

A determinação inicial da estrutura cristalina desta família ocorreu durante a década de 1970 (TORDJMAN *et al.*, 1974). Trata-se de um cristal com estrutura ortorrômbica, associado ao grupo pontual  $mm2$ , não centrado, pertencente ao grupo espacial  $Pna2_1$ , com parâmetros de rede cristalina  $a = 12,819, \text{Å}$ ,  $b = 6,404, \text{Å}$  e  $c = 10,616, \text{Å}$  (THOMAS; GLAZER; WATTS, 1990). A projeção da estrutura cristalina deste cristal é ilustrada na figura 2.18.

Uma importante característica dos cristais não lineares de segunda ordem presentes em fontes de SPDC, é a exibição da ferroeletricidade. Nesse contexto, um cristal ferroelétrico apresenta uma polarização intrínseca com um domínio claramente definido, o qual pode ser alterado mediante a aplicação de um campo elétrico externo. Para se ter um PPKTP, a partir de um cristal KTP, envolve a utilização de uma técnica de *poling*, desenvolvida pela empresa Raicol em parceria com a universidade de Tel Aviv (PLAUT, 2020), que essencialmente consiste na aplicação de um campo elétrico externo com o intuito de manipular os domínios periódicos dentro do cristal.

Na figura 2.19 temos a representação dos domínios ferroelétricos para cristais ferroelétricos. Com a figura 2.19 (a) representamos um cristal com único domínio periódico como no KTP. Da figura 2.19 (b), podemos observar a estrutura de um cristal que passou pela técnica de *poling*. O  $\Lambda$  é conhecido como período da inversão de domínio. A utilização

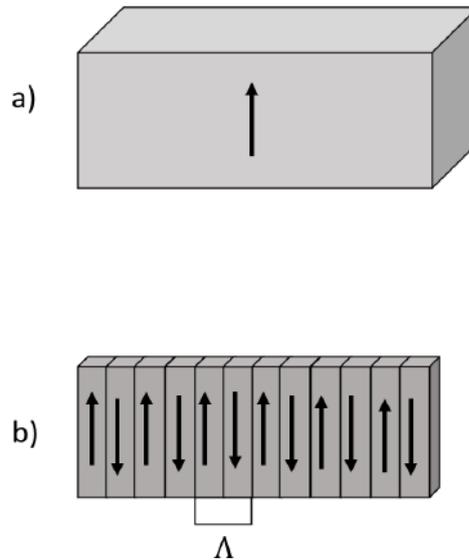


Figura 2.19: Representação pictórica dos domínios ferroelétricos de um cristal não linear de segunda ordem. (a) Cristal com um único domínio. (b) Cristal com inversão periódica do domínio.

de cristais com inversões periódicas de domínios insere-se no contexto do casamento de fase. Há circunstâncias em que o casamento de fase não se concretizará, e nem sempre o equilíbrio entre a birrefringência e a dispersão do cristal não linear será capaz de anular o argumento das funções de (2.19) (SILVA, 2008). Nesse sentido, a utilização de cristais com inversão periódica substitui o casamento de fase por uma condição de “quase” casamento de fase. A alternância na orientação do eixo óptico, promovida pela inversão periódica, desencadeia uma oscilação que anula o fator de casamento de fase, em situações que anteriormente era não nulo.

## 2.4 Funções de correlação e a desigualdade de Cauchy-Schwarz

Para determinar as correlações da nossa fonte, utilizaremos uma aplicação direta da desigualdade de Cauchy-Schwarz. Essa desigualdade é amplamente utilizada dentro de áreas da física e matemática. Em princípio, ela nos diz que o valor absoluto entre o produto interno de dois vetores ( $\mathbf{u}$  e  $\mathbf{v}$ ) não pode ser maior que o produto das suas normas, desse modo:

$$|\langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle| \leq \|\mathbf{u}\| \cdot \|\mathbf{v}\|, \quad (2.20)$$

os vetores  $\mathbf{u}$  e  $\mathbf{v}$  representam as quantidades que variam no tempo como campos, amplitudes e demais grandezas ópticas e ondulatórias. O produto interno pode ser visto como a correlação entre esses vetores, e por fim, as normas representam suas amplitudes.

No contexto de fotodeteção dos campos clássicos que alcançam os detectores, a

desigualdade pode ser utilizada para estabelecer um limite superior para dedução das magnitudes das correlações temporais entre esses campos. Considere uma fonte luminosa com detectores posicionados em  $\mathbf{r}_1$  e  $\mathbf{r}_2$  para medimos intensidades  $I_1$  e  $I_2$  de campos 1 e 2 emitidos da fonte, conforme ilustra figura 2.20.

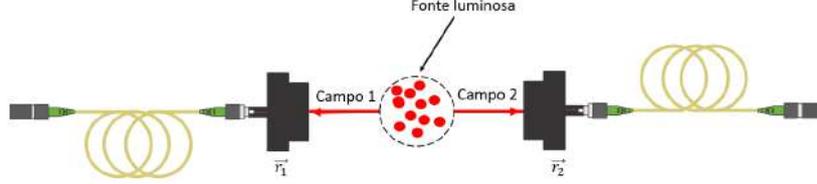


Figura 2.20: Medida de intensidade por detectores posicionados em  $\mathbf{r}_1$  e  $\mathbf{r}_2$ , para campos 1 e 2, respectivamente

O procedimento usual de um detector de luz envolve a obtenção da média temporal da intensidade dos campos incidentes. Essa medida é influenciada pela integração temporal do detector, bem como pela característica e forma da luz. Em um contexto de campos clássicos descritos por suas amplitudes complexas  $\xi$ , a expressão para intensidade média detectada em cada detector  $i$  é proporcionada por  $I_i \propto |\xi_i|^2$ , tal que

$$\langle I_1 \rangle = \int \psi(\xi_1) I_1(\xi_1) d^2 \xi_1, \quad (2.21)$$

$$\langle I_2 \rangle = \int \psi(\xi_2) I_2(\xi_2) d^2 \xi_2, \quad (2.22)$$

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \int \psi(\xi_1, \xi_2) I_1(\xi_1) I_2(\xi_2) d^2 \xi_1 d^2 \xi_2, \quad (2.23)$$

de modo que a quantidade  $\psi(\xi)$  representa a distribuição de probabilidade que descreve a probabilidade de detecção. Esta por sua vez é definida no plano complexo, e com a consideração de campos clássicos, ela tem que ser positiva e normalizada, tal que  $\int \psi(\xi) d^2 \xi = 1$ .

Para seguir na demonstração da desigualdade, vamos definir uma função que seja real do tipo:

$$f(\xi_1, \xi_2) = I_1(\xi_1) + \lambda I_2(\xi_2), \quad (2.24)$$

sendo  $\lambda$  um fator de proporcionalidade de valor arbitrário. Seja  $\phi(\xi_1 \xi_2)$  a distribuição de probabilidades definida para essa função, e como essa distribuição é positiva, vale a desigualdade:

$$\iint \psi(\xi_1, \xi_2) |f(\xi_1, \xi_2)|^2 d^2 \xi_1 d^2 \xi_2 \geq 0. \quad (2.25)$$

Se consideramos as intensidades dentro da equação (2.24) reais, podemos chegar no seguinte resultado:

$$\begin{aligned} & \iint \psi(\xi_1, \xi_2) f(\xi_1, \xi_2) f(\xi_1, \xi_2)^* d^2\xi_1 d^2\xi_2 = \iint \psi(\xi_1, \xi_2) I_1^2(\xi_1) d^2\xi_1 d^2\xi_2 \\ & + \lambda^2 \iint \psi(\xi_1, \xi_2) I_2^2(\xi_2) d^2\xi_1 d^2\xi_2 + 2\lambda \iint \psi(\xi_1, \xi_2) I_1(\xi_1) I_2(\xi_2) d^2\xi_1 d^2\xi_2 \geq 0. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Sabendo que

$$\int \psi(\xi_i, \xi_j) d^2\xi_j = \psi(\xi_i), \quad (2.27)$$

sendo que  $i = 1, 2$ , nos permite reescrever a desigualdade (2.26),

$$\begin{aligned} & \iint \psi(\xi_1) I_1^2(\xi_1) d^2\xi_1 + \lambda^2 \iint \psi(\xi_2) I_2^2(\xi_2) d^2\xi_2 \\ & + 2\lambda \iint \psi(\xi_1, \xi_2) I_1(\xi_1) I_2(\xi_2) d^2\xi_1 d^2\xi_2 \geq 0. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Utilizando os resultados das equações (2.21), (2.22) e (2.23), obteremos:

$$\langle I_1^2 \rangle + \lambda^2 \langle I_2^2 \rangle + 2\lambda \langle I_1 I_2 \rangle \geq 0, \quad (2.29)$$

escolhendo  $\lambda$  como:

$$\lambda = -\frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_2^2 \rangle}, \quad (2.30)$$

reescrevemos a equação (2.29) como:

$$\langle I_1^2 \rangle + \lambda \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} - 2\lambda \frac{\langle I_1 I_2 \rangle^2}{\langle I_2^2 \rangle} \geq 0, \quad (2.31)$$

$$\langle I_1^2 \rangle \langle I_2^2 \rangle \geq \langle I_1 I_2 \rangle^2, \quad (2.32)$$

e, portanto, obtivemos a desigualdade de Cauchy-Schwarz, que para correlações entre as intensidades produzidas pelos campos clássicos que flutuam no tempo, descrita na figura 2.20:

$$\langle I_1^2(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle I_2^2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \geq \langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle^2. \quad (2.33)$$

Através da realização de fotocontagens, podemos medir as probabilidades de detecção dos campos 1 e 2 fazendo uma relação com a equação (2.33). Desse modo, podemos definir o nosso conjunto de probabilidades que caracterizará o sistema como:

- $p_{12}$  - probabilidade de se poder detectar um par de fótons em dois detectores distintos;
- $p_i$  - probabilidade de detectar apenas um único no campo,  $i(i = 1, 2)$ ;
- $p_{ii}$  - probabilidade de detectar dois fótons originados do mesmo campo,  $i(i = 1, 2)$ .

Para a função de correlação cruzada dos campos 1 e 2, teremos

$$g_{12} = \frac{p_{12}}{p_1 p_2} \equiv \frac{\langle \hat{I}_1 \hat{I}_2 \rangle}{\langle \hat{I}_1 \rangle \langle \hat{I}_2 \rangle}, \quad (2.34)$$

e para as autocorrelações,

$$g_{ii} = \frac{p_{ii}}{p_i^2} \equiv \frac{\langle \hat{I}_i^2 \rangle}{\langle \hat{I}_i \rangle^2}, \quad (2.35)$$

a equação (2.34) nos dá a probabilidade de detecção de um fóton de cada feixe.

Com a introdução das funções de correlações (2.34) e (2.35), a desigualdade (2.33) pode ser reescrita como:

$$g_{12}^2 \leq g_{11} g_{22}, \quad (2.36)$$

com a razão entre essas quantidades acima, fornecendo outro parâmetro de análise, definido como:

$$R \equiv \frac{g_{12}^2}{g_{11} g_{22}} \leq 1, \quad (2.37)$$

denominado de parâmetro  $R$ , que já vem sendo utilizado desde da década de 1970 (CLAUSER, 1974). A dedução do parâmetro  $R$  foi realizada utilizando aspectos clássicos da teoria eletromagnética, de forma que um valor deste parâmetro acima de 1, violando a desigualdade (2.37) indica a presença de correlações quânticas entre os fótons dos feixes de intensidade  $I_1$  e  $I_2$ . Portanto, iremos utilizar o parâmetro  $R$  para identificar correlações quânticas na fonte de fótons construída neste trabalho.

## 3 Instrumentação do laser de diodo

Na secção 2.1 do capítulo anterior, abordamos aspectos históricos e conceituais específicos relacionados ao laser de diodo. No presente capítulo, delinearemos os materiais indispensáveis para a construção da cabeça para o laser de diodo e descreveremos o processo de montagem, baseando-nos no design concebido pelo Prof. Dr. Daniel Felinto durante seu estágio de pós-doutorado no Caltech. Adicionalmente, será apresentada a caracterização do nosso laser.

### 3.1 Construção do sistema caseiro para o laser

Uma das características mais importantes do laser de diodo reside na sua notável capacidade de ser alimentado de maneira simplificada por meio de uma corrente elétrica. Em virtude dessa característica, o setor de eletrônica do departamento de física da UFPE desenvolveu controladores de corrente que operam de maneira eficiente para lasers de diodo (conferir apêndice B). A construção da cabeça e sistema de controle do nosso laser ocorreu no Laboratório de Redes Quânticas na UFPE, o qual já se dedicava à pesquisa com lasers desse tipo, contudo, direcionado à área de física atômica, operando em comprimentos de onda de 780 nm devido às transições do rubídio (ALVES, 2019)(MARTÍNEZ, 2018)(MARINHO, 2022). Nesse contexto, o interesse neste projeto surgiu com a proposta de utilizar lasers desse tipo, para a construção de uma montagem experimental baseada no processo de SPDC (CAI *et al.*, 2022).



Figura 3.1: Laser de Diodo L405P150 *can type* para 405 nm, com potência máxima de 150 mW. Fonte: Thorlabs.

O componente central do nosso laser é um diodo da Thorlabs, especificamente o modelo L405P150, conforme representado na figura 3.1. Inicialmente, esse diodo será integrado a um tubo colimador. Devido à significativa divergência nos feixes dos lasers de diodo, é essencial realizar o processo de colimação, que visa tornar os feixes paralelos

durante sua propagação. Para esta finalidade, as lentes asféricas se revelam ideais, uma vez que não introduzem aberrações esféricas. A seleção específica da lente baseia-se nas informações de referência fornecidas pela Thorlabs.

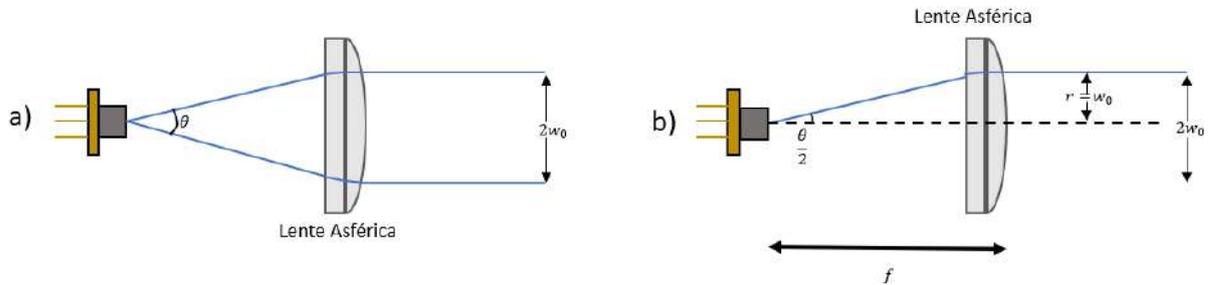


Figura 3.2: Representação pictórica da colimação de um feixe por meio de uma lente asférica. (a) Propagação de um feixe de um laser de diodo. (b) Representação dos elementos essenciais para o cálculo da lente asférica a ser utilizada. Adaptada da Thorlabs.

