

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

# Teletransporte de estados do campo eletromagnético: de átomos para chips

Beatriz Vilela de Moura



Orientador(a): Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da  
Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção  
do título de Mestra em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig - Orientador (IFUSP)

Prof. Dr. Lino Misoguti (IFSC - USP)

Prof. Dr. Sebastião José Nascimento de Pádua (UFMG)

São Paulo  
2023

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Moura, Beatriz Vilela de

Teletransporte de estados do campo eletromagnético: de átomos para chips. São Paulo, 2023.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Experimental.

Orientador(a): Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig

Área de Concentração: Óptica Quântica

Unitermos: 1. Óptica Quântica; 2. Informação Quântica; 3. Física Experimental.

USP/IF/SBI-010/2023

University of São Paulo  
Physics Institute

# Teleportation of states of the electromagnetic field: from atoms to chips

Beatriz Vilela de Moura

Supervisor: Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig

Dissertation submitted to the Physics Institute of the University  
of São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the  
degree of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig - Supervisor (IFUSP)

Prof. Dr. Lino Misoguti (IFSC - USP)

Prof. Dr. Sebastião José Nascimento de Pádua (UFMG)

São Paulo  
2023





## AGRADECIMENTOS

Há muitas pessoas para agradecer pelo apoio no caminho até a conclusão deste trabalho. Primeiramente, minha mãe, Arliana Vilela, e meu pai, Mario Moura, por sempre priorizarem minha educação. Às minhas irmãs Alice, Ana Carolina e Maria Júlia e toda a família que me incentivou, incluindo minha tia avó Ana Maria e minha prima Alessandra Pessanha. Em especial, agradeço à minha prima, Karina Siqueira, e seu marido, Kelsen Johnson, que me receberam em São Paulo, e seus filhos, meus priminhos Gustavo e Lucas, por todos os momentos alegres, divertidos e fofinhos que a companhia de um bebê/criança pode trazer.

Agradeço ainda aos amigos que me acompanharam durante a trajetória acadêmica, em particular Roberta Ciarlini, Lucas Miguel e Leonardo. E os amigos que mais me acompanharam na pandemia, uma vez que moravam comigo: Raíssa Oblitas, Camila Pareja, Miguel Díaz e o intruso, Geovani Canuto. Agradeço também a todos os pets que me acompanharam desde a graduação, em especial minha gatinha Boo, minha cachorra Nina e a recém-adotada gata Cacau.

Há também os amigos que fiz no laboratório durante o mestrado e sempre estiveram dispostos a ajudar: Lucas Faria, que convivi pouco, mas me convenceu a escolher o experimento de teletransporte; Álvaro Montaña, por contar as histórias mais doidas; Gabriel Couto, por todas as curiosidades biográficas de cientistas; Théo Meireles, por todas as batatas fritas divididas; Felipe Gewers, por todas as risadas, principalmente no Chave de Ouro; Raúl Rincón, pelos desenhos fofinhos no quadro (que ainda não foram apagados); Roger Kögler, por me apresentar o vinho e Mayara Pinto, por não me deixar ser a única mulher nos rolês. Sobretudo, agradeço ao Yuri Sacha, que se aproximou mais no fim do mestrado, mas cujo apoio, ajuda, incentivo e carinho foram fundamentais para a conclusão do trabalho, e a suas gatinhas Rosalind Franklin e Emmy Noether pela companhia durante a escrita da dissertação.

Além disso, um agradecimento especial a todos que trabalharam junto comigo no experimento: Felipe Gewers, Gabriel Borba e Igor Konieczniak; e por fazerem possível o andamento do projeto, Marcos, da oficina mecânica, Edu, da eletrônica e Korogui, da informática. Por fim, agradeço meu orientador Paulo Nussenzeig, o professor Marcelo Martinelli, por toda a colaboração no desenvolvimento do projeto, e a agência de fomento FAPESP pelo apoio na realização deste trabalho por meio do processo 2020/03920-7. Ainda, o presente trabalho foi realizado com apoio do CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - Brasil.



## RESUMO

MOURA, B. **Teletransporte de estados do campo eletromagnético: de átomos para chips**. 2023. 71p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2023.

Propomos um método de conversão de estados quânticos do campo eletromagnético entre cores distintas do espectro, empregando os feixes emaranhados produzidos pela conversão paramétrica descendente em um oscilador paramétrico óptico (OPO). O OPO é bombeado por um feixe de 532 nm, com a geração de um campo intenso ( $\sim$ mW) ressonante com a linha D1 dos átomos de Rb, em 795 nm. O campo complementar, produzido em 1608 nm, está na faixa da banda L de telecomunicações, região de baixas perdas em fibra óptica apropriada para acoplamentos em longa distância e compatível com a tecnologia de micro fabricação de dispositivos ópticos em chips de silício e nitreto de silício. Empregaremos o sistema na demonstração de teletransporte de diferentes estados quânticos da luz produzidos por interação com átomos de rubídio, com a conversão de frequência da luz para a banda L. Para atingir esse objetivo, é fundamental haver uma fonte de um par de feixes emaranhados nos comprimentos de onda em questão. Assim, o foco deste trabalho foi produzi-los. A geração do par de feixes gêmeos foi alcançada, apesar da dificuldade de travamento do OPO na temperatura adequada. Além disso, todo o sistema de detecção e aquisição de dados foi montado. Então, foi feita a caracterização completa dos feixes gerados com o cristal do OPO a 18°C, com comprimentos de onda distintos dos desejados devido à temperatura. Para verificar o emaranhamento dos feixes, foi utilizado o critério de Duan, no qual a soma das quadraturas dos feixes deveria ser menor do que 1. O resultado obtido, no entanto, foi de 1,04. O valor próximo do necessário indica que, com a superação do obstáculo de travamento do OPO a baixas temperaturas, o emaranhamento será de fato observado.

**Palavras-chave:** Óptica quântica. Informação óptica. Física experimental.



## ABSTRACT

MOURA, B. **Teleportation of states of the electromagnetic field: from atoms to chips**. 2023. 71p. Dissertation (Master in Science) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2023.

We propose a method of quantum states conversion between different colors of the spectrum, by using entangled beams produced through parametric down conversion in an optical parametric oscillator (OPO). The OPO is pumped by a 532 nm laser, with the generation of a intense field ( $\sim$ mW) resonant with the D1-line of Rb atoms, in 795 nm. The idler field, produced in 1608 nm, is in the telecommunication L-band, a low loss region appropriate for long distance coupling and compatible with the technology of micro fabrication of optical devices in silicon and silicon nitrate chips. We will use the system to demonstrate the teleportation of different quantum states of light produced by interaction with rubidium atoms, with conversion of the light frequency to the L-band. To achieve this goal, it is a fundamental step to have a source of entangled beams in such wavelengths. Thus, the aim of this work was to produce them. We accomplished the generation of the pair of twin beams, despite the difficulty in locking the OPO in the suitable temperature. Besides, the entire detection system and data acquisition were built. Furthermore, we made the complete characterization of the generated beams at a 18°C temperature for the OPO crystal, with wavelengths different from the desired ones, due to the temperature. To verify the beams entanglement, we used the Duan criterion, in which the quadratures sum must be less than 1. The obtained result, however, was 1.04. The value is near the necessary, what indicates that, by overcoming OPO locking barrier at low temperatures entanglement must indeed be observed.