Na figura 3.2, apresentamos os parâmetros relevantes para o cálculo da lente de colimação. Aqui,  $\theta$  refere-se ao ângulo de divergência, considerando a maior abertura entre os ângulos de divergência paralela ou perpendicular. Em outras palavras, seleciona-se o maior ângulo para o cálculo da lente. Além disso,  $2w_0$  representa o diâmetro do feixe, enquanto  $r$  simboliza o raio do feixe colimado. Por fim,  $f$  denota a distância focal da lente a ser determinada.

A relação utilizada para o cálculo da lente de colimação é descrita da seguinte forma:

$$f = \frac{r}{\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (3.1)$$

Nas especificações do nosso diodo, conforme detalhado no Apêndice A, os ângulos de divergência perpendicular e paralelo são, respectivamente,  $19^\circ$  e  $9^\circ$ . Assim, consideraríamos no nosso diodo que o ângulo perpendicular é o maior, e seria o selecionado para o cálculo. Entretanto, a própria Thorlabs também oferece recomendações acerca dos componentes a serem utilizados para a colimação de seus diodos comercializados, como foi no nosso caso.

A lente escolhida para o processo de colimação foi a A220TM-A. Além disso, o tubo colimador adotado é um SM05L10, e o adaptador necessário para a lente ser inserida nesse tubo é uma S05TM09. Adicionalmente, será utilizado um soquete compatível (S038S) para o diodo, o qual será posicionado em suas pernas para facilitar a soldagem dos fios que serão conectados à fonte de corrente. Todos esses componentes foram adquiridos na Thorlabs. A figura 3.3 proporciona uma visão completa da montagem do nosso tubo colimador, integrando o diodo, a lente e o soquete.

O tubo mencionado será inserido em uma estrutura retangular de cobre, a qual possui sete orifícios, sendo quatro passantes e três rosqueados. Três dos orifícios passantes têm o propósito de fixar a peça de cobre em outra peça retangular de alumínio, enquanto o quarto orifício destina-se a acoplar o tubo. Dos três orifícios rosqueados, apenas um

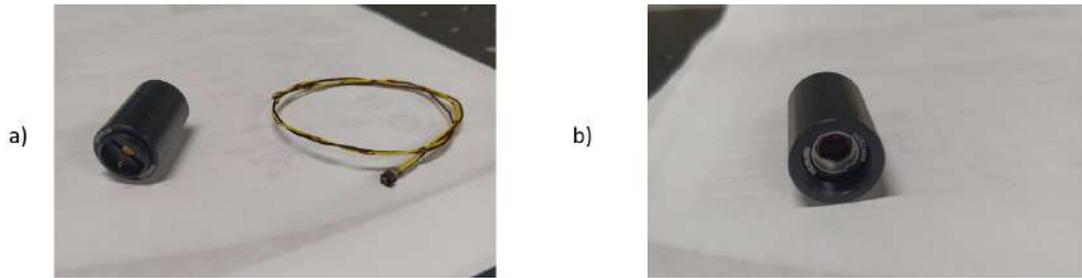


Figura 3.3: Fotografias lado a lado do tubo colimador. (a) Parte posterior do tubo colimador montado e ao seu lado o soquete. (b) Parte frontal do tubo colimador montado.

foi utilizado para fixar o tubo, enquanto os outros dois permanecem disponíveis para a instalação de sensores de temperatura, visando futuras melhorias em relação ao controle do laser.

A peça retangular de alumínio mencionada, além de atuar como ponto de fixação para a peça de cobre, apresenta mais dois orifícios passantes para ser fixada na mesa óptica e quatro orifícios rosqueados destinados à fixação na estrutura de acrílico. Detalhes precisos sobre as dimensões e configurações para a fabricação das estruturas de cobre e alumínio podem ser encontrados na figura 3.4.

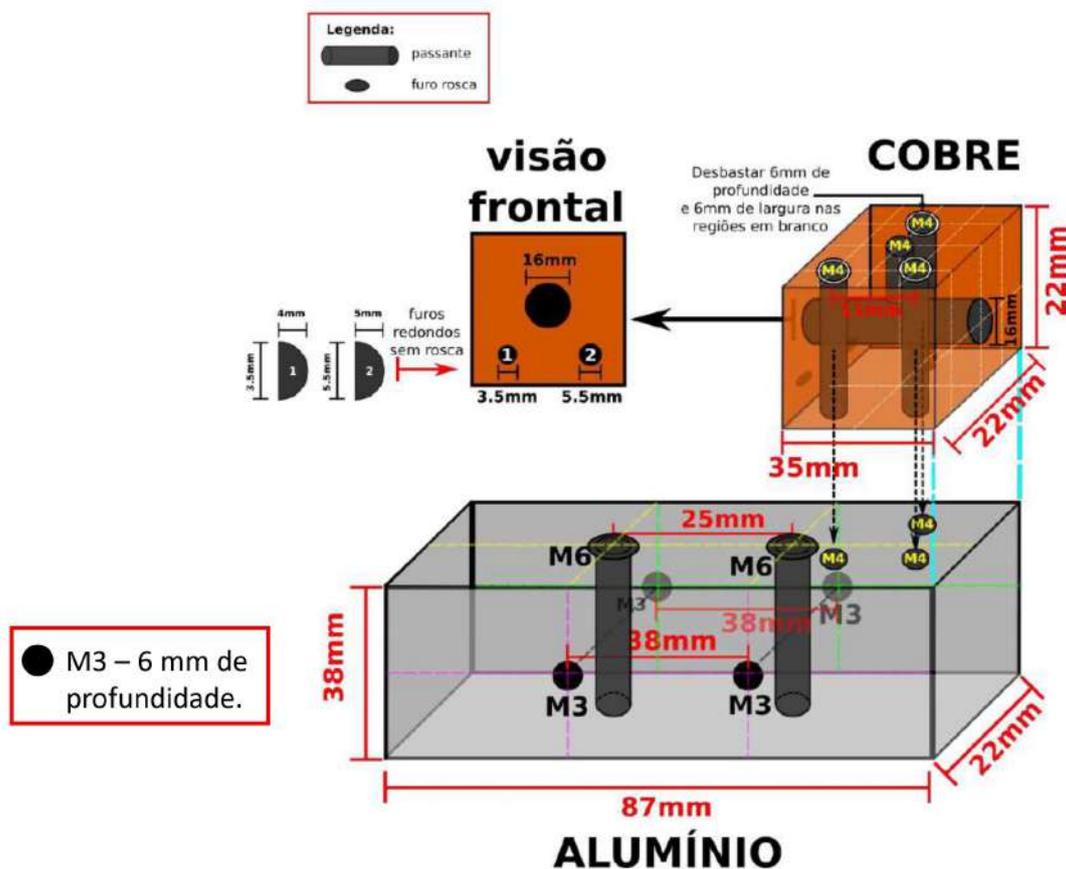


Figura 3.4: Design e medidas das peças de alumínio e cobre utilizadas na construção da cabeça do nosso laser de diodo. Adaptado de (ALVES, 2019).

O laser que implementamos está equipado com um sistema de proteção incorporando um circuito eletrônico. Esse circuito é concebido para prevenir a inversão indesejada da polaridade da corrente de alimentação, utilizando diodos (N4148). Além disso, realiza uma filtragem eficaz por meio de um capacitor ( $1\mu\text{F}/16\text{Vdc}$ ) para proteção contra curtos-circuitos, dissipando cargas acumuladas através de um resistor ( $100\text{k}\Omega$ ). A corrente é fornecida por meio de um cabo BNC. A interconexão do circuito de proteção inclui ligações com a alavanca de liga e desliga (on/off) e as extremidades do diodo, conforme ilustrado na figura 3.5 (ver apêndice B).

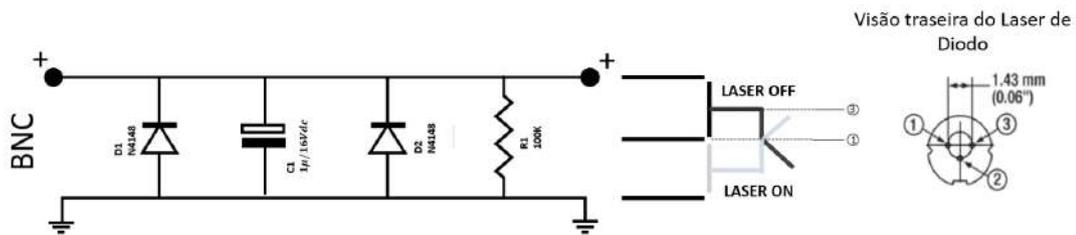


Figura 3.5: Circuito elétrico de proteção do laser Teco e conexão do laser de diodo com a chave alavanca liga/desliga. Adaptado de (ALVES, 2019).

Na representação esquemática apresentada na figura 3.5, observamos o circuito em que a entrada é alimentada por meio do conector BNC, conforme mencionado anteriormente. A saída do circuito está conectada a uma alavanca, sendo que esta, por sua vez, também está vinculada às pernas do diodo. Na parte posterior do laser de diodo, notamos a presença de três pernas, com o pin 1 correspondendo ao cátodo, o pin 2 à carcaça e o pin 3 ao ânodo.

Com o propósito de reduzir o fluxo de ar dentro da cabeça do laser e proporcionar a fixação do circuito de proteção, alavanca, entrada do BNC e da peça de alumínio, foi confeccionada uma caixa de acrílico. O design e as dimensões precisas desta caixa podem ser visualizados na figura 3.6.

Com o intuito de assegurar a estabilidade desse dispositivo e, sobretudo, minimizar interferências e flutuações em seu comprimento de onda, tornou-se essencial a implementação de dois circuitos externos: uma fonte de tensão simétrica comercial de  $\pm 15\text{ V}$  e um controlador de corrente caseiro. O controlador de corrente opera ao comparar uma tensão de referência com a resposta de tensão do laser, desempenhando um papel crucial no ajuste e manutenção da corrente elétrica para garantir um desempenho estável do laser de diodo. Este controlador, fornece uma corrente que varia entre 0 e 90 mA. Adicionalmente, na saída do feixe, um suporte caseiro foi fixado com cola epóxi para a instalação de uma janela com película anti-refletora WG11050-A (Thorlabs), proporcionando uma melhoria na transmissão.

Na figura 3.7 temos a fonte comercial utilizada nessa dissertação, na figura 3.8 temos uma visão frontal do controlador de corrente utilizado desligado. Por fim, a construção da

cabeça do nosso laser de diodo na sua configuração final é apresentado na figura 3.9 com uma visão lateral e em pleno funcionamento.

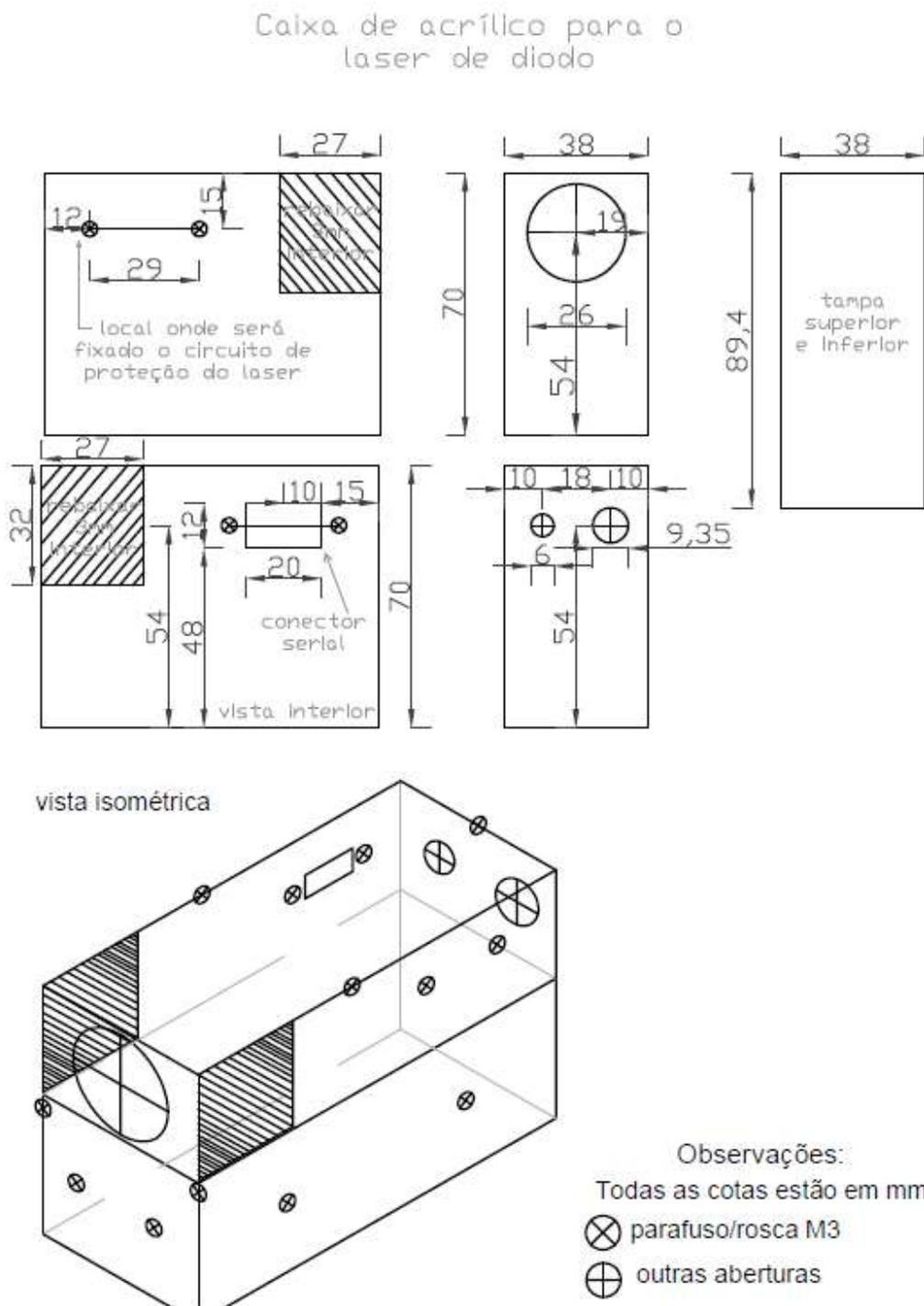


Figura 3.6: Design e dimensões para a caixa de acrílico do Laser. Fonte: (ALVES, 2019).

Figura 3.7: Fonte de tensão  $\pm 15V$  comercial.

Figura 3.8: Controlador de corrente caseiro.