**Keywords:** Quantum optics. Quantum Information. Experimental physics.



## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Representação do protocolo de teletransporte. . . . .	19
Figura 2 – Imagem do OPO sendo bombeado pelo laser de 532 nm. O cristal na foto possui 15,0 mm de comprimento. . . . .	35
Figura 3 – Ilustração dos picos de ressonância de uma cavidade com dados de um osciloscópio. . . . .	36
Figura 4 – Ilustração de um feixe gaussiano com cintura de raio $\omega$ , propagação na direção $z$ e raio de curvatura $R(z)$ . . . . .	37
Figura 5 – Imagem da câmara de vácuo, com o OPO em seu interior. . . . .	40
Figura 6 – Imagem da cavidade de filtro, com cerca de 50 cm de comprimento, em ressonância. . . . .	40
Figura 7 – Imagem da parte interna da tampa da câmara de vácuo, com a armadilha de nitrogênio líquido. . . . .	43
Figura 8 – Imagem de um peltier com três camadas. . . . .	44
Figura 9 – Curva de comprimento de onda do feixe sinal gerado pelo OPO em função da temperatura do cristal. . . . .	44
Figura 10 – Ilustração do sistema de detecção montado na mesa óptica. . . . .	48
Figura 11 – Ilustração do sistema de detecção e etapas de amplificação, divisão, demodulação e aquisição do sinal HF. . . . .	49
Figura 12 – Exemplo dos picos de ressonância sincronizados. Dados de reflexão e transmissão das cavidades, respectivamente. . . . .	50
Figura 13 – Exemplo do pico de ressonância de uma cavidade centralizado, enquanto a outra está fora de ressonância. Dados de reflexão e transmissão das cavidades, respectivamente. . . . .	50
Figura 14 – Curva para verificação do balanceio dos sinais DC dos pares de detectores dos feixes sinal, à esquerda; e complementar, à direita. . . . .	52
Figura 15 – Curva para verificação do balanceio dos sinais HF dos detectores de Alice e Victor. . . . .	52
Figura 16 – Curva de <i>shot-noise</i> . . . . .	53
Figura 17 – Reflexão e transmissão cavidade de Alice em varredura, passando pela ressonância no centro. . . . .	54
Figura 18 – Reflexão e transmissão cavidade de Bob em varredura, passando pela ressonância no centro. . . . .	55
Figura 19 – Reflexão e transmissão de ambas as cavidades em varredura, passando pela ressonância sincronizadas no centro e com mesma largura de banda. . . . .	55
Figura 20 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na primeira medida com ambas as cavidades em varredura. . . . .	56

Figura 21 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na segunda medida com ambas as cavidades em varredura. . . . .	56
Figura 22 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na terceira medida com ambas as cavidades em varredura. . . . .	57
Figura 23 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Alice em varredura. . . . .	57
Figura 24 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Bob em varredura. . . . .	57
Figura 25 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na primeira medida com ambas as cavidades em varredura. . . . .	58
Figura 26 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na segunda medida com ambas as cavidades em varredura. . . . .	58
Figura 27 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na terceira medida com ambas as cavidades em varredura. . . . .	59
Figura 28 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Alice em varredura. . . . .	59
Figura 29 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Bob em varredura. . . . .	59
Figura 30 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe sinal para apenas a cavidade de Alice em varredura. . . . .	60
Figura 31 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe sinal para ambas as cavidades em varredura. . . . .	61
Figura 32 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe complementar para apenas a cavidade de Bob em varredura. . . . .	61
Figura 33 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe complementar para ambas as cavidades em varredura. . . . .	62
Figura 34 – Ajuste da curva de espectro de ruído do par de feixes para apenas a cavidade de Alice em varredura. . . . .	62
Figura 35 – Ajuste da curva de espectro de ruído do par de feixes para apenas a cavidade de Bob em varredura. . . . .	63
Figura 36 – Ajuste da curva de espectro de ruído do par de feixes para ambas as cavidades em varredura. . . . .	63



## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Caracterização da cavidade do OPO com o cristal em seu interior . . .	39
Tabela 2 – Caracterização da cavidade de filtro . . . . .	41
Tabela 3 – Caracterização da cavidade de Alice . . . . .	45
Tabela 4 – Caracterização da cavidade de Bob . . . . .	46
Tabela 5 – Caracterização da cavidade de Victor . . . . .	46
Tabela 6 – Parâmetros obtidos com ajustes de espectro de ruído do feixe sinal. . .	61
Tabela 7 – Parâmetros obtidos com ajustes de espectro de ruído do feixe complementar. . . . .	62
Tabela 8 – Parâmetros obtidos com ajustes de espectro de ruído do par de feixes. .	63



## SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO . . . . .	17
2	TEORIA . . . . .	19
2.1	Teletransporte . . . . .	19
2.2	Oscilador Paramétrico Óptico . . . . .	22
2.3	Sistema de detecção . . . . .	25
3	MONTAGEM EXPERIMENTAL . . . . .	33
3.1	OPO . . . . .	33
3.2	Preparação do feixe de bombeio . . . . .	40
3.3	Controle de temperatura . . . . .	41
3.4	Cavidades de análise . . . . .	45
3.4.1	Alice . . . . .	45
3.4.2	Bob . . . . .	45
3.4.3	Victor . . . . .	46
3.5	Sistema de travamento . . . . .	46
3.6	Sistema de Detecção . . . . .	47
4	RESULTADOS . . . . .	51
4.1	Parâmetros de medida . . . . .	51
4.2	Caracterização do sistema de detecção . . . . .	52
4.3	<i>Shot-noise</i> . . . . .	53
4.4	Reflexão e transmissão das cavidades de análise . . . . .	54
4.5	Estacionariedade dos feixes . . . . .	55
4.6	Ajuste das curvas . . . . .	60
4.7	Matriz de Covariância . . . . .	64
4.8	Critério de Duan . . . . .	64
5	CONCLUSÃO . . . . .	67
	REFERÊNCIAS . . . . .	69



## 1 INTRODUÇÃO

A área de informação quântica está diretamente relacionada ao avanço da computação quântica. Dentre as vantagens desse desenvolvimento estão a maior segurança, por exemplo com protocolos de criptografia quântica (1, 2), e a possível realização de cálculos mais eficientes que qualquer computador clássico para problemas específicos (3, 4). Essas vantagens estão diretamente associadas à possibilidade de aproveitamento das propriedades quânticas de seus componentes, como o emaranhamento, cuja exploração experimental rendeu o Prêmio Nobel de Física de 2022 para os físicos Alain Aspect, John Clauser, e Anton Zeilinger (5). Buscando contribuir para a área, este trabalho visa desenvolver a implementação experimental de uma forma de transferência segura de informação: o teletransporte quântico em variáveis contínuas.

O protocolo de teletransporte quântico, descrito inicialmente em variáveis discretas (6), consiste em uma maneira de transmitir informações de um local a outro sem que a informação precise percorrer o caminho fisicamente. Isso é possível quando o remetente e o destinatário possuem, cada um, uma parte de um sistema emaranhado. O remetente executa uma medida conjunta no sistema composto por sua parte emaranhada e o estado inicial, destruindo esse estado no processo. O resultado da medida é enviado classicamente para o destinatário, que com isso pode recriar o estado inicial em sua parte do sistema emaranhado. Isso concede segurança ao protocolo, uma vez que a informação inicial é destruída e só pode ser reconstruída em posse de uma parte do sistema emaranhado e o resultado da medida realizada (7).

Nesse sentido, é fundamental para o sucesso do protocolo, uma fonte robusta de estados emaranhados. Com isso, foi escolhido o oscilador paramétrico óptico (OPO) para este fim (8, 9), uma vez que foi amplamente estudado no Laboratório de Manipulação Coerente de Átomos e Luz (LMCAL) (10–14). É importante ressaltar que o experimento de teletransporte já foi realizado no grupo (10, 15), com um OPO degenerado que gerava um par de feixes de 1064 nm. Já o OPO atual, quando bombeado por um feixe de 532 nm, gerar um par de feixes na região do infravermelho por conversão paramétrica descendente (16). Os comprimentos de onda desejados para o experimento são de 795 nm e 1608 nm, que devem ser atingidos a baixas temperaturas do OPO. O comprimento de onda de 795 nm foi escolhido por corresponder à linha D1 de transição do átomo de rubídio, que pode ter aplicação como memória e é estudado no grupo (17, 18). O outro feixe, por conservação de energia, terá 1608 nm. Esse comprimento de onda está na faixa correspondente à banda L de telecomunicações e também é conveniente por poder ser utilizado para óptica quântica em chips, outra área de estudo no laboratório (19). Com a implementação do experimento, será possível unir as três áreas de estudo do laboratório.

No tempo do projeto, foi feita a montagem experimental necessária para a produção do par de feixes pelo OPO e para sua detecção e caracterização. Assim, a dissertação seguirá com o desenvolvimento da teoria necessária para a compreensão do experimento na seção 2, incluindo o teletransporte em variáveis contínuas, o OPO e o sistema de detecção. Posteriormente, será exposta a montagem experimental executada e a caracterização de seus componentes na seção 3. Por fim, serão apresentados resultados da caracterização dos feixes gerados pelo OPO na seção 4 e a conclusão e perspectivas futuras do projeto na seção 5.