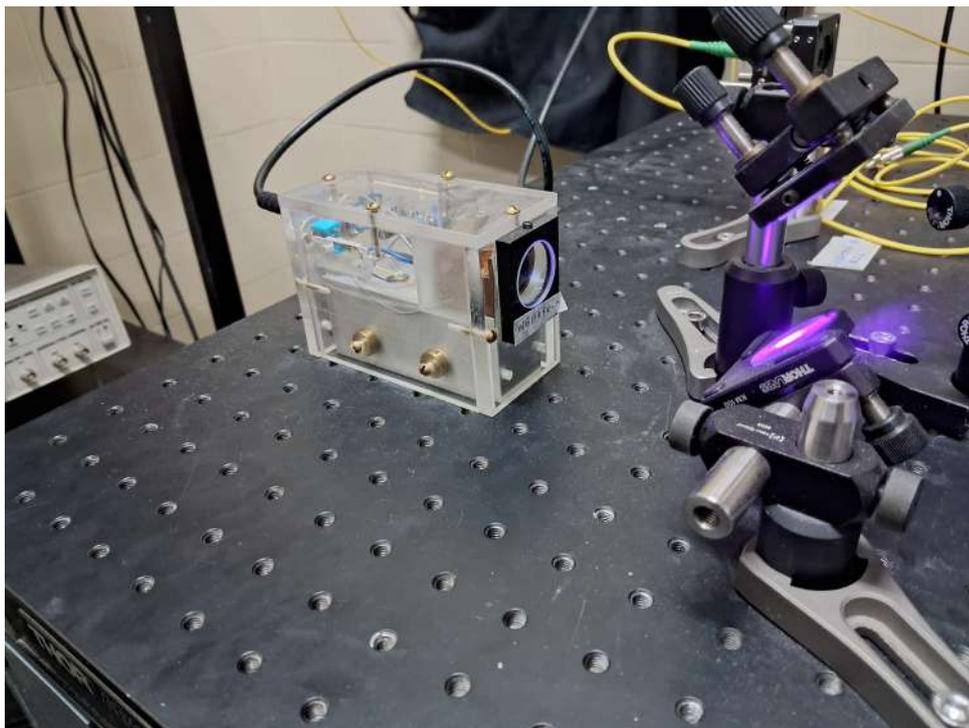


Figura 3.9: Fotografia lateral da cabeça construída para o laser de diodo em pleno funcionamento.

## 3.2 Caracterização do laser

Nesta seção, apresentaremos a última etapa da construção do laser, que consiste em uma análise de suas características com o objetivo de determinar se o laser possui as propriedades necessárias para ser utilizado como um feixe de bombeio para gerar fótons com correlações quânticas.

Nosso laser opera no regime contínuo, e a avaliação de sua operação será realizada observando a potência de saída em função da corrente de entrada, o comprimento de onda de operação e o perfil transversal do feixe de saída.

### 3.2.1 Potência de saída

Como primeiro resultado, apresentamos a caracterização da potência de saída variando a corrente fornecida pelo controlador.

A aquisição de dados foi realizada com o auxílio de três instrumentos, além do laser. Utilizamos o medidor de potência compacto PM100D, em conjunto com um sensor de potência de fotodiodo padrão com alcance de até 50 mW, que varre comprimento de onda de 400 nm até 1100 nm, modelo S120C, ambos da thorlabs. Para potências acima de 50 mW, foi empregado um filtro NE20B.

Na Figura 3.10, o gráfico da potência de saída do laser em função da corrente que alimenta o diodo. Os lasers frequentemente exibem características distintas em seu funcionamento, entretanto, o gráfico da potência de saída em função da corrente de

alimentação do diodo guardam um comportamento semelhante que é a presença de um “joelho” no limiar de operação laser. Nosso laser demonstra essa característica e a região de limiar, onde a emissão de luz coerente começa, está em torno de 33 mA. Este resultado está em conformidade com o *datasheet* do nosso modelo.

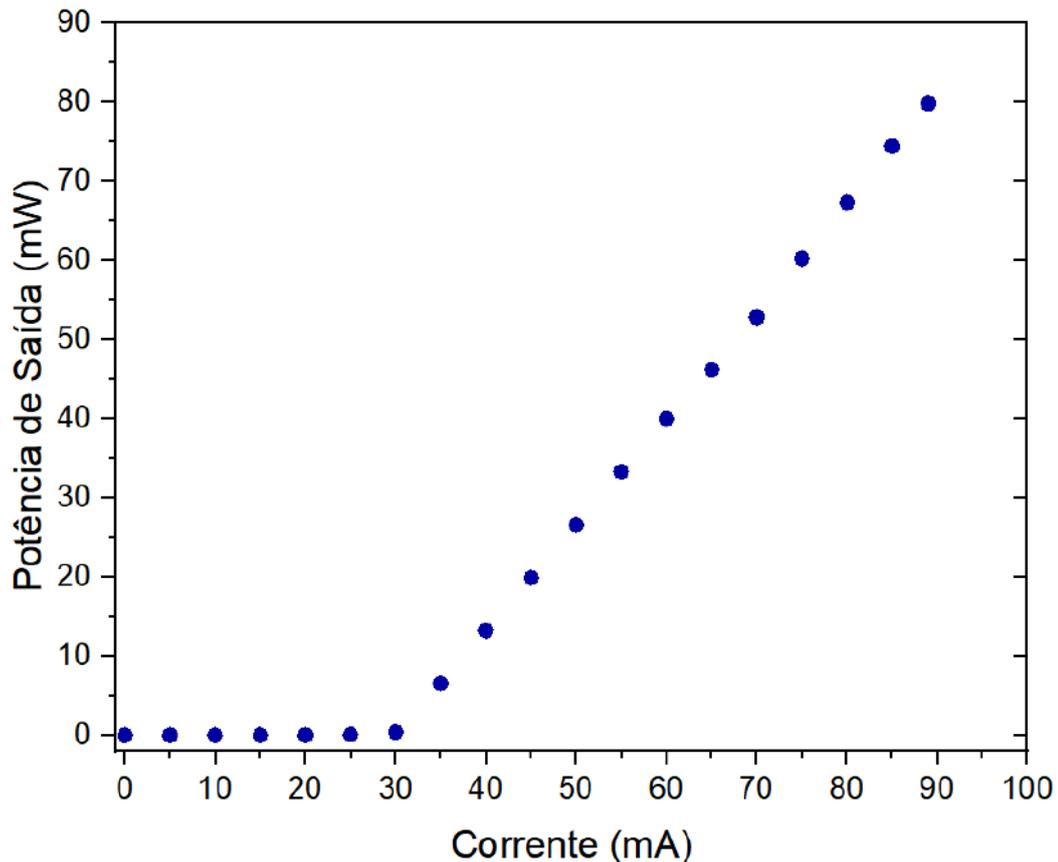


Figura 3.10: Gráfico da potência de saída *vs* corrente de alimentação do laser de diodo.

### 3.2.2 Perfil espectral

O próximo passo envolve a identificação do comprimento de onda no qual o laser de diodo está operando. Para este propósito, utilizamos um espectrômetro OceanOptics, modelo HR4000, em conjunto com o software OceanView.

Nesta dissertação, não implementamos o controle de temperatura do laser, portanto, não temos a capacidade de ajustar o comprimento de onda central de operação do diodo, que, de acordo com o *datasheet*, pode variar de 400 nm a 410 nm. Com base no perfil espectral apresentado na Figura 3.11, o comprimento de onda central foi estimado em aproximadamente 407 nm, o que está de acordo, com o esperado, além disso, apresenta uma largura de meia altura de 18,7 nm, ambos resultados, foram obtidos pelo programa OceanView que estima esses parâmetros em tempo real. Vale salientar que a temperatura ambiente da sala era de aproximadamente 23 °C.

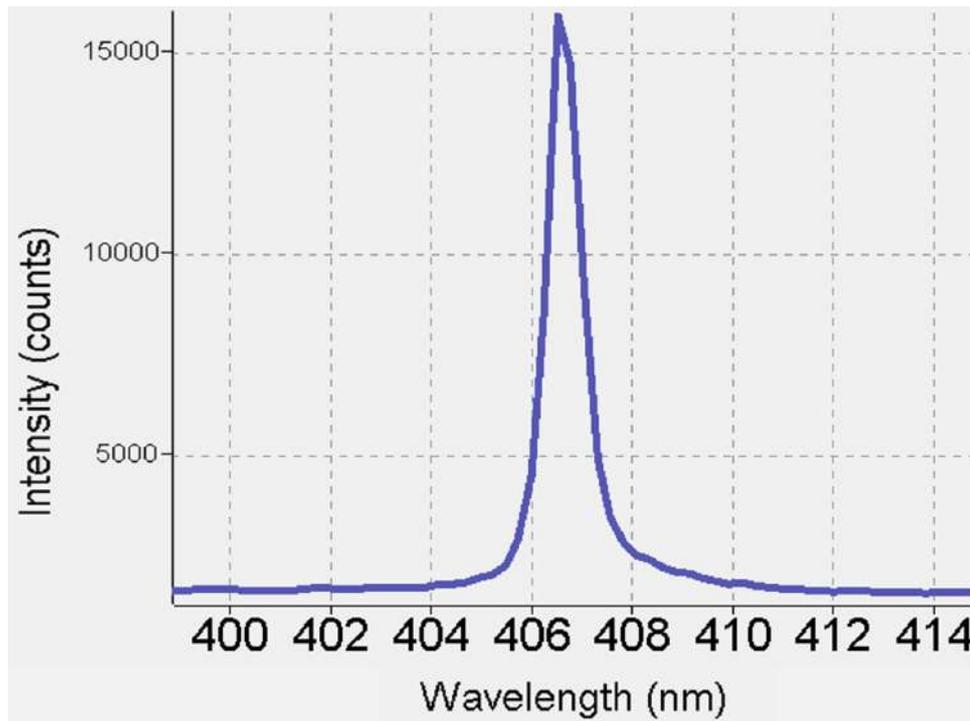


Figura 3.11: Perfil espectral do laser obtido pelo programa OceanView com auxílio de um espectrômetro da OceanOptics modelo HR400.

### 3.2.3 Perfil transversal

O último parâmetro analisado na caracterização do laser envolve uma análise do perfil transversal. O objetivo é identificar os modos transversais do laser se comportam. Devido à construção, colimação ou mesmo presença de impurezas, podem ocorrer imperfeições no perfil transversal do feixe (MORAES, 2014), como é o caso nesta dissertação.

Em alguns lasers de diodo, é comum que se propaguem no modo gaussiano. Portanto, a medição do perfil para feixes desse tipo nos permite verificar, por meio de parâmetros experimentais, a questão da cintura do laser, definida no capítulo 2 como  $w_0$ .

A montagem experimental para a primeira medida do perfil transversal envolveu posicionar uma câmera CCD para perfil de feixes modelo BC106N-VIS/M comercializada pela thorlabs, na saída do feixe. Através de um software (ThorLabs View), conseguíamos acompanhar em tempo real o perfil do feixe. Na figura 3.12 a curva em amarelo apresenta o perfil transversal do feixe do laser. O gráfico vermelho é um ajuste Gaussiano ao perfil do laser. Pode ser observado que o perfil transversal do laser está bastante ruidoso. Isto se deve à presença de diversos modos transversais no feixe do laser. Para eliminar os modos indesejados e ficar apenas com o modo Gaussiano fundamental, iremos realizar o processo de filtragem espacial, ainda que esse processo resulte em perda de potência.

O ajuste Gaussiano utilizado na figura 3.12 corresponde a um diâmetro do laser da ordem de 3,49 mm.

A cintura do feixe será calculada pela metade do diâmetro do feixe, e, portanto,

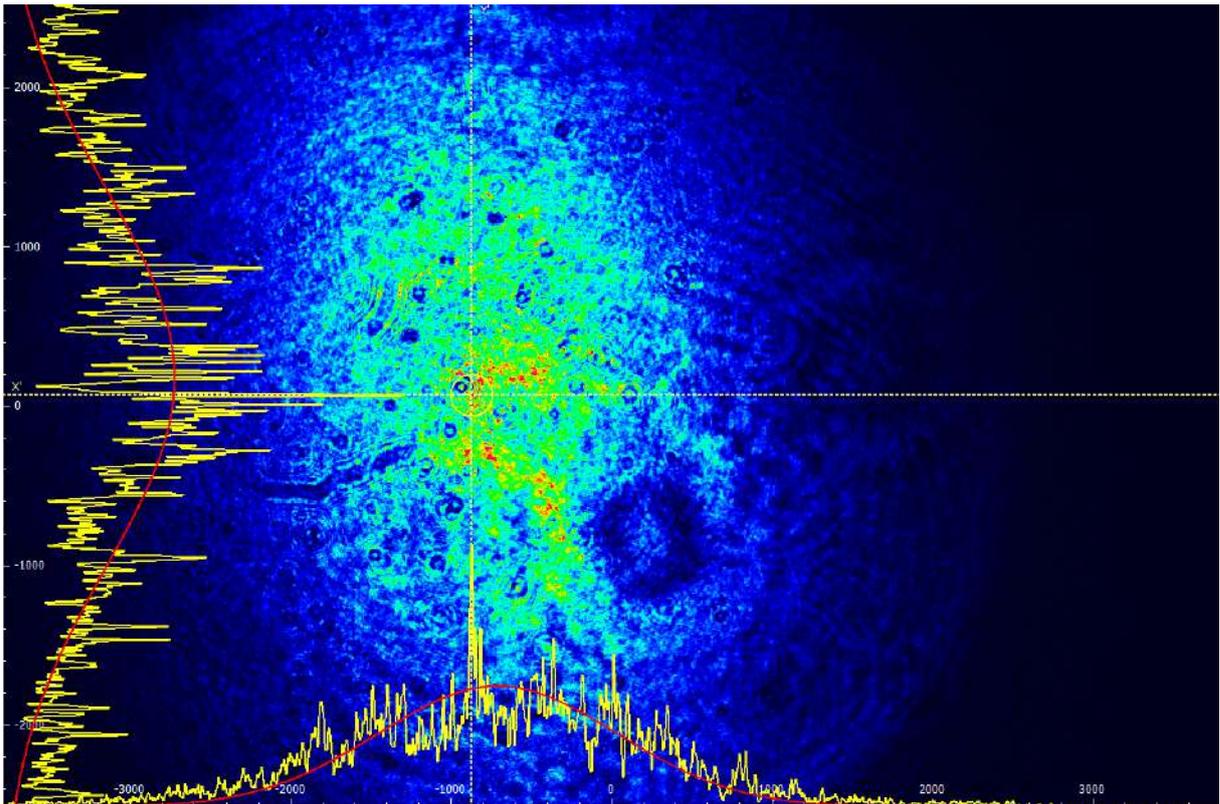


Figura 3.12: Perfil transversal na saída da cabeça do laser de diodo. A figura está na escala de  $\mu\text{m}$ , nas coordenadas  $x$  e  $y$ . Em amarelo temos o perfil transversal do feixe. A linha vermelha representa o fit gaussiano executado pelo programa da câmera CCD.

$$w_0 \approx 1,74 \text{ mm}. \quad (3.2)$$

Como comentado anteriormente, pela figura 3.12, observamos as imperfeições no perfil transversal do feixe do laser. Para tentar melhorar o modo transversal do laser, construímos um filtro espacial, consistindo em duas lentes e um *pinhole* de  $50 \mu\text{m}$ , apresentado na figura 3.13.

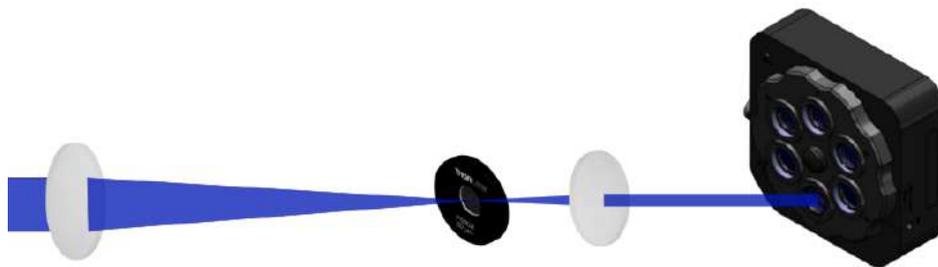


Figura 3.13: Montagem experimental para um filtro espacial composto de duas lentes e um *pinhole*, em adição com uma câmera CCD. Adaptado da Thorlabs.