## 2 TEORIA

Neste capítulo, serão apresentados o protocolo de teletransporte na seção 2.1, a teoria do OPO na seção 2.2 e, por fim, na seção 2.3, será explicado o sistema de detecção utilizado.

### 2.1 Teletransporte

Nesta seção, será explicada a teoria do protocolo de teletransporte quântico em variáveis contínuas (10) e haverá a explicação sintetizada dos componentes necessários para a realização do experimento. O protocolo de teletransporte consiste em recriar um estado inicial em outro ponto do espaço sem que haja nenhuma cópia nem seja obtida nenhuma informação sobre ele durante o processo. Um recurso imprescindível para o procedimento é o emaranhamento. A figura 1 ilustra o protocolo, onde um par de estados emaranhados  $\hat{\rho}_{AB}$  é utilizado como canal quântico de comunicação entre Alice e Bob. Alice faz uma medida conjunta em seu sistema, que consiste no estado inicial  $|\Psi\rangle$  e uma parte do par emaranhado. O resultado da medida é enviado a Bob por um canal clássico. Por fim, a partir desse resultado, Bob faz uma operação unitária em sua parte do sistema emaranhado para recuperar o estado inicial.

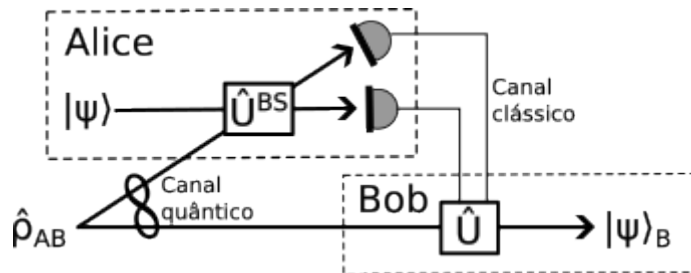


Figura 1 – Representação do protocolo de teletransporte.

Para o desenvolvimento da teoria, é considerado o campo eletromagnético quantizado para a descrição dos feixes no experimento, mostrado na equação 2.1. Na expressão,  $\hat{a}$  e  $\hat{a}^\dagger$  são os operadores de aniquilação e criação, respectivamente.

$$\hat{E}_x = \mathcal{E}_0(\hat{a}e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t}) \sin(kz) \quad (2.1)$$

Considerando o experimento, é conveniente tratar o campo em função das quadraturas de amplitude  $\hat{p}$  e fase  $\hat{q}$ . Esses termos são definidos em função dos operadores  $\hat{a}$  e  $\hat{a}^\dagger$  como expresso em 2.2.

$$\hat{p} = \frac{\hat{a} - \hat{a}^\dagger}{2} \quad (2.2a)$$

$$\hat{q} = \frac{\hat{a} + \hat{a}^\dagger}{2i} \quad (2.2b)$$

A relação de comutação entre as quadraturas do campo é dada por  $[\hat{p}, \hat{q}] = \frac{i}{2}$ . Logo, seguem a relação de incerteza de  $\langle \Delta p^2 \rangle \langle \Delta q^2 \rangle \geq \frac{1}{16}$ . Com as quadraturas definidas, o campo é reescrito em sua função como na equação 2.3.

$$\hat{E}_x = 2\mathcal{E}_0 \sin(kz)[\hat{p} \cos(\omega t) + \hat{q} \sin(\omega t)] \quad (2.3)$$

O protocolo e, portanto o experimento, é dividido em três estações. Para simplicidade, as estações são chamadas de Alice, Bob e Victor. O último é responsável por criar o estado inicial, com quadraturas  $\hat{p}_{in}$  e  $\hat{q}_{in}$  e o enviar a Alice. Esse estado é construído a partir de 1% do feixe de maior energia gerado pelo OPO (idealmente, 795 nm) que é enviado a Victor. Para de fato construir o estado, esse feixe passa por um modulador eletro-óptico (EOM) que vai modular sua frequência. Além disso, Alice e Bob recebem, cada um, um dos objetos emaranhados, que em nosso caso são feixes de luz gerados por um OPO. Alice recebe o feixe de maior energia, idealmente 795 nm, e Bob o de menor energia, idealmente 1608 nm. As quadraturas dos campos dos feixes emaranhados gerados pelo OPO seguem a relação 2.4, em que o índice (0) representa modos de vácuo,  $r$ , o parâmetro de compressão e os índices A e B, Alice e Bob, respectivamente.

$$\frac{\hat{p}_A - \hat{p}_B}{\sqrt{2}} = e^{-r} \hat{p}^{(0)} \quad (2.4a)$$

$$\frac{\hat{q}_A + \hat{q}_B}{\sqrt{2}} = e^{-r} \hat{q}^{(0)} \quad (2.4b)$$

Para um estado maximamente emaranhado,  $r \rightarrow \infty$  e as quadraturas dos feixes A e B estão correlacionados como exposto em 2.5.

$$\hat{p}_A = \hat{p}_B \quad (2.5a)$$

$$\hat{q}_A = -\hat{q}_B \quad (2.5b)$$

Os dois feixes da estação de Alice, que vieram de Victor e do OPO, são misturados em um divisor de feixes. O envio do feixe do estado inicial é feito por meio de um interferômetro de Mach-Zender, onde passa por um EOM, e, no fim, chega ao divisor de feixes para ser combinado com o feixe do par emaranhado que é encaminhado para Alice (15). O resultado da mistura são campos com as quadraturas apresentadas em 2.6, em que os índices + e - representam as duas saídas do divisor de feixes.



$$\hat{p}_{\pm} = \frac{\hat{p}_A \pm \hat{p}_{in}}{\sqrt{2}} \quad (2.6a)$$

$$\hat{q}_{\pm} = \frac{\hat{q}_A \pm \hat{q}_{in}}{\sqrt{2}} \quad (2.6b)$$

Então, Alice executa a medição de Bell, por meio da medição da quadratura de amplitude de um feixe, e da quadratura de fase do outro feixe, por exemplo  $p_+$  e  $q_-$ .

Enquanto isso, Bob tem o outro feixe proveniente do OPO, que está correlacionado com o sistema de Alice. Às suas quadraturas, podemos somar as equações 2.7, derivadas de 2.6.

$$0 = \hat{p}_{in} - \sqrt{2}\hat{p}_+ - \hat{p}_A \quad (2.7a)$$

$$0 = \hat{q}_{in} - \sqrt{2}\hat{q}_- + \hat{q}_A \quad (2.7b)$$

Assim, as quadraturas do feixe de Bob são reescritas como em 2.8.

$$\hat{p}_B = \hat{p}_B + (\hat{p}_{in} - \sqrt{2}\hat{p}_+ - \hat{p}_A) \quad (2.8a)$$

$$\hat{q}_B = \hat{q}_B + (\hat{q}_{in} - \sqrt{2}\hat{q}_- + \hat{q}_A) \quad (2.8b)$$

Reorganizando as expressões e escrevendo em função do parâmetro de compressão, obtemos 2.9.

$$\hat{p}_B = \hat{p}_{in} - (\hat{p}_A - \hat{p}_B) - \sqrt{2}\hat{p}_+ = \hat{p}_{in} - \sqrt{2}e^{-r}\hat{p}_0 - \sqrt{2}\hat{p}_+ \quad (2.9a)$$

$$\hat{q}_B = \hat{q}_{in} + (\hat{q}_A + \hat{q}_B) - \sqrt{2}\hat{q}_- = \hat{q}_{in} + \sqrt{2}e^{-r}\hat{q}_0 - \sqrt{2}\hat{q}_- \quad (2.9b)$$

Para o caso de estados perfeitamente emaranhados, em que  $r \rightarrow \infty$ , o estado do feixe de Bob tem a forma apresentada em 2.10.

$$\hat{p}_B = \hat{p}_{in} - \sqrt{2}\hat{p}_+ \quad (2.10a)$$

$$\hat{q}_B = \hat{q}_{in} - \sqrt{2}\hat{q}_- \quad (2.10b)$$

Com isso, para recuperar o estado inicial, Bob faz uma operação unitária em seu feixe, determinada pelo resultado da medida de Bell feita por Alice, de forma a obter o estado teletransportado. Esse estado final terá quadraturas  $\hat{p}_t$  e  $\hat{q}_t$ , apresentadas em 2.11. Na expressão,  $\Gamma$  é o ganho relacionado à transformação da fotocorrente clássica, que transfere para Bob a informação da medida de Alice, para a amplitude complexa do campo. Experimentalmente, essa etapa também deverá ser realizada com EOMS.

$$\hat{p}_t = \hat{p}_B + \Gamma\sqrt{2}\hat{p}_+ \quad (2.11a)$$

$$\hat{q}_t = \hat{q}_B + \Gamma\sqrt{2}\hat{q}_- \quad (2.11b)$$

No caso em que  $\Gamma = 1$ , os termos  $\hat{p}_+$  e  $\hat{q}_-$  (equação 2.10) seriam eliminados e o teletransporte seria perfeito, com  $\hat{p}_t = \hat{p}_{in}$  e  $\hat{q}_t = \hat{q}_{in}$ . No caso real, deve-se levar em consideração o ganho e o parâmetro de compressão reais (20). Quanto mais esses valores se afastam do ideal, mais discrepância haverá entre o estado teletransportado e o estado inicial. Por isso é essencial um par de feixes fortemente emaranhados, cuja geração no experimento é por meio de um oscilador paramétrico óptico (OPO), que será explicado na próxima seção.