Quando o feixe de entrada passa pela primeira lente, o mesmo será focalizado, concentrando-se em um único ponto com franjas ao seu redor, sendo estas os modos indesejados. Ao centralizar o ponto no *pinhole*, as franjas são bloqueadas, resultando na

saída do feixe com modo gaussiano limpo.

A Thorlabs fornece uma relação de cálculo para a escolha ideal dos elementos ópticos, levando em consideração o tamanho do ponto limitado pela difração no contorno de 99%.

$$D = \frac{\lambda \cdot f}{w_0}, \quad (3.3)$$

onde  $D$  é o tamanho ideal do *pinhole*,  $\lambda$  é o comprimento de onda do laser,  $f$  é o foco da primeira lente a ser utilizada e  $w_0$  a cintura do feixe, já conhecida experimentalmente pelo resultado de (3.2). Para nosso caso, tínhamos disponíveis apenas *pinholes* de  $D = 10\mu m$  e  $D = 50\mu m$ . Neste caso, escolhemos a segunda opção, e utilização a relação (3.3), obtivemos o valor da lente a ser utilizada para focalização, de modo que:

$$f \approx 200mm \quad (3.4)$$

Na figura 3.13, temos a representação do filtro espacial. A lente utilizada foi uma CVI-UV 355-532 de  $f = 200$  mm com *coating* A. O *pinhole* é um P50CB do qual foi inserido dentro um transladador XY modelo ST1XY-S. Após a passagem do *pinhole*, é colocado uma lente para efetuar a colimação do feixe, nesse caso, a única disponível próxima do tamanho ideal, foi uma LA1422-B com  $f = 40$  mm.

Após a passagem do feixe pelo filtro, posicionamos uma câmera como mostra a figura 3.13 para obter o novo perfil transversal do feixe.

A partir da figura 3.14, já notamos uma melhoria significativa no perfil do laser, observado o fit gaussiano em vermelho. Grande parte da cauda em amarelo da figura 3.12 foi removida em comparação com a figura 3.14. Os novos parâmetros experimentais mostram uma cintura de feixe por volta de 0,42 mm.

Utilizando a relação, podemos calcular o comprimento de Rayleigh, que por sua vez, é da ordem de:

$$z_0 \approx 1,36m. \quad (3.5)$$

Houve uma perda da potência, antes da filtragem espacial tínhamos 79,8 mW e após a filtragem 30,5 mW, com o medidor de potência posicionado no lugar da câmera CCD.

Desse modo, constata-se que nosso laser de diodo reúne condições ideais para a utilização na construção de uma fonte de fótons quanticamente correlacionados. Ele possui o comprimento de onda adequado para o bombeamento do cristal, além de apresentar uma potência considerável para gerar os pares de fótons ao incidir no cristal. Além disso, a limpeza de modos realizada pelo filtro espacial foi bem-sucedida, evitando a oscilação de vários modos dentro do cristal, o que poderia resultar em pares de fótons com larguras

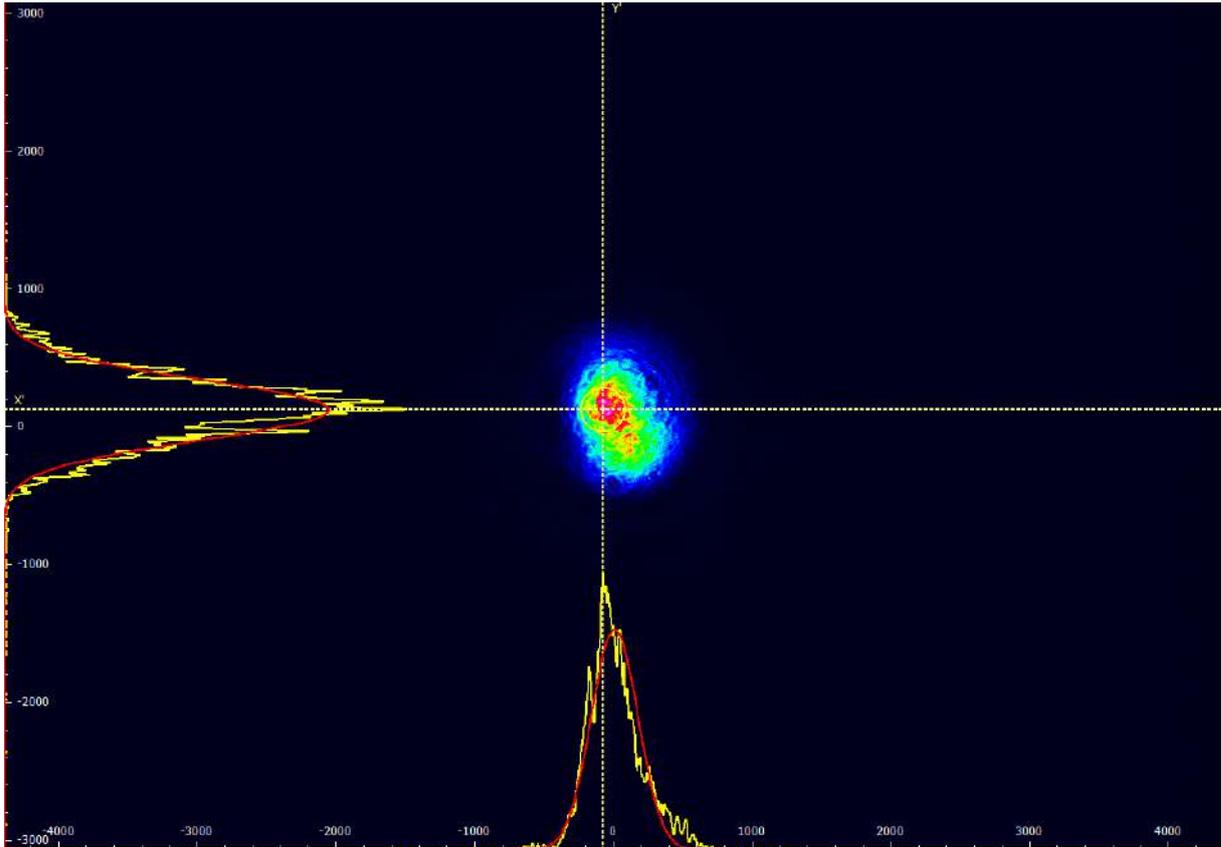


Figura 3.14: Perfil transversal do laser de diodo após passagem pelo filtro espacial, apresentado esquematicamente na figura 3.13. A figura está na escala de  $\mu\text{m}$ , nas coordenadas  $x$  e  $y$ . Em amarelo temos o perfil transversal do feixe. A linha vermelha representa o fit gaussiano executado pelo programa da câmera CCD.

espectrais desordenadas.

Por fim, vale ressaltar a viabilidade econômica associada à construção do controle de corrente e da cabeça do laser apresentados neste trabalho. O custo total, incluindo o diodo, montagens para a cabeça do laser e elementos eletrônicos para os controladores, foi de entorno de US\$ 200. No mercado, lasers semelhantes podem chegar a custar mais de US\$ 1,4 mil<sup>12</sup>, e o sistema de controle, que pode custar acima de US\$ 1,1 mil<sup>3</sup>. Isso evidencia a significativa economia proporcionada pela construção do controle e da cabeça do laser de diodo realizada nesta dissertação.

<sup>1</sup>Disponível em: <https://www.laserdiodesource.com/shop/405nm-Laser-Diode-200mW-High-Stability-Scientific-Laser>

<sup>2</sup>Disponível em: <https://www.rpmlasers.com/product/405l-1xa/>

<sup>3</sup>Disponível em: [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=10](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=10)

## 4 Fonte de fótons com correlações quânticas

Neste capítulo, serão apresentados os aspectos experimentais utilizados na construção da fonte de fótons com correlações quânticas. Iremos abordar detalhes relacionados à organização do arranjo experimental, desde a montagem com os elementos ópticos até o sistema de detecção implementado. Posteriormente, serão apresentados e discutidos os resultados obtidos após a implementação da fonte, que nos permitem assegurar que os fótons gerados possuem correlações quânticas.

### 4.1 Arranjo experimental

Na figura 4.1, é apresentado o esquema experimental adotado. O primeiro par de lentes, em conjunto com o *pinhole*, constituem o filtro espacial e foi descrito na seção (3.2.3). Após atravessar o filtro espacial, o feixe de bombeio incide em um cubo polarizador (PBS01), selecionando a polarização de bombeio na horizontal. Em seguida, posicionamos um filtro de interferência com comprimento de onda central em 420 nm, com um ângulo em relação à direção de propagação do feixe do laser, fundamental para diminuir a relação sinal/ruído. Os espelhos (M1 e M2) têm a responsabilidade de alinhar o feixe no cristal. Por fim, o feixe de bombeio é focalizado no cristal através de uma lente de foco de 250 mm.

Os pares de fótons quanticamente correlacionados são gerados pelo processo de conversão paramétrica descendente espontânea. O feixe de bombeio é focalizado na região onde o cristal é posicionado e possui uma cintura de 130  $\mu\text{m}$  e uma potência média de 23 mW. O cristal utilizado é um  $KTiOP_4$  periodicamente polido - PPKTP, com casamento de fases tipo II e foi adquirido na *Raicol Crystal Ltd.*. Além disso, possui uma espessura de 500  $\mu\text{m}$ , com a inversão periódica de domínios ocorrendo a cada 9,2  $\mu\text{m}$ . Por fim, o cristal é mantido à temperatura ambiente da sala, que se mantém em torno de 23°C. Cabe destacar que esse mesmo cristal já foi empregado anteriormente em configurações experimentais envolvendo laser pulsado, com a implementação do interferômetro de *Sagnac* para a geração de estados fotônicos emaranhados (MOREIRA *et al.*, 2018) (MENDES *et al.*, 2015).

Os fótons gerados pela fonte são colimados pela lente L4 e refletidos pelo espelho dicróico (DM), enquanto o feixe de bombeio é transmitido pelo mesmo espelho dicróico.

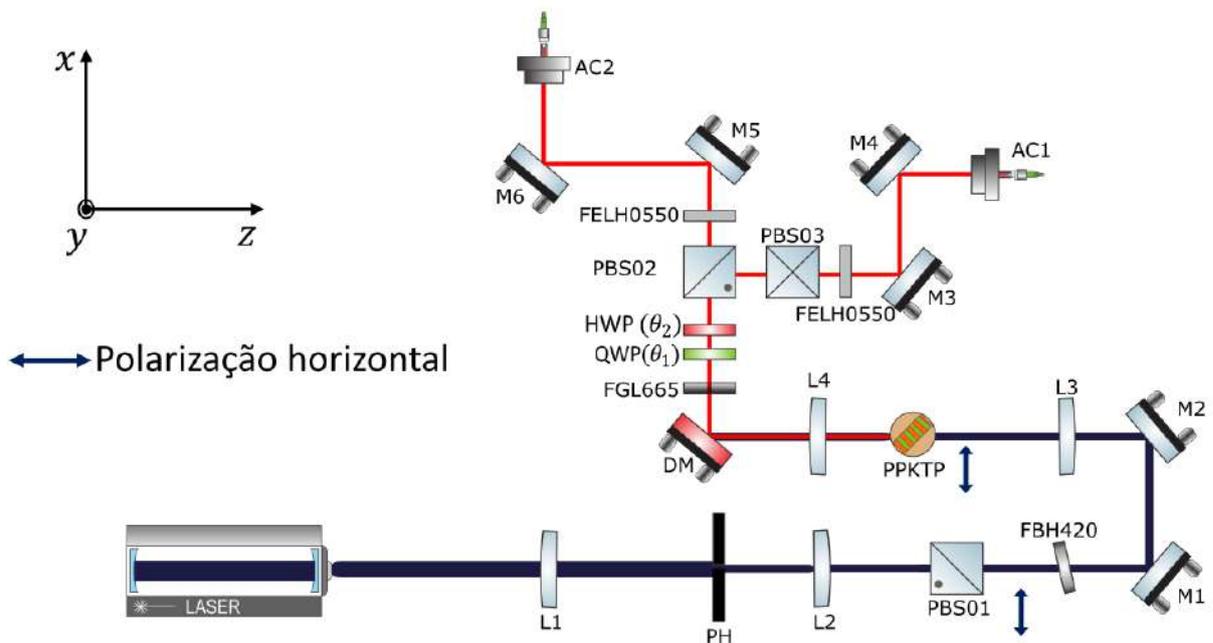


Figura 4.1: Representação esquemática do aparato experimental implementado para a geração de pares de fótons quanticamente correlacionados.  $L_i$ , são as lentes;  $M_i$ , espelhos; PH, pinhole;  $PBS0i$ , cubos de polarização; FBH420, filtro de interferência; PPKTP, cristal a ser bombeado; DM, espelho dicróico; FGL665, filtro de cor; HWP, placa de meia de onda; QWP, placa de quarto de onda; FELH0550, filtro longpass;  $AC_i$ , acopladores de luz.

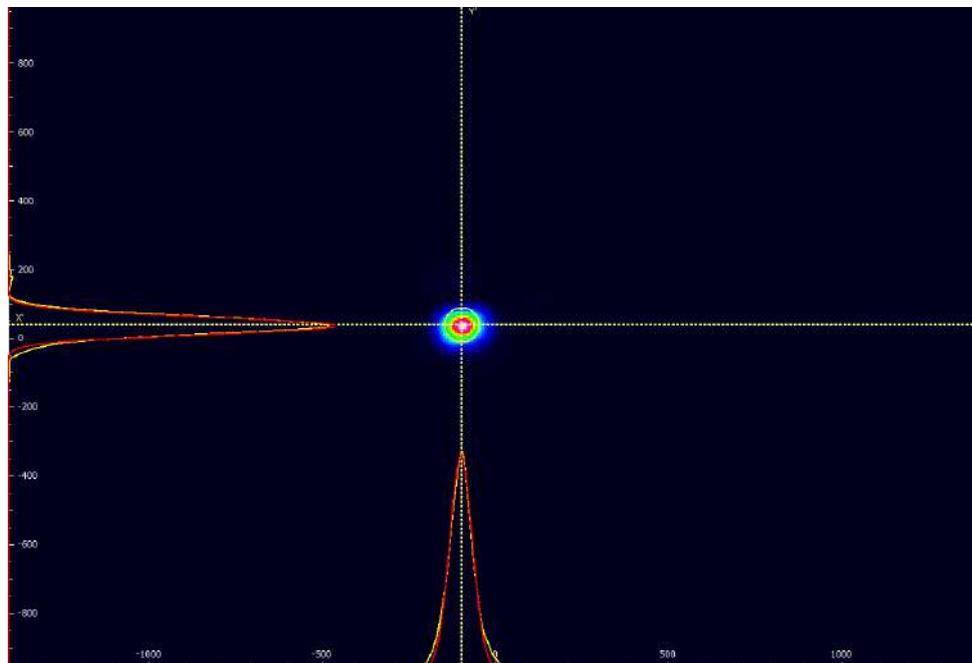


Figura 4.2: Perfil transversal do feixe de bombeio no foco da lente ( $L3$ ) e aproximadamente na região central do PPKTP. A figura está na escala de  $\mu\text{m}$ , nas coordenadas  $x$  e  $y$ . Em amarelo temos o perfil transversal do feixe. A linha vermelha representa o fit gaussiano executado pelo programa da câmera CCD.