## 2.2 Oscilador Paramétrico Óptico

Para o sucesso do protocolo de teletransporte, é fundamental haver um par de feixes emaranhados. A fonte de feixes emaranhados escolhida foi o OPO, amplamente estudado pelo grupo (10–14, 21, 22). Assim, esta seção tem como objetivo esclarecer a teoria envolvida na interação não linear que ocorre entre a luz e o meio, culminando na geração desses feixes. Para isso, partindo do hamiltoniano que descreve o OPO, será mostrado o caminho até chegar nas equações de espectro de ruído que descrevem o sistema e podem ser utilizadas para verificar o emaranhamento dos feixes gerados.

Neste experimento é utilizado um cristal PPKTP (fosfato de titanil potássio periodicamente polarizado) como meio não linear no interior de uma cavidade óptica de Fabry-Perot. Esse cristal é responsável por, a partir da interação entre luz e matéria, aniquilar um fóton de bombeio e gerar dois fótons de menor energia, por meio da conversão paramétrica descendente espontânea (SPDC) (16).

Em nosso caso, o fóton bombeado é de 532 nm e os gerados estão na faixa do infravermelho. Além disso, o cristal foi encomendado de forma que os feixes desejados, de 795 nm e 1608 nm fossem gerados a temperaturas baixas. Isso foi feito como uma tentativa de reduzir o ruído de fônons, que é gerado pela vibração térmica do cristal do OPO e responsável por aumentar o ruído de fase dos feixes (23).

No tratamento teórico, primeiramente é importante descrever o sistema por meio de sua Hamiltoniana de interação, que representa a aniquilação de um fóton de bombeio para a criação de outros dois fótons: sinal, de maior energia, e complementar, de menor energia. Ela é apresentada na equação 2.12, em que  $\hbar$  é a constante reduzida de Planck,  $\chi^{(2)}$  é a susceptibilidade de segunda ordem do meio não-linear onde ocorre a interação e  $\tau$  é o tempo que o fóton leva para dar uma volta na cavidade.

$$\hat{H}_i = i\hbar \frac{\chi^{(2)}}{\tau} (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_0 - \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_0^\dagger) \quad (2.12)$$

A resolução segue com a evolução temporal do sistema, tendo como base os trabalhos de Alessandro Villar (14) e Igor Konieczniak (10). Essa evolução é descrita pela equação mestra de Lindblad, apresentada na equação 2.13. Os operadores de Lindblad,  $\hat{\Lambda}_j$ , estão relacionados às perdas  $\gamma'_j$  para cada feixe.

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] + \sum_j \hat{\Lambda}_j \hat{\rho}, \quad (2.13a)$$

$$\hat{\Lambda}_j \hat{\rho} = \frac{\gamma'_j}{\tau} (2\hat{a}_j \hat{\rho} \hat{a}_j^\dagger - \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j \rho - \rho \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j)$$

Além disso, para resolver a equação mestra o sistema é descrito por funções de Wigner e chega-se à equação de Fokker-Planck. Com a solução dessa equação, obtém-se um sistema de equações de Langevin, apresentadas em 2.14, que descrevem a dinâmica do OPO.

$$\tau \frac{d}{dt} \alpha_0 = -\gamma'_0 (1 - i\Delta_0) \alpha_0 - 2\chi \alpha_1 \alpha_2 + \sqrt{2\gamma_0} \alpha_0^{in} + \sqrt{2\mu_0} \delta v_0 \quad (2.14a)$$

$$\tau \frac{d}{dt} \alpha_1 = -\gamma'(1 - i\Delta) \alpha_1 + 2\chi \alpha_0 \alpha_2^* + \sqrt{2\gamma} \delta u_1 + \sqrt{2\mu} \delta v_1 \quad (2.14b)$$

$$\tau \frac{d}{dt} \alpha_2 = -\gamma'(1 - i\Delta) \alpha_2 + 2\chi \alpha_0 \alpha_1^* + \sqrt{2\gamma} \delta u_2 + \sqrt{2\mu} \delta v_2 \quad (2.14c)$$

Em seguida, é feita a linearização das equações, a partir da relação  $\alpha_j(t) = \alpha_j + \delta\alpha_j(t)$ , em que  $\alpha_j = p_j e^{i\phi_j}$  e  $\delta\alpha_j(t) = \frac{e^{i\phi_j}}{2} [\delta p_j(t) + i\delta q_j(t)]$ , sendo  $p_j$  e  $q_j$  as quadraturas dos campos. Assim, a parte das equações referentes às flutuações dos campos são apresentadas em 2.15.

$$\tau \frac{d}{dt} \delta\alpha_0 = -\gamma'_0 (1 - i\Delta_0) \delta\alpha_0 - 2\chi p (e^{i\phi_2} \delta\alpha_1 + e^{i\phi_1} \delta\alpha_2) + \sqrt{2\gamma_0} \delta\alpha_0^{in} + \sqrt{2\mu_0} \delta v_0 \quad (2.15a)$$

$$\tau \frac{d}{dt} \delta\alpha_1 = -\gamma'(1 - i\Delta) \delta\alpha_1 + 2\chi (p e^{-i\phi_2} \delta\alpha_0 + p_0 e^{i\phi_0} \delta\alpha_2^*) + \sqrt{2\gamma} \delta u_1 + \sqrt{2\mu} \delta v_1 \quad (2.15b)$$

$$\tau \frac{d}{dt} \delta\alpha_2 = -\gamma'(1 - i\Delta) \delta\alpha_2 + 2\chi (p e^{-i\phi_1} \delta\alpha_0 + p_0 e^{i\phi_0} \delta\alpha_1^*) + \sqrt{2\gamma} \delta u_2 + \sqrt{2\mu} \delta v_2 \quad (2.15c)$$

Para resolver as equações, elas são reescritas em termos de  $p_j$  e  $q_j$ , levando a um sistema de seis equações acopladas entre si. Para simplificar o problema, é feita a

transformação linear apresentada nas equações 2.16. Com isso, o sistema apresenta duas equações desacopladas, que são mais facilmente resolvidas.

$$\delta p_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta p_1 \pm \delta p_2) \quad (2.16a)$$

$$\delta q_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta q_1 \pm \delta q_2) \quad (2.16b)$$

Por fim, são encontradas as expressões do espectro de ruído para as quadraturas de soma e subtração, mostrados nas equações 2.17.

$$S_{\hat{p}_-} = 1 - \frac{\gamma}{\gamma'} \frac{1}{1 + \Omega'^2} \quad (2.17a)$$

$$S_{\hat{q}_-} = 1 + \frac{\gamma}{\gamma'} \frac{1}{\Omega'^2} \quad (2.17b)$$

$$S_{\hat{p}_+} = |\kappa_p|^2 S_{p_0}^{in} + |2\gamma\xi - 1|^2 + \frac{\mu_0}{\gamma_0} |\kappa_p|^2 + 4\gamma\mu|\xi|^2 \quad (2.17c)$$

$$S_{\hat{q}_+} = |\kappa_q|^2 S_{q_0}^{in} + |2\gamma\zeta - 1|^2 + \frac{\mu_0}{\gamma_0} |\kappa_q|^2 + 4\gamma\mu|\zeta|^2 \quad (2.17d)$$

Nessas equações,  $S_{p_0}^{in}$  é o ruído de amplitude do bombeio e  $S_{q_0}^{in}$ , o ruído de fase. Além disso,  $\gamma'_0$ ,  $\gamma_0$  e  $\mu_0$  são, respectivamente, as perdas intracavidade, perdas pela transmissão e perdas espúrias do bombeio. Analogamente,  $\gamma'$ ,  $\gamma$  e  $\mu$  correspondem às mesmas grandezas, mas relativas aos feixes sinal e complementar. Ainda,  $\sigma$  é a potência de bombeio normalizada pelo limiar de operação do OPO,  $\beta$  é a razão entre as amplitudes dos feixes gerados e do bombeio e  $\Omega'$  é a frequência de análise normalizada pela largura de banda do OPO. Os parâmetros  $\kappa_p$ ,  $\kappa_q$ ,  $\xi$  e  $\zeta$  presentes nessas soluções são dados nas equações 2.18.

$$\kappa_p = \frac{2\sqrt{2}\gamma'\beta\sqrt{\gamma_0\gamma}}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \xi \quad (2.18a)$$

$$\kappa_q = \frac{2\sqrt{2}\gamma'\beta\sqrt{\gamma_0\gamma}}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \frac{1}{\zeta} \quad (2.18b)$$

$$\xi = 2i\gamma'\Omega' + \frac{2\gamma'^2\beta^2}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \quad (2.18c)$$

$$\zeta = \left( 2\gamma' + 2i\gamma'\Omega' + \frac{2\gamma'^2\beta^2}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \right)^{-1} \quad (2.18d)$$

É importante explicitar que com a calibração de *shot-noise* adequada, que será explicada na seção 2.3, a variância encontrada experimentalmente para uma quadratura ( $\Delta^2 p_j(\Omega)$ ) se iguala ao seu respectivo espectro de ruído ( $S_{p_j}(\Omega)$ ) em uma frequência  $\Omega$  específica. Esse resultado é importante pois está diretamente relacionado à detecção realizada no sistema. Com isso, é possível construir a matriz de covariância do sistema e, conseqüentemente, verificar a existência de emaranhamento pelo critério de Duan (24). Essa etapa será melhor desenvolvida na seção 2.3.

### 2.3 Sistema de detecção

Nesta seção, será elucidada a relação entre a teoria e o que observamos no experimento, além de explicar como funciona o sistema de detecção implementado. A solução apresentada nesta seção segue as referências (12) e (25). Para a medida, o campo eletromagnético do feixe analisado é descrito como um valor médio associado a uma frequência central, chamada de portadora, somado às flutuações, correspondentes às bandas laterais.

No sistema de detecção, são usados fotodiodos, que geram uma corrente elétrica proporcional à quantidade de fótons que os atinge. Assim, a corrente gerada está relacionada à intensidade do feixe, e conseqüentemente, ao campo elétrico relativo a ele, como mostrado na equação 2.19. Os feixes utilizados no experimento são gaussianos, completamente descritos por seus momentos de primeira e segunda ordem. Assim, a medida pode ser feita a partir da detecção do valor médio e flutuações da corrente elétrica.

$$\langle \hat{I}(r, t) \rangle = \eta \langle \hat{E}^-(r, t) \hat{E}^+(r, t) \rangle \quad (2.19)$$

Os operadores de campo elétrico  $\hat{E}^+(\mathbf{r}, t) = (\hat{E}^-)^\dagger(\mathbf{r}, t) = \sum_{\kappa} \varepsilon_{\kappa} \hat{a}_{\kappa} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_{\kappa} t)}$ , em que o campo elétrico definido em 2.1 é  $\hat{E}_x = \hat{E}^+ + \hat{E}^-$ , são não-hermitianos e estão relacionados à aniquilação e à criação de fótons,  $r$  é a posição do fotodetector. No tratamento teórico utilizado, comumente tratamos os operadores como um valor médio somado a uma flutuação. Assim, as bandas laterais correspondem às flutuações do campo e o operador pode ser escrito como  $\hat{E}^+(t) = \hat{E}_C^+(t) + \hat{E}_{sb}^+(t)$ , em que  $\hat{E}_C$  se refere à portadora (*carrier*) e  $\hat{E}_{sb}$ , às bandas laterais (*sidebands*). A isso também se relacionam os limites para a frequência de análise a ser utilizada na detecção. Essa frequência, para os feixes gerados pelo OPO, deve estar entre  $\sqrt{2}\gamma_{ca}$  e metade da largura de banda do OPO, em que  $\gamma_{ca}$  é a largura de banda da cavidade de análise.

Em seguida, desenvolvendo a equação 2.19 usando a definição dos operadores de campo e desconsiderando os termos de segunda ordem das bandas laterais, chega-se à relação 2.20. Nessa equação,  $\delta \hat{I}_{\phi}(t) = e^{-i\phi} \hat{a}(t) + e^{i\phi} \hat{a}^\dagger(t)$ , em que a fase  $\phi$  pode ser controlada para corresponder a diferentes quadraturas e  $\hat{a}(t) = \int' d\omega e^{-i(\omega - \omega_0)t} \hat{a}_{\omega}$  e  $\hat{a}^\dagger(t) = \int' d\omega e^{i(\omega - \omega_0)t} \hat{a}_{\omega}^\dagger$ . Essa integral é feita sobre todas as frequências, com exceção da

portadora ( $\omega_0$ ).

$$\langle \hat{I}(t) \rangle \approx \eta |\alpha_{\omega_0}|^2 + \eta |\alpha_{\omega_0}| \langle \delta \hat{I}_\phi(t) \rangle \quad (2.20)$$

É importante ressaltar que o primeiro termo da corrente corresponde ao valor médio, sendo a parte DC do sinal detectado no experimento. Já o último termo, relativo às flutuações, é a parte HF do sinal.

Para explicitar os termos da flutuação da corrente com notação simplificada, foi feita a mudança de variável  $\Omega = \omega - \omega_0$ , o que também explicita a dependência desse termo com as bandas laterais. Em seguida, os termos  $\omega_0 + \Omega$  foram substituídos por  $\Omega$  e os limites de integração foram alterados para escrever a integral em termos de  $\pm\Omega$ , resultando na equação 2.21.

$$\delta \hat{I}_\phi(t) = \int_0^\infty d\Omega \left[ e^{-i\Omega t} \left( e^{-i\phi} \hat{a}_\Omega + e^{i\phi} \hat{a}_{-\Omega}^\dagger \right) + e^{i\Omega t} \left( e^{-i\phi} \hat{a}_{-\Omega} + e^{i\phi} \hat{a}_\Omega^\dagger \right) \right] \quad (2.21)$$

Para obter a resolução espectral, matematicamente é feita uma transformação de Fourier. No experimento, isso é feito por meio de um sistema de demodulação, que mescla a corrente com um oscilador local eletrônico com a frequência de análise conhecida  $\Omega_a$ . Esse sinal é descrito por  $\delta I_a(t) = I_a e^{i\Omega_a t} + I_a^* e^{-i\Omega_a t}$ . Com isso, a corrente após passar pelo multiplicador é dada por  $\hat{I}_m = \delta \hat{I}_\phi(t) \delta I_a(t)$ . Ao integrar essa corrente no tempo, o que corresponde a aplicar um filtro passa baixa, é obtida a corrente de saída  $I_s$  do processo de demodulação, apresentada na equação 2.22.

$$\hat{I}_s = \left( e^{-i\phi} \hat{a}_{\Omega_a} + e^{i\phi} \hat{a}_{-\Omega_a}^\dagger \right) I_a + \left( e^{i\phi} \hat{a}_{\Omega_a}^\dagger + e^{-i\phi} \hat{a}_{-\Omega_a} \right) I_a^* \quad (2.22)$$

A partir disso, é observada a componente espectral da corrente,  $\hat{I}_\Omega = e^{-i\phi} \hat{a}_\Omega + e^{i\phi} \hat{a}_{-\Omega}^\dagger$ . Então, a corrente é decomposta em parte real e imaginária, usando  $I_a = |A| e^{i\theta}$ , a amplitude complexa. Com isso, obtém-se a corrente final na equação 2.23.

$$\hat{I}_f = \sqrt{2} |A| (\cos \theta \hat{I}_{cos} - \sin \theta \hat{I}_{sin}) \quad (2.23)$$