Um filtro (FGL665) é estrategicamente posicionado para bloquear quaisquer resquícios do feixe de bombeio. Utilizando as placas de quarto de onda e meia onda (QWP e HWP), é

possível realizar rotações ( $\theta_1$  e  $\theta_2$ ) nas polarizações dos pares de fótons, permitindo-nos caracterizá-los mediante a desigualdade de Cauchy-Schwarz obtidas na seção 2.4.

Em seguida, esses fótons são direcionados para um segundo cubo polarizador que transmite parte deles para o braço 2, enquanto reflete outra parte para o braço 1. Os feixes 1 e 2, oriundos da reflexão e transmissão do cubo são acoplados (AC1/AC2) em fibras monomodo através de acopladores compostos por uma lente esférica e um adaptador para fibras, montados respectivamente em um suporte CP02T/M e um transladador SM1ZA em z. No braço 1, é posicionado o cubo polarizador invertido (PBS03), para melhorar ainda mais a relação sinal/ruído neste braço específico.

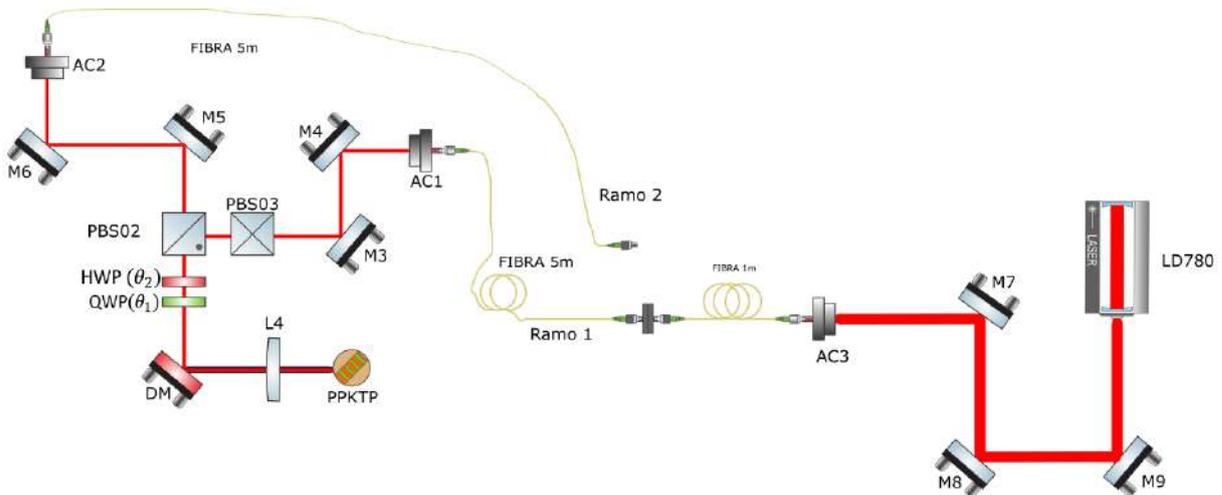


Figura 4.3: Representação esquemática do aparato experimental implementado para o alinhamento dos pares de fótons quanticamente correlacionados. LD780 é um laser de diodo auxiliar com comprimento de onda de 780nm.  $M_i$ , são espelhos; PBS0*i*, cubos de polarização; HWP, placa de meia de onda; QWP, placa de quarto de onda; AC*i*, acopladores de luz.

Na figura 4.3, apresentamos a montagem para o alinhamento dos pares de fótons. O sistema de alinhamento é composto por um laser de diodo em 780 nm, três espelhos e um terceiro acoplador (AC3). As fibras dos acopladores 1 e 2 são denominadas de ramo 1 e ramo 2, respectivamente. O espelho dicróico ainda deixa resíduos do feixe de bombeio. Portanto, dado que os fótons gêmeos são colineares, utilizamos o feixe de bombeio para alinhar o sistema.

Removemos os filtros colocados após o dicróico e direcionamos o feixe de bombeio para os acopladores (AC1/AC2). De maneira correspondente, o feixe de alinhamento do AC3 percorre o caminho inverso ao do bombeio. Assim, realizamos o alinhamento de forma que ambos os feixes fiquem precisamente sobrepostos ao longo do percurso do acoplador até o cristal.

O arranjo de detecção implementado para examinar a correlação cruzada entre os feixes dos braços 1 e 2 é representado na figura 4.4. No nosso sistema, os fótons correlacionados percorrem duas fibras monomodo de tamanhos iguais na saída de cada acoplador. Essas fibras, por sua vez, estão conectadas aos módulos de contagem individual de fótons

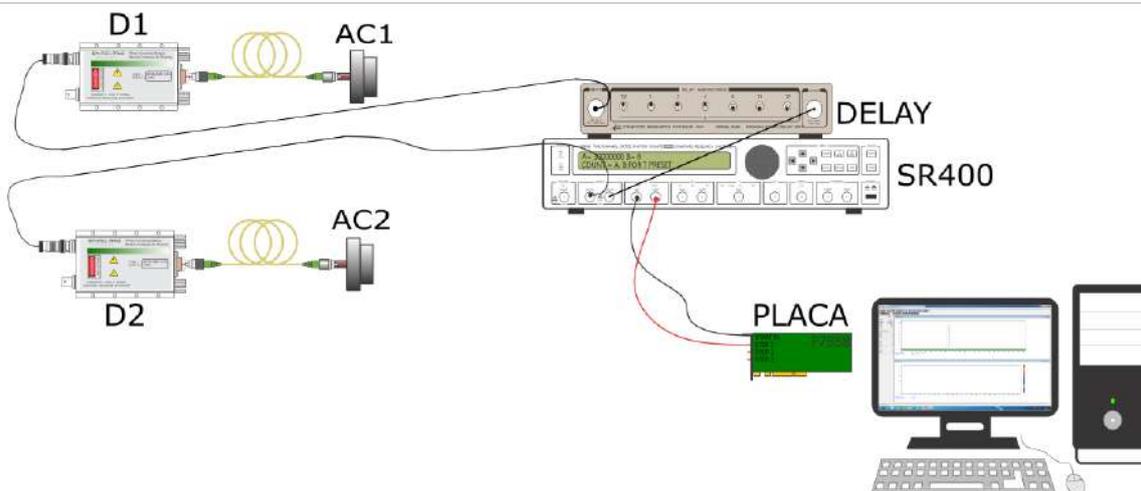


Figura 4.4: Esquema de detecção montado para detecção dos pares de fótons quanticamente correlacionados.

(do inglês *Single Photon Counting Module - SPCM*), denominados como detectores D1 e D2. Esses detectores são alojados em uma caixa de paredes escuras e envoltos por tecido escuro para prevenir interferências de luz externa.

O SPCM contém em sua construção fotodetectores de avalanche (do inglês *Avalanche Photodiode - APD*), e, através do efeito fotoelétrico, os fótons que são detectados, são convertidos em pulsos TTL (do inglês *Transistor-Transistor Logic*) de aproximadamente 2,2 V com uma largura temporal de 10 ns. Posteriormente, os pulsos TTL serão direcionados através de cabos BNC. Um deles será conectado a uma *Coax Delay Box - DB64*, com um atraso temporal definido em 56 ns. Isso nos permite acompanhar em tempo real as medidas de coincidência, na qual os fótons detectados por D1 iniciam as contagens, enquanto os fótons detectados por D2 encerram as contagens de coincidência. Esses pulsos são, então, encaminhados para a SR400 (Ver apêndice C), cuja principal função é integrar os sinais TTL para proporcionar uma visualização em tempo real das taxas de contagens, além de convertê-los para o formato NIM (Nuclear Instruments Modules).

O sinal NIM é direcionado para uma placa contadora do modelo P7888, fabricada pela *Fast Com Tech*. Esta placa é configurada e controlada por meio de um software chamado MCDWIN (Ver apêndice D), permitindo-nos visualizar a aquisição das sequências de contagens com uma resolução de 1 ns. Um computador é empregado para armazenar os dados e realizar posteriormente a análise dos mesmos.

Na figura 4.5, é apresentada uma foto do aparato experimental de detecção. Na primeira prateleira do rack, encontra-se o primeiro equipamento, o SR400, e sobre ele está a *Coax Delay Box - DB64*. Na segunda prateleira do rack está o computador à qual a placa P7888 está conectada. Na parte superior do rack, encontra-se a caixa preta que abriga as SPCM mencionadas anteriormente, com um furo na parte posterior para entrada das fibras e cabos.

Na figura 4.6 apresentamos parte da configuração experimental utilizada para obter

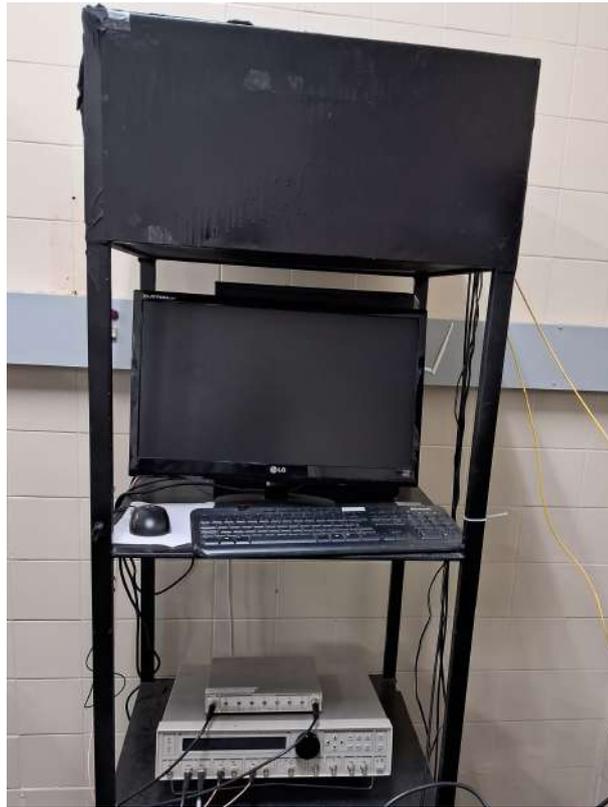


Figura 4.5: Fotografia do sistema de detecção com os equipamentos. Em ordem de baixo para cima, temos a SR400, a *Coax Delay Box - DB64*, o computador com a placa P7888 e, na parte superior, a área com paredes pretas é onde estão localizadas as SPCM.



Figura 4.6: Esquema de detecção para realização das medidas de autocorrelações de cada braço da fonte. O FBS 50:50, é um divisor de feixe em fibra da fabricante Thorlabs. Nesse processo, o feixe proveniente do braço 1 ou 2 terá seus fótons divididos e, em seguida, serão direcionados para os detectores a fim de realizar a medida de autocorrelação.

as autocorrelações dos feixes dos braços 1 e 2 do aparato experimental da figura 4.1. Os fótons provenientes tanto dos acoplador 1 quanto do acoplador 2 eram divididos por meio de um divisor de feixe em fibra, com uma razão de divisão de 50:50, onde ambas as saídas estavam conectadas aos detectores. O processo de coleta de dados ocorria de um braço por vez, devido à disponibilidade de dois módulos SPCM.

Na figura 4.7 apresentamos um exemplo de visualização do software MCDWIN utilizado para ver as contagens simples e de coincidência em tempo real. Na parte

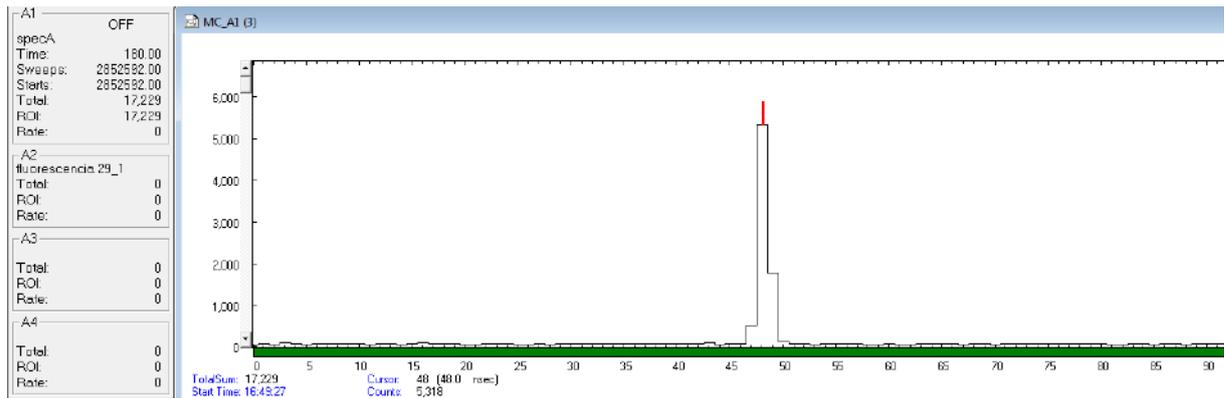


Figura 4.7: Exemplo de visualização por meio do software MCDWIN das contagens de fótons coincidentes. Na parte esquerda encontra-se a caixa com informações em tempo real do “spec” gerado durante a medida que contém informações de duração da medida, sweeps, ROI. No histograma ao lado, o eixo vertical representa a contagem de coincidências e o seu eixo horizontal a janela temporal de detecção. Abaixo do histograma, temos as informações de contagem de detecções realizadas na medida e também é possível acompanhar medidas de um tempo específico.

esquerda, encontra-se uma caixa com informações em tempo real do “spec”, gerado durante a medida. Essas informações incluem dados como a duração da medida, o número de varreduras (*sweeps*), a região de interesse (ROI). Ao lado, há um histograma em que o eixo vertical representa a contagem de coincidências e o eixo horizontal representa a janela temporal de detecção. Nota-se que as contagens de coincidência dos fótons nesta medida específica ocorrem dentro de uma janela temporal de 3 ns. Abaixo do histograma, estão as informações sobre a contagem de detecções realizadas na medida. Neste caso, observou-se um total de 17229 contagens, incluindo o ruído e o sinal. No pico mostrado na figura, registrou-se uma contagem de 5318 coincidências com a medida sendo feita durante o intervalo de aquisição de 180 segundos.

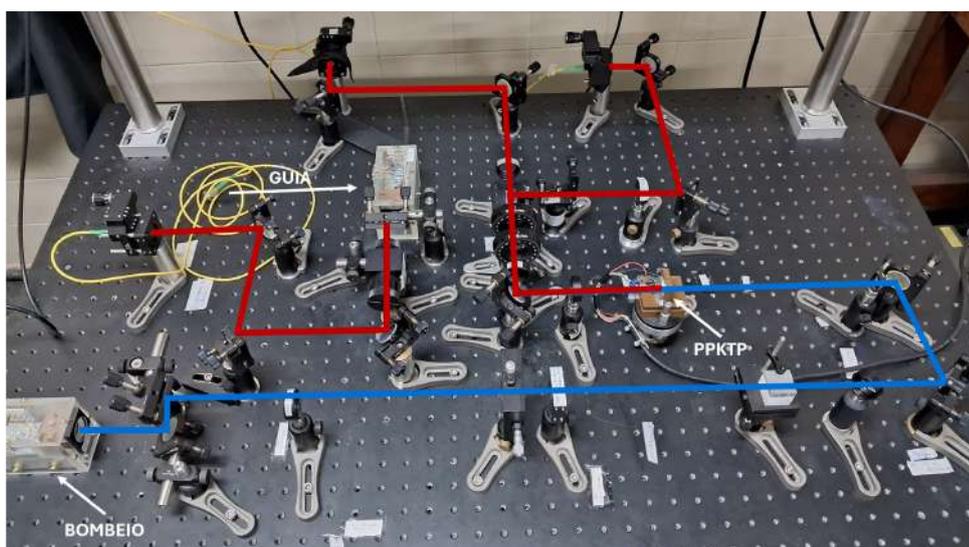


Figura 4.8: Fotografia da disposição experimental sobre a mesa óptica. Na imagem, é possível observar tanto a configuração da fonte quanto a disposição auxiliar utilizada para o alinhamento.

Por fim, na figura 4.8 apresentamos fotografia da mesa óptica em que podemos ver

o aparato experimental completo, onde observamos a cabeça do laser de diodo montado neste trabalho, o laser de alinhamento (montado anteriormente), o cristal PPKTP e todos os elementos utilizados para controle e alinhamento do sistema.

## 4.2 Medidas da violação da desigualdade de Cauchy-Schwarz

Neste estudo, limitamo-nos a observar as correlações e a caracterizar o sistema apenas em relação à detecção de violações do comportamento clássico. Nesse contexto, a desigualdade de Cauchy-Schwarz surge como uma ferramenta poderosa para verificar tais violações. Como ilustrado na figura 4.8, nosso experimento não inclui a configuração necessária para medir as bases Bell, o que nos impede de aplicar a desigualdade de Bell para uma investigação mais aprofundada das violações identificadas na desigualdade de Cauchy-Schwarz.

A metodologia empregada na caracterização da fonte foi previamente utilizada na década de 1970 (CLAUSER, 1974). O experimento compreende a medição de coincidências em três etapas distintas: correlação cruzada, autocorrelação da reflexão e autocorrelação da transmissão. Adicionalmente, as coincidências dessas etapas eram registradas em relação à rotação da HWP posicionada antes do PBS02.

Na figura 4.9(a) apresentamos as medidas da correlação cruzada e das autocorrelações em função do ângulo da HWP mostrada na figura 4.9(b). A correlação cruzada é apresentada em preto, e as autocorrelações do braço 1 e do braço 2, em azul e vermelho, respectivamente. Tanto o tempo de aquisição de cada ponto, como o intervalo de detecção de coincidências foram mantidos fixos na obtenção dos três resultados, sendo iguais a 120 s e 3,0 ns, respectivamente. Cada curva se encontra normalizada pelo seu respectivo ruído. Pode-se observar um máximo da correlação cruzada para o ângulo de  $-15^\circ$ , exatamente no ponto em que as autocorrelações são mínimas.

Na figura 4.10 apresentamos o gráfico do parâmetro  $R$ , definido na equação (2.37), em função do ângulo da placa de meia onda da figura 4.9(b). A linha, em  $R = 1$ , representa o limite da violação da desigualdade de CS, indicando que para valores de  $R < 1$  temos correlações clássicas e para  $R > 1$ , correlações quânticas. A violação máxima ocorre para o ângulo de  $-15^\circ$  com  $R = 8,38 \pm 1,42$ , e isso se deve à maximização da correlação cruzada e minimização das autocorrelações. Adicionalmente, os pontos localizados dentro da área azul do gráfico representam pontos que violam a desigualdade CS.

Diante desse êxito inicial na violação da desigualdade CS, exploramos maneiras de aprimorar o sinal, buscando valores do parâmetro  $R$  ainda maiores. Além da incorporação do cubo invertido (PBS03) para regular o vazamento de fótons no braço 1 (reflexão), conforme identificado nas medições anteriores, decidimos efetuar mais duas alterações no

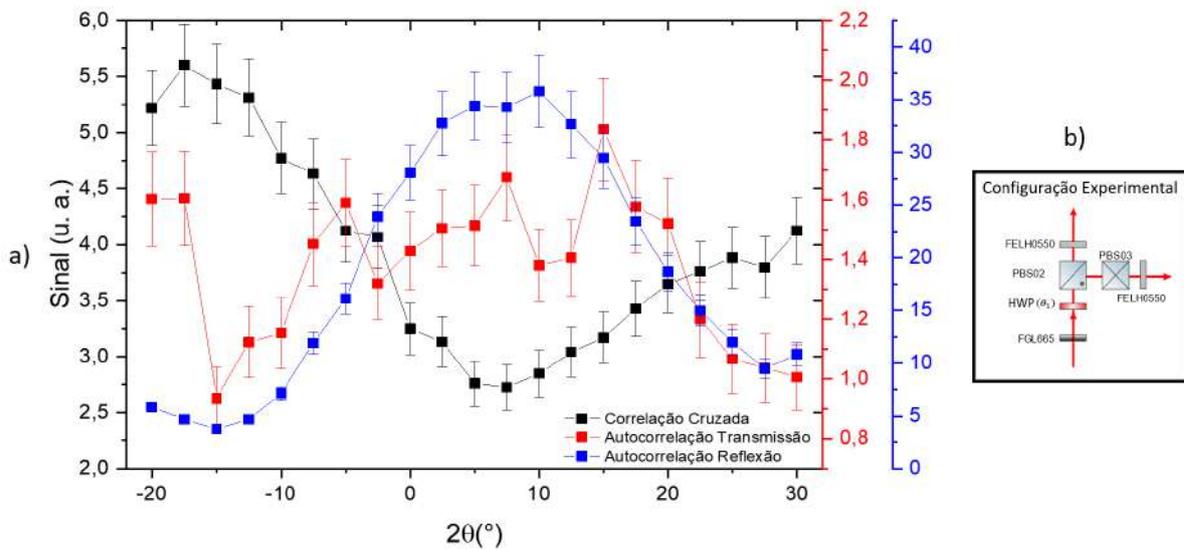


Figura 4.9: Medidas normalizadas das correlações (a) para o caso experimental apresentado em (b). Os pontos em preto representam a correlação cruzada ( $g_{12}$ ), em vermelho estão as medidas da autocorrelação da transmissão ( $g_{11}$ ), e em azul, as medidas da autocorrelação da reflexão ( $g_{22}$ ). As medições foram realizadas no intervalo de  $-20^\circ$  a  $30^\circ$ , com passos de  $2,5^\circ$ , na placa de onda mostrada em (b).

aparato experimental. Anteriormente, a HWP possuía um diâmetro de meia polegada, o que comprometia a manipulação precisa devido à configuração de montagem em que estava. Portanto, optamos por utilizar uma nova HWP de uma polegada, em uma disposição que oferece maior facilidade de manipulação. A segunda modificação realizada foi a inserção de uma QWP entre o filtro de cor FGL665 e a HWP, visando aprimorar os sinais das correlações, pelo fato da QWP poder corrigir eventuais não linearidades das polarizações dos fótons gêmeos.

A figura 4.11(a) exibe o resultado após a inclusão da QWP, para as medidas de correlações cruzadas e autocorrelações em função do ângulo da HWP com a QWP mantida em um ângulo fixo com a configuração experimental mostrada em 4.11(b). As medições foram conduzidas novamente com um intervalo de aquisição de 120 s e uma janela temporal para registro de coincidências de 3,0 ns. Para otimizar a posição angular da QWP realizamos diversas medidas da autocorrelação do braço 2. Através destas medidas, verificamos que o ângulo de  $-11^\circ$  apresentou uma melhora significativa na relação sinal/ruído quando comparamos a autocorrelação do braço 2 sem a QWP. Vale mencionar que a razão sinal/ruído também apresentou melhora significativa para a autocorrelação do braço 1, no mesmo ângulo da QWP, e também na correlação cruzada. Entretanto, apesar das alterações implementadas, ainda existe uma discrepância entre as medidas das autocorrelações dos dois braços, o que impacta diretamente o cálculo do parâmetro R. Apesar disso, o valor de R apresentou uma melhora significativa após a introdução da QWP, como veremos a seguir.

Na figura 4.12, são apresentados os resultados do cálculo do parâmetro R para cada

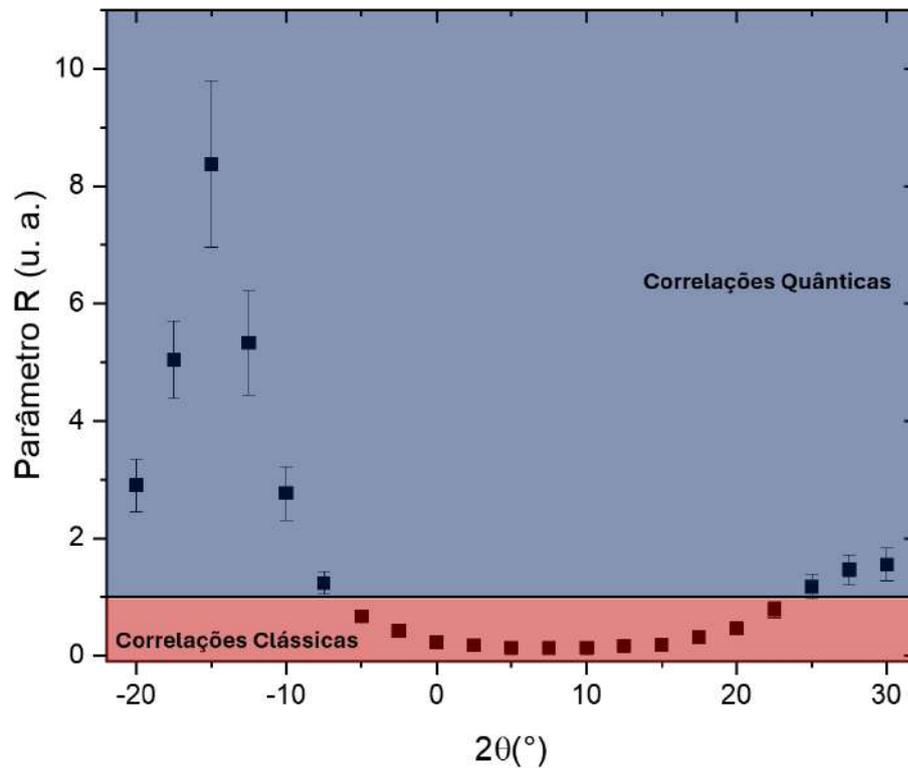


Figura 4.10: Resultado da desigualdade de Cauchy-Schwarz apresentado em termos do parâmetro  $R$  realizadas no intervalo de  $-20^\circ$  a  $30^\circ$  da HWP. A linha tracejada em  $R = 1$  delimita o limiar entre as regiões de correlações clássicas, evidenciadas pela área em vermelho ( $R < 1$ ), e as não clássicas, destacadas pela porção azul ( $R > 1$ ). O tempo de aquisição foi de 120 s.

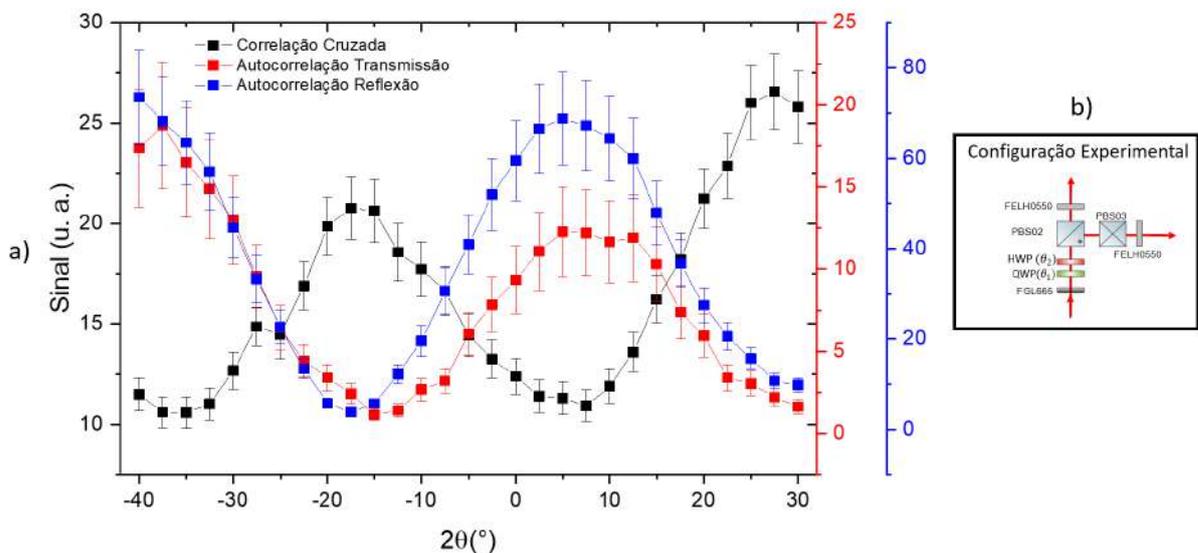


Figura 4.11: Medidas normalizadas das correlações (a) para o caso experimental apresentado em (b). Os pontos em preto representam a correlação cruzada ( $g_{12}$ ), em vermelho estão as medidas da autocorrelação da transmissão ( $g_{11}$ ), e em azul, as medidas da autocorrelação da reflexão ( $g_{22}$ ). As medições foram conduzidas dentro do intervalo de  $-40^\circ$  a  $30^\circ$ , com passos de  $2,5^\circ$  para a HWP, mantendo QWP fixada em  $11^\circ$ .

ângulo da configuração experimental ilustrada na figura 4.11 (b). Como previsto, a maior violação da desigualdade de CS ocorre em  $-15^\circ$ , com  $R = 65 \pm 22$ . Vale ressaltar que o

intervalo de violação da desigualdade de CS, com valores acima de  $R = 1$ , ou seja, pontos dentro da área em azul do gráfico, situa-se entre  $-25^\circ$  e  $-7,5^\circ$ , com a desigualdade de CS voltando a ser violada entre  $17,5^\circ$  e  $30^\circ$ .

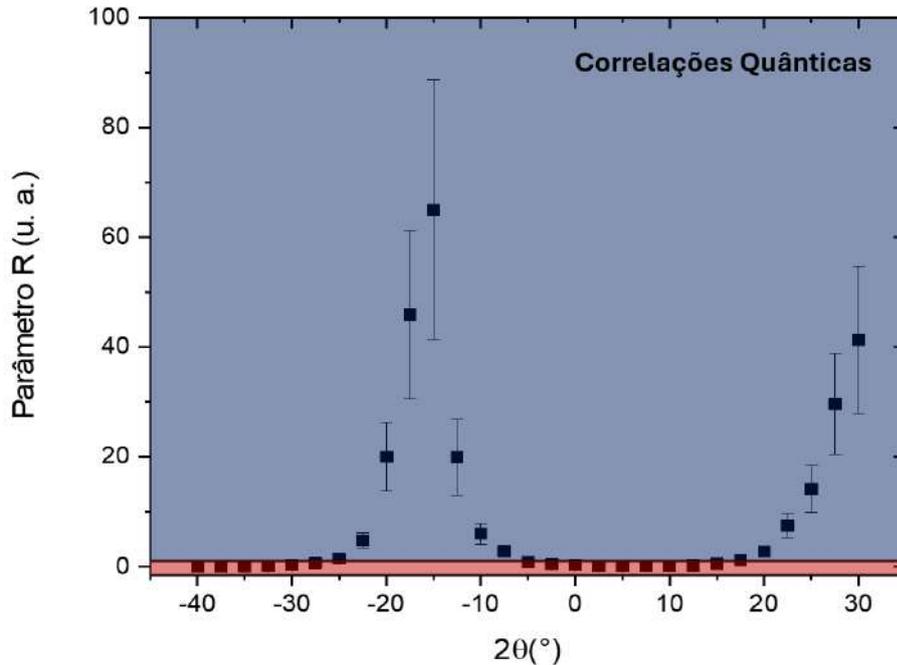


Figura 4.12: Resultado da desigualdade de Cauchy-Schwarz apresentado em termos do parâmetro R realizadas no intervalo de  $-40^\circ$  a  $30^\circ$ , com passos de  $2,5^\circ$  na HWP e a QWP fixada em  $-11^\circ$ . O tempo de aquisição foi de 120 s. A área azul neste gráfico representa o domínio das correlações quânticas, enquanto na parte inferior, em vermelho, temos a área dos pontos que apresentam correlações clássicas.