As correntes  $\hat{I}_{cos}$  e  $\hat{I}_{sin}$  se relacionam a  $\hat{I}_\Omega$  e  $\hat{I}_{-\Omega}$  conforme apresentado em 2.24.

$$\hat{I}_{cos} = \frac{\hat{I}_\Omega + \hat{I}_{-\Omega}}{\sqrt{2}} \quad (2.24a)$$

$$\hat{I}_{sin} = \frac{\hat{I}_\Omega - \hat{I}_{-\Omega}}{\sqrt{2}i} \quad (2.24b)$$

Assim,  $\hat{I}_\Omega$  pode ser escrita em função de  $\hat{I}_{sin}$  e  $\hat{I}_{cos}$ , como mostrado em 2.25.

$$\hat{I}_\Omega = \frac{\hat{I}_{cos} + i\hat{I}_{sin}}{\sqrt{2}} \quad (2.25)$$

As correntes  $I_{sin}$  e  $I_{cos}$  são, então, reescritas em função dos operadores de criação e aniquilação, usando a corrente espectral. Em seguida são reformuladas em função das quadraturas  $\hat{p}_\Omega$  e  $\hat{q}_\Omega$ , que se relacionam com  $\hat{a}$  e  $\hat{a}^\dagger$  como explicitado em 2.26.

$$\hat{p}_\Omega = \hat{a}_\Omega + \hat{a}_\Omega^\dagger \quad (2.26a)$$

$$\hat{q}_\Omega = -i(\hat{a}_\Omega - \hat{a}_\Omega^\dagger) \quad (2.26b)$$

Assim, as correntes podem ser escritas como apresentado nas equações 2.27.

$$\hat{I}_{cos} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\cos \phi (\hat{p}_\Omega + \hat{p}_{-\Omega}) + \sin \phi (\hat{q}_\Omega + \hat{q}_{-\Omega})] \quad (2.27a)$$

$$\hat{I}_{sin} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\cos \phi (\hat{q}_\Omega - \hat{q}_{-\Omega}) + \sin \phi (\hat{p}_\Omega - \hat{p}_{-\Omega})] \quad (2.27b)$$

Posteriormente, são utilizadas as relações mostradas nas equações 2.28 para mais uma mudança de base.

$$\hat{p}_{s,a} = \frac{\hat{p}_\Omega \pm \hat{p}_{-\Omega}}{\sqrt{2}} \quad (2.28a)$$

$$\hat{q}_{s,a} = \frac{\hat{q}_\Omega \pm \hat{q}_{-\Omega}}{\sqrt{2}} \quad (2.28b)$$

Com isso, as correntes são reescritas como apresentado nas equações 2.29.

$$\hat{I}_{cos} = \cos \phi \hat{p}_s + \sin \phi \hat{q}_s = \hat{X}_s^\phi \quad (2.29a)$$

$$\hat{I}_{sin} = \cos \phi \hat{q}_a - \sin \phi \hat{p}_a = \hat{X}_a^{\phi + \frac{\pi}{2}} \quad (2.29b)$$

Os operadores  $\hat{I}_{cos}$  e  $\hat{I}_{sin}$  são hermitianos, logo são observáveis. Além disso, comutam entre si e podem ser medidos simultaneamente no experimento, por meio da detecção homodina (25).

No sistema de detecção, a corrente  $I_a$  é misturada à corrente dos fotodetectores com um sistema de demodulação. Esse sistema também é responsável por adicionar a fase relativa de  $\pi/2$  ente as demodulações seno e cosseno das correntes.

Então, é obtida a densidade espectral de ruído  $S_i(\Omega)$  da fotocorrente em um processo estacionário a partir de sua função de autocorrelação  $C_i(t, t') = \langle i(t)i(t') \rangle - \langle i(t) \rangle \langle i(t') \rangle$ . A densidade espectral de ruído para o caso estacionário, em que a função

de correlação depende somente do intervalo de tempo  $\tau = t - t'$ , está apresentada na equação 2.30.

$$S_i(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} C_i(\tau) e^{i\Omega\tau} d\tau \quad (2.30)$$

Usando novamente  $i(t) = \langle i(t) \rangle + \delta i(t)$  e o teorema de Wigner-Khintchine (26), o espectro de ruído pode ser escrito como na equação 2.31, em que  $\delta i(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta i(t) e^{i\Omega t} dt$ .

$$\langle \delta i(\Omega) \delta i(\Omega')^* \rangle = S(\Omega) 2\pi \delta(\Omega - \Omega') \quad (2.31)$$

Assim, as condições de estacionariedade levam à relação 2.32.

$$S(\Omega) = \langle \hat{I}_\Omega \hat{I}_{-\Omega} \rangle, \quad \langle \hat{I}_\Omega \hat{I}_{\Omega'} \rangle = 0 \quad \forall \quad \Omega' \neq -\Omega \quad (2.32)$$

Desenvolvendo para  $\hat{I}_{sin}$  e  $\hat{I}_{cos}$ , chega-se às relações 2.33.

$$\Delta^2 \hat{I}_{cos} - \Delta^2 \hat{I}_{sin} = 0 \quad (2.33a)$$

$$\langle \hat{I}_{cos} \hat{I}_{sin} \rangle = 0 \quad (2.33b)$$

Para a realização experimental da medida, uma etapa necessária é a calibração de *shot-noise*. Esse termo se refere à variância das quadraturas para um estado coerente. Com isso, as medidas são analisadas em unidades de *shot-noise*, para permitir a comparação com o feixe coerente.

No entanto, como não temos um feixe coerente equivalente ao gerado pelo OPO disponível como base para a detecção, é feita a detecção balanceada. Para isso, são usados dois detectores e cada um recebe metade do sinal. A subtração de seus sinais HF cancela qualquer flutuação relacionada à não-coerência do feixe, resultando nas variâncias das quadraturas de um feixe coerente (12). Ainda, a soma dos sinais dá a amplitude total do campo, permitindo a medida dos feixes.

Por outro lado, não há acesso direto à quadratura fase dos feixes. Para isso, é utilizada a técnica de rotação de elipse. Esse método consiste em fazer uma varredura com uma cavidade de análise, passando por sua ressonância. No processo, a cavidade passa pelos pontos em que as bandas laterais do campo estão em ressonância com a cavidade, dando informação sobre sua fase. Com essa técnica, são estabelecidas as relações 2.34.

$$\hat{I}_{cos} = x_+ \hat{p}_s + x_- \hat{q}_s + y_- \hat{p}_a - y_+ \hat{q}_a \quad (2.34a)$$



$$\hat{I}_{sin} = y_+ \hat{p}_s + y_- \hat{q}_s - x_- \hat{p}_a + x_+ \hat{q}_a \quad (2.34b)$$

Nas equações, os parâmetros  $x_{\pm}$  e  $y_{\pm}$  estão relacionados com a reflexão das cavidades e a dessintonia  $\Delta_{\omega} = \frac{\omega - \omega_C}{BW}$  de acordo com as equações 2.35.

$$x_+ + iy_+ = \frac{R_{\Omega}(\Delta) + R *_{-\Omega}(\Delta)}{2} \equiv g_+ \quad (2.35a)$$

$$x_- + iy_- = \frac{i(R_{\Omega}(\Delta) - R *_{-\Omega}(\Delta))}{2} \equiv g_- \quad (2.35b)$$

O coeficiente  $R_{\Omega}(\Delta)$  é definido na equação 2.36, em que  $\sqrt{R_{min}} = \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}$  e  $R_1$  e  $R_2$  são os coeficientes de reflexão dos espelhos da cavidade.

$$R_{\Omega}(\Delta) = \frac{r^*(\Delta)}{|r(\Delta)|} r(\Delta + \Omega), \quad \text{em que } r(\Delta) = -\frac{\sqrt{R_{min}} + 2i\Delta}{1 - 2i\Delta} \quad (2.36)$$

A partir da determinação das quadraturas por esse método, a matriz de covariância pode ser construída. Para isso, é considerada a representação vetorial para a base simétrica e antissimétrica da equação 2.37.

$$\hat{\mathbf{X}}_{s/a} = (\hat{p}_s, \hat{q}_s, \hat{p}_a, \hat{q}_a)^T \quad (2.37)$$

Dessa forma, a matriz de covariância é apresentada na equação 2.38.

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{s/a} &= \frac{1}{2} \langle \hat{\mathbf{X}}_{s/a} \cdot \hat{\mathbf{X}}_{s/a}^T + (\hat{\mathbf{X}}_{s/a}^T \cdot \hat{\mathbf{X}}_{s/a})^T \rangle \\ &= \begin{pmatrix} \Delta^2 \hat{p}_s & C(\hat{p}_s, \hat{q}_s) & C(\hat{p}_s, \hat{p}_a) & C(\hat{p}_s, \hat{q}_a) \\ C(\hat{q}_s, \hat{p}_s) & \Delta^2 \hat{q}_s & C(\hat{q}_s, \hat{p}_a) & C(\hat{q}_s, \hat{q}_a) \\ C(\hat{p}_a, \hat{p}_s) & C(\hat{p}_a, \hat{q}_s) & \Delta^2 \hat{p}_a & C(\hat{p}_a, \hat{q}_a) \\ C(\hat{q}_a, \hat{p}_s) & C(\hat{q}_a, \hat{q}_s) & C(\hat{q}_a, \hat{p}_a) & \Delta^2 \hat{q}_a \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Devido à estacionariedade do feixe (equação 2.33), a matriz pode ser simplificada para a equação 2.39. Esse resultado é alcançado ao aplicar essas condições na definição apresentada na equação 2.29.

$$\mathbf{V}_{s/a} = \begin{pmatrix} \alpha & \gamma & \delta & 0 \\ \gamma & \beta & 0 & \delta \\ \delta & 0 & \beta & -\gamma \\ 0 & \delta & -\gamma & \alpha \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Com isso, uma simples transformação unitária pode recuperar a matriz de covariância na base das bandas laterais  $V_{\pm\Omega} = \Lambda^T \cdot V_{s/a} \cdot \Lambda$ , em que  $\Lambda$  é a matriz apresentada em 2.40.

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Por simplicidade,  $\mathbf{V}_{s/a}$  pode ser decomposta da forma mostrada na equação 2.41.

$$\mathbf{V}_{s/a} = \begin{pmatrix} V_s & C_{s/a} \\ (C_{s/a})^T & V_a \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

Já para a matriz de covariância de dois campos, será considerado o vetor apresentado na equação 2.42. Os sobrescritos  $s$  e  $i$  se referem, respectivamente, ao feixe sinal (*signal*) e ao feixe complementar (*idler*).

$$\hat{\mathbf{X}}_{s/a}^{s,i} = (\hat{p}_s^s, \hat{q}_s^s, \hat{p}_a^s, \hat{q}_a^s, \hat{p}_s^i, \hat{q}_s^i, \hat{p}_a^i, \hat{q}_a^i)^T \quad (2.42)$$

Assim, a matriz de covariância é representada de forma simplificada pela equação 2.43 (27).

$$\mathbf{V}_{s/a}^{s,i} = \begin{pmatrix} V_s^{s,i} & C_{s/a}^{s,i} \\ (C_{s/a}^{s,i})^T & V_a^{s,i} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

A submatriz simétrica e a submatriz de correlação, considerando as condições de estacionariedade, são dadas por 2.44.

$$\mathbf{V}_s^{s,i} = \begin{pmatrix} \alpha^{(s)} & \gamma^{(s)} & \mu & \xi \\ \gamma^{(s)} & \beta^{(s)} & \zeta & \nu \\ \mu & \zeta & \beta^{(i)} & \gamma^{(i)} \\ \xi & \nu & \gamma^{(i)} & \alpha^{(i)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C}_{s/a}^{s,i} = \begin{pmatrix} \delta^{(s)} & 0 & \kappa & -\eta \\ 0 & \delta^{(s)} & -\tau & -\lambda \\ -\lambda & \eta & \delta^{(i)} & 0 \\ -\tau & \kappa & 0 & \delta^{(i)} \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

A partir das medidas realizadas, são obtidos os parâmetros da matriz  $\mathbf{V}_{s/a}^{s,i}$ . O parâmetro  $\delta$ , pela teoria do OPO e confirmação com os dados obtidos, é considerado nulo (25).

No experimento, é utilizado o sistema de detecção auto-homodina. Ao contrário da detecção homodina, que utiliza um feixe intenso de laser como oscilador local, esse

sistema utiliza a portadora para esse fim, medindo as bandas laterais. Com essa detecção, o ruído de espectro encontrado segue a equação 2.45.

$$S(\Omega) = \langle I_\Omega I_{-\Omega} \rangle = \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{I}_{cos} + \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{I}_{sin} + \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{I}_v \quad (2.45)$$

$$= c_\alpha \alpha + c_\beta \beta + c_\gamma \gamma + c_\delta \delta + c_v \quad (2.46)$$

Nessa equação,  $c_\alpha = |g_+|^2$ ,  $c_\beta = |g_-|^2$ ,  $c_\gamma + ic_\delta = 2g_+^* g_-$  e  $c_v = 1 - c_\alpha - c_\beta$ , em que  $g_+$  e  $g_-$  foram definidos em 2.35 e dependem apenas da dessintonia da cavidade, da frequência de análise e dos parâmetros da cavidade.

É importante observar que as constantes  $c_\alpha$  e  $c_\beta$  estão relacionadas às quadraturas de amplitude e fase do feixe, respectivamente. Por outro lado, as constantes  $c_\gamma$  e  $c_\delta$  estão relacionadas, respectivamente, às partes real e imaginária das correlações entre os coeficientes  $g_+$  e  $g_-$ .

Já para a tomografia de um par de feixes, são obtidas as equações 2.47, partindo da correlação  $\langle \hat{I}_\Omega^{(s)} \hat{I}_{-\Omega}^{(i)} \rangle$  e aplicando as condições de estacionariedade. Na equação, os coeficientes seguem as relações  $g_+^{*(s)} g_+^{(i)} = c_\mu - ic_\eta$ ,  $g_-^{*(s)} g_-^{(i)} = c_\nu - ic_\tau$ ,  $g_+^{*(s)} g_-^{(i)} = c_\epsilon - ic_\kappa$ ,  $g_-^{*(s)} g_+^{(i)} = c_\xi - ic_\lambda$ .

$$Re \left[ \hat{I}_\Omega^{(s)}(\Delta) \hat{I}_{-\Omega}^{(i)}(\Delta) \right] = c_\mu \mu + c_\nu \nu + c_\kappa \kappa + c_\lambda \lambda + c_\xi \xi + c_\zeta \zeta + c_\eta \eta + c_\tau \tau \quad (2.47a)$$

$$Im \left[ \hat{I}_\Omega^{(s)}(\Delta) \hat{I}_{-\Omega}^{(i)}(\Delta) \right] = -c_\eta \mu - c_\tau \nu + c_\xi \kappa + c_\zeta \lambda - c_\kappa \xi - c_\lambda \zeta + c_\mu \eta + c_\nu \tau \quad (2.47b)$$

Assim como no caso anterior, esses parâmetros são obtidos por meio dos ajustes das curvas da detecção. Para a obtenção dessas informações, são realizadas três medidas. A primeira, com as duas cavidades de análise em varredura, passando pela ressonância em sincronia. A segunda, com uma cavidade em varredura e a outra travada fora de ressonância. Por fim, a última, com a primeira cavidade fora de ressonância e a outra em varredura.

Uma vez que as medidas foram realizadas e a matriz de covariância foi reconstruída, é possível verificar o emaranhamento entre o par de feixes gerados. Para isso, é utilizado o critério de Duan (24). Se a desigualdade apresentada na equação 2.48 é violada, então os feixes estão emaranhados. Para os feixes gerados no OPO, o equivalente a essas quadraturas são os ruídos de espectro  $S_{p_-}$  e  $S_{q_+}$ .

$$\Delta^2 \hat{p}_- + \Delta^2 \hat{q}_+ \geq 1 \quad (2.48)$$

Com isso, seguimos para a montagem experimental no capítulo 3, que inclui mais detalhes sobre a execução da detecção.