Por fim, ressaltamos que as melhorias experimentais implementadas durante a construção desta fonte demonstraram-se positivas, resultando em um aumento significativo do parâmetro R, de  $8,38 \pm 1,42$  para  $65 \pm 22$ . Desta maneira, podemos constatar a existência de correlações quânticas entre os fótons gerados pelo processo SPDC neste trabalho.

## 5 Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho, obtivemos êxito na construção do sistema de controle de corrente laser de diodo que operou num comprimento de onda central de 407 nm em regime contínuo (cw), apresentando características propícias para sua aplicação no bombeio de um cristal não linear de segunda ordem, desde uma ótima resposta de potência em relação à corrente fornecida, quanto em comprimento de onda de operação. Observamos que nosso laser operou com uma potência média de bombeio de 23 mW, e com um modo espacial ideal para o experimento.

Em seguida, incorporamos este novo sistema laser para a implementação de uma fonte de fótons quanticamente correlacionados. O laser foi utilizado para excitar um cristal não linear, neste caso, o PPKTP, que possui uma espessura de 0,5 mm. Através de uma análise da desigualdade Cauchy-Schwarz, avaliada pelo parâmetro  $R$ , que por sua vez, é obtido através do quociente entre a correlação cruzada normalizado ao quadrado pelo produto das autocorrelações, do fótons gerados pela SPDC. Com essa fonte, alcançamos uma violação máxima da desigualdade com  $R = 65 \pm 22$ , evidenciando a viabilidade da geração de pares correlacionados com as configurações experimentais delineadas nesta dissertação.

A aplicação desse laser em outras áreas de pesquisa como medicina, física atômica, informação quântica, etc. e a replicação de lasers semelhantes torna-se mais acessível em locais com recursos limitados para investir em lasers comerciais mais dispendiosos. Assim, esta dissertação desempenha um papel significativo ao empregar a construção de um sistema de controle caseiro para um laser de diodo que já é bem consolidado dentro do departamento de física da UFPE, com trabalhos especialmente desenvolvidos na área de transição atômica (ALVES, 2019) (ALVAREZ, 2016) (ALMEIDA, 2019) (MARTÍNEZ, 2018). Entretanto, essa foi a primeira vez dentro dos departamentos de física da UFPE e UFRPE a explorar esse tipo de construção do laser de diodo para a geração de efeitos não clássicos por meio da SPDC. Esta abordagem não apenas amplia as possibilidades de experimentação em ambientes com restrições financeiras, mas também contribui para a democratização do acesso à tecnologia laser associados à geração de fótons com correlações quânticas.

Considerando a eficácia alcançada, é possível antever melhorias futuras por meio da otimização dos parâmetros experimentais, conduzindo potencialmente a avanços adicionais

na eficiência e controle da fonte de fótons correlacionados. Nesse contexto, ressaltamos a importância de aprimoramentos no alinhamento experimental, bem como no acoplamento das fibras que conduzem os fótons correlacionados até os detectores. A introdução do controle de temperatura no cristal também surge como uma possível contribuição, visto que pode resultar na melhoria da eficiência do processo.

Entretanto, o ponto mais importante na obtenção de uma fonte mais eficiente do ponto de vista de geração de pares de fótons com correlações quânticas, seria a utilização do laser de diodo com cristais com espessuras da ordem de 10 mm, visto que na literatura, a combinação de geração de SPDC com laser de diodo já é amplamente utilizada com cristais com esse comprimento (CAI *et al.*, 2022) (GUO; SHANG, 2023) (LOHRMANN *et al.*, 2020b), e como citado anteriormente, o cristal utilizado neste trabalho tinha uma espessura muito pequena, de aproximadamente, 0,5 mm.

Essas considerações apontam direções promissoras para melhorar e aprimorar o desempenho da fonte proposta. Além disso, podemos explorar o perfil espectral dos fótons gerados pelo processo de SPDC e fazer ajustes necessários para realizar medições da desigualdade de Bell por meio de correlações cruzadas.

## Referências Bibliográficas

AFFOLDERBACH, C.; MILETI, G. A compact laser head with high-frequency stability for Rb atomic clocks and optical instrumentation. **Review of Scientific Instruments**, v. 76, n. 7, p. 073108, 2005.

ALFEROV, Z. I.; ANDREEV, V.; PORTNOY, E.; TRUKAN, M. Alas-gaas heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold. In: . [S.l.: s.n.], 1969. v. 3, p. 1328–1332.

ALMEIDA, A. A. C. de. **Spectral analysis of the four-wave mixing in a cold atomic sample using a single CW laser**. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, 2019. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/33525>.

ALVAREZ, A. S. **Armadilha magneto ótica de rubídio e mistura de quatro ondas no vapor atômico**. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, 2016. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/18556>.

ALVES, N. D. **Instrumentação para geração e caracterização de pares de fótons em um ensemble de átomos frios**. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, 2019. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/33764>.

ASHCROFT, N.; MERMIN, N. **Solid State Physics**. Cengage Learning, 2011. ISBN 9788131500521. Disponível em: <[https://books.google.com.br/books?id=x\\_s\\_YAAACAAJ](https://books.google.com.br/books?id=x_s_YAAACAAJ)>.

ASNAASHARI, M.; EBAD, L. T.; SHOJAEIAN, S. Comparison of antibacterial effects of 810 and 980- nanometer diode lasers on enterococcus faecalis in the root canal system -an in vitro study. **Laser Ther**, Japan, v. 25, n. 3, p. 209–214, 2016.

AZMA, E.; SAFAVI, N. Diode laser application in soft tissue oral surgery. **J Lasers Med Sci**, v. 4, n. 4, p. 206–211, 2013.

BADILITA, V. **Study of vertical coupled-cavity laser structures**. [S.l.], 2004.

BENNETT, C. H.; BESSETTE, F.; BRASSARD, G.; SALVAIL, L.; SMOLIN, J. A. Experimental quantum cryptography. **J. Cryptology**, v. 5, p. 3–28, 1992.

BENNETT, C. H.; BRASSARD, G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In: **Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing**. India: [s.n.], 1984. p. 175.

BOYD, R. **Nonlinear Optics**. Elsevier Science, 2008. ISBN 9780080485966. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=uoRUi1Yb7ooC>>.

BURNHAM, D. C.; WEINBERG, D. L. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 25, p. 84–87, 1970.

BYER, R. L.; HARRIS, S. E. Power and bandwidth of spontaneous parametric emission. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 168, p. 1064–1068, 1968.

CAI, N.; CAI, W.-H.; WANG, S.; LI, F.; SHIMIZU, R.; JIN, R.-B. Broadband-laser-diode pumped periodically poled potassium titanyl phosphate-sagnac polarization-entangled photon source. **J. Opt. Soc. Am. B**, Optica Publishing Group, v. 39, n. 1, p. 77–82, Jan 2022.

CLAUSER, J. F. Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 9, p. 853–860, 1974.

EINSTEIN, A. Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt. **Annalen der Physik**, v. 322, n. 6, p. 132–148, 1905.

EINSTEIN, A. Strahlungs-emission und -absorption nach der quantentheorie. **Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft**, v. 18, p. 318–323, 1916.

EKERT, A. K. Quantum cryptography based on bell's theorem. **Phys. Rev. Lett.**, APS, v. 67, n. 6, p. 661, 1991.

FRANKEN, P. A.; HILL, A. E.; PETERS, C. W.; WEINREICH, G. Generation of optical harmonics. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 7, p. 118–119, 1961.

GORDON, J. P.; ZEIGER, H. J.; TOWNES, C. H. Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of  $\text{nh}_3$ . **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 95, p. 282–284, 1954.

GUO, S.; SHANG, K. High-flux, high-visibility entangled photon source obtained with a non-collinear type-ii ppktp crystal pumped by a broadband continuous-wave diode laser. **Optics Communications**, Elsevier, p. 129586, 2023.

HALL, R. N.; FENNER, G. E.; KINGSLEY, J. D.; SOLTYS, T. J.; CARLSON, R. O. Coherent light emission from gaas junctions. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 9, p. 366–368, 1962.

HARRIS, S. E.; OSHMAN, M. K.; BYER, R. L. Observation of tunable optical parametric fluorescence. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 18, p. 732–734, 1967.

HONG, C. K.; MANDEL, L. Experimental realization of a localized one-photon state. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 56, 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.**, American Physical Society, v. 59, p. 2044–2046, 1987.

JAVAN, A.; BENNETT, W. R.; HERRIOTT, D. R. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a he-ne mixture. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 6, p. 106–110, 1961.

- JEONG, Y.-C.; HONG, K.-H.; KIM, Y.-H. Bright source of polarization-entangled photons using a ppktp pumped by a broadband multi-mode diode laser. **Opt. Express**, Optica Publishing Group, v. 24, n. 2, p. 1165–1174, 2016.
- KIRKBY, P. Semiconductor laser sources for optical communication. **Radio and Electronic Engineer**, IET, v. 51, n. 7, p. 362–376, 1981.
- KOCHER, C. A.; COMMINS, E. D. Polarization correlation of photons emitted in an atomic cascade. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 18, p. 575–577, 1967.
- KWIAT, P. G.; MATTLE, K.; WEINFURTER, H.; ZEILINGER, A.; SERGIENKO, A. V.; SHIH, Y. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 75, p. 4337–4341, 1995.
- LIM, H. S. Development and optimization of a diode laser for photodynamic therapy. **LASER THERAPY**, v. 20, n. 3, p. 195–203, 2011.
- LOHRMANN, A.; PERUMANGATT, C.; VILLAR, A.; LING, A. Broadband pumped polarization entangled photon-pair source in a linear beam displacement interferometer. **Applied Physics Letters**, v. 116, n. 2, p. 021101, 2020.
- LOHRMANN, A.; PERUMANGATT, C.; VILLAR, A.; LING, A. Broadband pumped polarization entangled photon-pair source in a linear beam displacement interferometer. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 116, n. 2, 2020.
- MAIMAN, T. H. Stimulated optical radiation in ruby. **Nature**, v. 187, p. 493–494, 1960.
- MARINHO, L. S. **Correlações não clássicas via mistura de quatro ondas em átomos frios com dois níveis de energia puros**. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, 2022. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/48582>.
- MARTÍNEZ, L. F. M. **Generation and characterization of more complex non-classical light states**. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Pernambuco, 2018. <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/30596>.
- MENDES, M. S.; FERNÁNDEZ, L.; COELHO, A. S.; MIRANDA, M. H. G. de; PARISIO, F.; BELLINI, M.; FELINTO, D.; CASSEMIRO, K. N. Femtosecond source of unbalanced polarization-entangled photons. **J. Opt. Soc. Am. B**, Optica Publishing Group, v. 32, n. 8, p. 1670–1675, 2015.
- MIDWINTER, J. E.; WARNER, J. The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization. **British Journal of Applied Physics**, v. 16, n. 8, p. 1135, aug 1965.
- MORAES, F. C. D. de. **Construção e caracterização de um laser contínuo de titânio-safira**. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade de São Paulo, 2014. <https://doi.org/10.11606/D.43.2013.tde-21102014-154229>.
- MOREIRA, R.; CARVALHO, A.; MENDES, M.; MORENO, M.; FERRAZ, J.; PARISIO, F.; ACIOLI, L.; FELINTO, D. Toward an experimental test for the finite-time wave function collapse. **Optics Communications**, v. 426, p. 212–218, 2018. ISSN 0030-4018.

MÜLLER, A.; MARSCHALL, S.; JENSEN, O. B.; FRICKE, J.; WENZEL, H.; SUMPFF, B.; ANDERSEN, P. E. Diode laser based light sources for biomedical applications. **Laser & Photonics Reviews**, v. 7, n. 5, p. 605–627, 2013.

NASIM, H.; JAMIL, Y. Diode lasers: From laboratory to industry. **Optics & Laser Technology**, v. 56, p. 211–222, 2014. ISSN 0030-3992.

NEUMANN, S. P.; SELIMOVIC, M.; BOHMANN, M.; URSIN, R. Experimental entanglement generation for quantum key distribution beyond 1 gbit/s. **Quantum**, Verein zur Förderung des Open Access Publizierens in den Quantenwissenschaften, v. 6, p. 822, 2022.

PLAUT, Y. Ppctp applications: Quantum encryption. **PhotonicsViews**, v. 17, n. 6, p. 47–49, 2020.

POWERS, P.; HAUS, J. **Fundamentals of Nonlinear Optics**. CRC Press, 2017. ISBN 9781498736848. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=6jsPEAAAQBAJ>>.

SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H. Infrared and optical masers. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 112, p. 1940–1949, 1958.

SILVA, O. C. da. **Correlações espaciais de estados multifotônicos gerados via cristal de PPKTP**. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Minas Gerais, 2008. [Http://hdl.handle.net/1843/ESCZ-7N2H4E](http://hdl.handle.net/1843/ESCZ-7N2H4E).

THOMAS, P. A.; GLAZER, A. M.; WATTS, B. E. Crystal structure and nonlinear optical properties of ksnopo sub 4 and their comparison with ktiopo sub 4. **Acta Cryst Sect**, v. 46:3, p. 333–343, 1990.

TORDJMAN, I.; MASSE, R.; GUITEL, J. C.; KRISTALLOGR, Z. Structure cristalline du monophosphate ktipo5. **Zeitschrift für Kristallographie**, v. 139, n. 1-2, p. 103–115, 1974.

VUOLO, J. **Complementos de física experimental**. 2. ed. [S.l.], 1998.

WILLIAMS, C. Co2 industrial laser systems and applications. In: **Laser processing in manufacturing**. [S.l.]: Springer, 1993. p. 141–161.

YARIV, A. **Quantum electronics / Amnon Yariv**. 3rd ed.. ed. New York: Wiley, 1989. ISBN 0471617717.

YIN, J.; CAO, Y.; LI, Y.-H.; LIAO, S.-K.; ZHANG, L.; REN, J.-G.; CAI, W.-Q.; LIU, W.-Y.; LI, B.; DAI, H.; LI, G.-B.; LU, Q.-M.; GONG, Y.-H.; XU, Y.; LI, S.-L.; LI, F.-Z.; YIN, Y.-Y.; JIANG, Z.-Q.; LI, M.; JIA, J.-J.; REN, G.; HE, D.; ZHOU, Y.-L.; ZHANG, X.-X.; WANG, N.; CHANG, X.; ZHU, Z.-C.; LIU, N.-L.; CHEN, Y.-A.; LU, C.-Y.; SHU, R.; PENG, C.-Z.; WANG, J.-Y.; PAN, J.-W. Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers. **Science**, v. 356, n. 6343, p. 1140–1144, 2017.

ZEITELS, S. M.; KOBLER, J. B.; HEATON, J. T.; FAQUIN, W. Carbon dioxide laser fiber for laryngeal cancer surgery. **Annals of Otology, Rhinology & Laryngology**, SAGE Publications Sage CA: Los Angeles, CA, v. 115, n. 7, p. 535–541, 2006.

---

ZHAN, X.-H.; WANG, S.; ZHONG, Z.-Q.; YIN, Z.-Q.; CHEN, W.; HE, D.-Y.; GUO, G.-C.; HAN, Z.-F. Quantum key distribution with a continuous-wave-pumped spontaneous-parametric-down-conversion heralded single-photon source. **Physical Review Applied**, APS, v. 19, n. 3, p. 034027, 2023.

ZHANG, C.-X.; WU, D.; CUI, P.-W.; MA, J.-C.; WANG, Y.; AN, J.-M. Research progress in quantum key distribution. **Chinese Physics B**, IOP Publishing, 2023.

## Apêndice A

### Datasheet do Laser de Diodo L405P150

Apresentamos as configurações e especificações detalhadas do laser de diodo utilizado nesta dissertação, disponíveis para consulta diretamente no site da Thorlabs, sob o código L405P150. No momento, observa-se que este diodo está listado como obsoleto no site da Thorlabs, indicando o encerramento atual de sua comercialização por essa empresa. No entanto, é possível adquirir o diodo por meio de outros revendedores.

**THORLABS****405 nm Laser Diode, 150 mW****L405P150****Description**

This 405 nm, 150 mW laser diode is a compact light source suited for a variety of applications including fluorescence and spectroscopic measurements, flow cytometry, imaging and microscopy, and materials processing. Packaged in a  $\varnothing 3.8$  mm TO can with a G pin configuration, the diode is MOCVD grown and can be operated in CW or pulsed mode and is optimized for high efficiency lasing over a broad temperature range of 0 °C to 90 °C. It is recommended to have the base of the laser diode in good thermal contact with a heat sink.

**Specifications**

Absolute Maximum Ratings*	
Specification	Maximum
Output Power, CW	200 mW
Output Power, Pulse (50% Duty, 30 ns)	350 mW
LD Reverse Voltage	2 V
Operating Case Temperature	0 to +90 °C
Storage Temperature	-40 to +90 °C

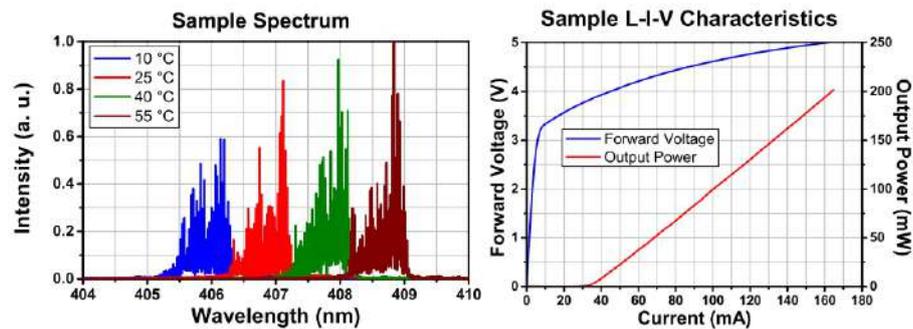


\*Absolute Maximum Rating specifications should never be exceeded. Operating at or beyond these conditions can permanently damage the laser.

L405P150 Specifications				
	Symbol	Min	Typical	Max
Center Wavelength @ P <sub>op</sub>	$\lambda_c$	400 nm	405 nm	410 nm
Output Power, CW	P <sub>op</sub>	-	150 mW	-
Threshold Current	I <sub>TH</sub>	-	39 mA	60 mA
Operating Current CW @ P <sub>op</sub>	I <sub>op</sub>	-	138 mA	170 mA
Operating Voltage @ P <sub>op</sub>	V <sub>op</sub>	-	4.9 V	5.5 V
Slope Efficiency	$\eta$	1.2 W/A	1.5 W/A	-
Polarization Extinction Ratio (TE/TM)	PER	-	22 dB	-
Beam Divergence (FWHM) Parallel @ P <sub>op</sub>	$\theta_{//}$	-	9°	-
Beam Divergence (FWHM) Perpendicular @ P <sub>op</sub>	$\theta_{\perp}$	-	19°	-
Off-axis deviation, Perpendicular @ P <sub>op</sub>	$\Delta\theta_{//}$	-3°	-	3°
Off-axis deviation, Parallel @ P <sub>op</sub>	$\Delta\theta_{\perp}$	-3°	-	3°

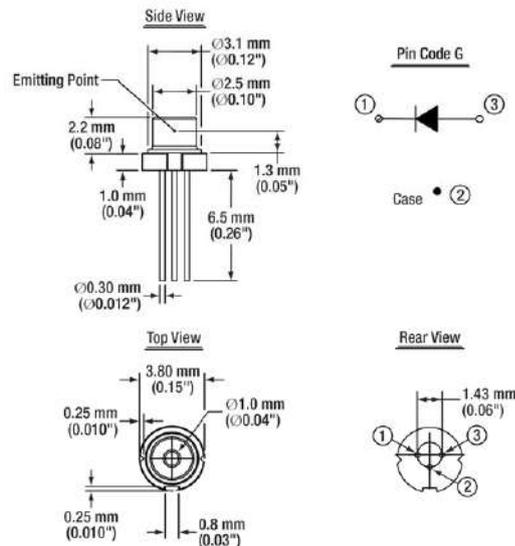
T<sub>CASE</sub> = 25 °C

## Performance Plots



The data presented here is for one particular laser diode. Slight variations in performance data will occur from device to device. The sample spectrum of the L405P150 laser diode was measured at 10 °C, 25 °C, 40 °C, and 55 °C using a Thorlabs OSA201 Spectrum Analyzer with resolution of 7.5 GHz. The L-I-V characteristics data was taken at 25 °C. Please visit our website for raw data L-I-V characteristics at 10 °C, 25 °C, 40 °C, and 55 °C.

## Drawings



Pin	Description
1	Cathode
2	Case
3	Anode

## Apêndice B

### Sistema de controle caseiro

A construção de um sistema de controle de operação do diodo foi essencial para diminuição dos custos desse projeto e o torna-ló uma opção de baixo custo. Nesse sentido, trazemos aos leitores, a placa eletrônica para a construção de um controlador de corrente caseiro.

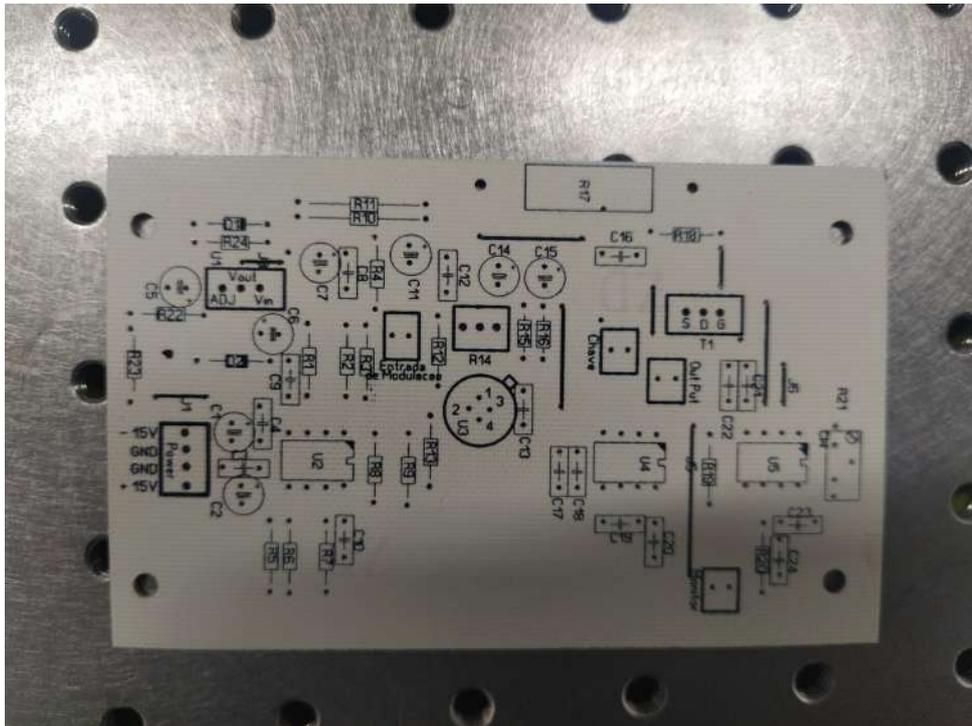


Figura B.1: Fotografia de um exemplar da placa eletrônica utilizada para construir um controlador de corrente caseiro, com todas as posições dos componentes eletrônicos.



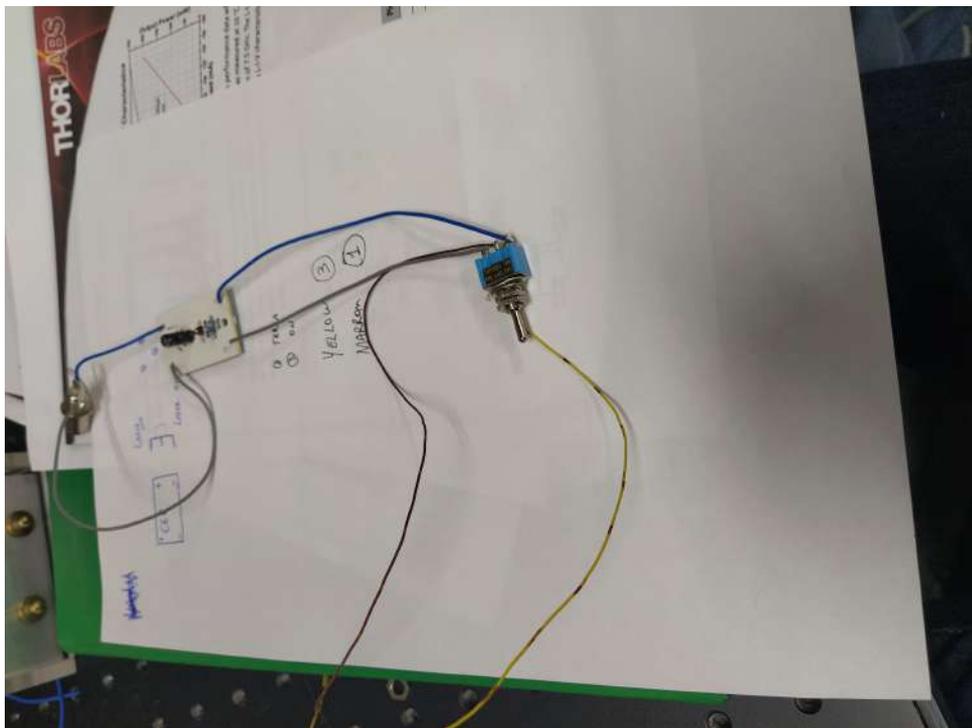


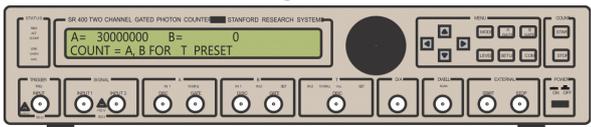
Figura B.3: A fotografia mostra as conexões para a passagem de corrente necessária para o funcionamento do diodo. A alavanca on/off, item azul na imagem, está conectada por fios azul e cinza ao sistema de proteção do diodo, além de estar soldada com fios marrom e amarelo no soquete que se encaixa ao diodo. Por fim, no extremo esquerdo da figura, podemos observar a entrada BNC, também soldada ao sistema de proteção.

# Apêndice C

## SR400

Abaixo mostramos todas as configurações implementadas na SR400, para as realizações das medidas mostradas nesta dissertação.

### CONFIGURAÇÃO DA SR400



**MODE**

COUNT A, B FOR T PRESET  
 A INPUT 1  
 B INPUT 2    B SET= \*\*\*\*\*  
 T = 10MHz    T SET= 1e0s  
 N PERIODS = 1    [AT = 0]  
 AT N = START    DWELL 1e0s  
 D/A OUT = A  
 D/A RANGE = LOG  
 DISPLAY = CONTINUOUS

**A GATE**

A GATE = CW    A DELAY = \*\*\*\*\*    A WIDTH = \*\*\*\*\*

**B GATE**

B GATE = CW    B DELAY = \*\*\*\*\*    B WIDTH = \*\*\*\*\*

**LEVEL**

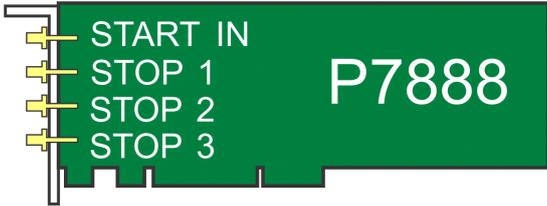
A DISC SLOPE = FALL    A DISC = FIXED    A DISC LVL = +300 mV  
 B DISC SLOPE = FALL    B DISC = FIXED    B DISC LVL = +300 mV  
 T DISC SLOPE = FALL    T DISC = FIXED    T DISC LVL = -10 mV  
 PORT 1 = FIXED    PORT 1 LVL = +0,000 V  
 PORT 2 = FIXED    PORT 2 LVL = +0,000 V  
 TRIG SLOPE = RISE    TRIG LVL = 2,000 V

## Apêndice D

### Placa 7888 e MCDWIN

Apresentação das configurações implementadas dentro do software MCDWIN, para as realizações das medidas mostradas nesta dissertação.

CONFIGURAÇÃO DO SOFTWARE MCDWIN  
PARA A PLACA P7888



PLLfreq = 2e+009                      Module A  
 Sync out NIM – OFF  
 Sync out TLL – OFF  
 Software start – no                      Write at file – no  
 LNRAP Around – no                      No Histogram – no  
 Start event generation – yes  
 Time Difference – no  
  
 Start preset – no – 1  
 Sweep preset – no  
  
 2d spectra  
 Sequential cycles – no – 1  
 Sequences – no – 1  
 Ch1 x Ch2 – Yes  
  
 Time Preset – 180  
 Event Preset – 0  
 Binwidth – 1  
 Range – 128  
 End of sweeps (ns) - 144  
 Acq delay (ns) – 0  
 ROI - 0 at 128  
  
 INPUT THRESHOLDS  
  
 START  
 -0,405                      FAST NIM

## STOP

Input 1 = -0,405      FAST NIM  
Input 2 = -0,405      FAST NIM  
Input 3 = -0,405      FAST NIM  
Input 4 = -0,405      FAST NIM

## INPUT 2

ROI preset 0              ROI 0 at 128

## INPUT 3

ROI preset 0              ROI 0 at 128

## INPUT 4

ROI preset 0              ROI 0 at 128

## SYSTEM DEFINITION

## DIGE OUTPUT

Push pull – no              Open Drain – Yes  
Starts Dig – no              Invert – no  
Value at stop – 0

2 input / 1 GHz

## GO LINE

Watch – no  
High at start – no  
Low at stop – no

## START WITH DIGL0 INPUT

Dig 4 – no                  Clear Before Start – no