### 3 MONTAGEM EXPERIMENTAL

Neste capítulo serão apresentadas a montagem experimental e a caracterização de seus componentes. Cada uma das etapas será exposta e melhor detalhada ao longo do texto. Como ressaltado anteriormente, para a realização do teletransporte, é imprescindível a obtenção de um par de feixes emaranhados e, nesse experimento, a fonte utilizada é o OPO. Assim, essa parte será a primeira a ser apresentada, na seção 3.1. Em seguida, na seção 3.2, será apresentada a preparação do feixe que servirá como bombeio do OPO. Os comprimentos de onda dos feixes gerados pelo OPO, por sua vez, dependem da temperatura do sistema. Isso exige seu resfriamento, cujo esquema está descrito na seção 3.3. Os feixes, então, passarão por cavidades de análise, caracterizadas na seção 3.4. Seu sistema de travamento está descrito na seção 3.5 e, enfim o sistema de detecção será aprofundado na seção 3.6. Com exceção do caminho entre a saída do laser de bombeio até a cavidade de filtro e da própria cavidade, que estavam prontos de trabalhos anteriores do grupo (10, 15), a montagem experimental foi feita durante o tempo do projeto. O trabalho foi feito em equipe, por mim, pelo aluno de doutorado Felipe Lucas Gewers e por Gabriel da Cruz Borba de Andrade em seu período de pós-doutorado no laboratório. Minha contribuição foi mais efetiva na construção do caminho óptico após o OPO e na montagem do sistema de detecção e aquisição, além de participação na implementação do controle de temperatura e no sistema de vácuo.

#### 3.1 OPO

Nesse experimento, o OPO consiste em uma cavidade Fabry-Perot com um cristal de fosfato de titanil potássio com polarização periódica (*periodically poled potassium titanyl phosphate*, PPKTP) como meio não linear no centro, que foi planejado por Túlio Brasil, em seu doutorado no grupo (11). Esse cristal, feito pela companhia Raicol, é responsável por transformar o fóton do bombeio, de 532 nm, em dois fótons de menor energia. Nesse processo, as ondas se propagam no meio não linear dentro de uma cavidade. Com sua propagação, há continuamente superposição e interferência entre os feixes constantemente gerados. Assim, a fase relativa entre os campos determina se há interferência construtiva ou destrutiva.

A disparidade entre as fases é dada por  $\Delta k = k_1 + k_2 - k_0$ , em que  $k_0$  é o número de onda referente ao bombeio e  $k_1$  e  $k_2$  são referentes aos feixes gerados. Em geral, o objetivo é tornar esse valor nulo, em que é atendida a condição de *phase-matching*. Nessa situação, a geração dos feixes é favorável. Ainda relacionado às fases, há o comprimento coerente, que é a distância percorrida pelos feixes no meio não-linear até o fluxo de energia se inverter (do bombeio aos gerados para dos gerados ao bombeio, ou vice-versa). A relação

entre o comprimento coerente e as fases está explicitada na equação 3.1.

$$L_c = \frac{2\pi}{|\Delta k|} \quad (3.1)$$

No nosso caso, há um cristal polarizado periodicamente com período  $\Lambda$ . Esse valor, quando coincide com  $L_c$ , atende a condição de *quasi-phase-matching* (28, 29). Nessa situação, a polarização é invertida no mesmo ponto em que haveria a inversão do fluxo de energia, mantendo-o sempre favorável à geração dos feixes. O feixe gerado de maior energia é chamado de sinal, e o outro, satisfazendo a conservação de energia, é chamado de complementar. Como o índice de refração varia com a temperatura, também influencia nos comprimentos de onda dos feixes gerados.

A cavidade do OPO é formada por dois espelhos esféricos da *Layertec* com 10 mm de raio. O espelho de entrada possui transmissão de 75% para o bombeio, de comprimento de onda de 532 nm, e menor do que 0,1% para os feixes de 795 nm e 1608 nm. O espelho de saída, por outro lado, possui transmissão menor do que 0,1% para 532 nm, e de 5% para os comprimentos de onda de 795 nm e 1608 nm. Ambos os espelhos possuem tratamento antirreflexivo, com transmissão menor do que 0,25% em suas superfícies planas. Quanto ao cristal, possui transmissão maior do que 99,5% para os comprimentos de onda de 532 nm, 795 nm e 1608 nm e dimensões de 2,0 mm de largura, 1,0 mm de altura e 15,0 mm de comprimento.

Além do cuidado com a escolha dos elementos ópticos, os suportes de cada item devem ser mecanicamente estáveis. Assim, foram escolhidos os suportes Polaris-K1S4 e Polaris-K1S5, da Thorlabs, para os espelhos. A diferença entre os dois modelos é a quantidade de graus de liberdade para mover os espelhos. Enquanto o primeiro possui apenas movimentação do ângulo vertical e horizontal do espelho, o segundo ainda permite translação na ordem de micrômetros. Assim, é possível um ajuste mais fino do comprimento da cavidade do OPO e, conseqüentemente, de seu FSR e BW.

O cristal, por outro lado, fixado em conjunto com componentes para o controle de sua temperatura, está posicionado em uma plataforma PY005, também da Thorlabs. Ainda, para controle nanométrico do comprimento da cavidade há um PZT (atuador piezoelétrico) modelo HPSt 15014-1012 VS22 da companhia Piezomechanik acoplado ao espelho de saída da cavidade. A figura 2 mostra a montagem do OPO no experimento.

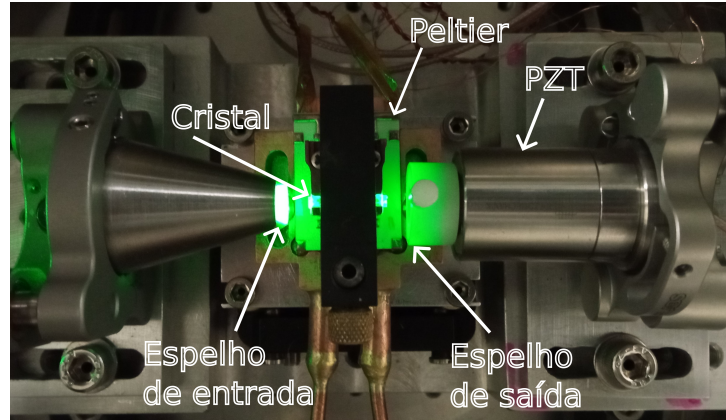


Figura 2 – Imagem do OPO sendo bombeado pelo laser de 532 nm. O cristal na foto possui 15,0 mm de comprimento.

Um dos parâmetros levados em consideração para caracterizar as cavidades é o intervalo espectral livre (FSR), que representa o espaçamento em frequência entre os picos de ressonância de um mesmo modo na cavidade. Esse intervalo corresponde às frequências que estão disponíveis para modos ressonantes na cavidade e é definido como o inverso do tempo que um fóton leva para percorrê-la. Assim, este parâmetro está relacionado ao perímetro  $L$  da cavidade conforme a equação 3.2, em que  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  é o índice de refração do meio.

$$FSR = \frac{c}{nL} \quad (3.2)$$

Outro parâmetro importante é a finesse ( $F$ ), uma grandeza adimensional relacionada à reflexão dos espelhos que a formam como explicitado na equação 3.3.

$$F = \frac{\pi}{2} \left[ \arcsin \frac{1 - r_1 r_2}{2r_1 r_2} \right]^{-1} \approx \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (3.3)$$

Por fim, a caracterização também considera a largura de banda (*bandwidth*, BW) da cavidade, que corresponde à largura à meia altura do seu pico de transmissão ou reflexão ressonante. Este parâmetro é dado pela razão entre o intervalo espectral livre e a finesse.

No experimento, é obtido o valor de finesse das cavidades. O PZT da cavidade é alimentado por uma rampa de tensão de forma a fazer uma varredura. Assim, o intervalo temporal verificado no osciloscópio entre dois picos do modo principal é proporcional ao FSR e a largura do pico à meia altura é proporcional à largura de banda. Com isso, a finesse é calculada a partir da divisão entre o intervalo temporal entre dois picos ressonantes e a largura à meia altura do pico de ressonância. O valor do FSR é calculado a partir do perímetro da cavidade e, então, a largura de banda da cavidade é obtida pela razão entre a finesse e o FSR.

Por meio da finesse, também pode ser calculada a eficiência, porcentagem do feixe incidente na cavidade que sai dela pela reflexão e transmissão. O valor esperado é calculado de acordo com a ficha técnica dos espelhos e sua diferença em relação ao valor experimental é atribuída às perdas espúrias.

Ainda relacionado às cavidades, há o acordo de modos, que é a intensidade do modo principal dividida pela soma de todos os modos. Esse valor está relacionado à porcentagem de energia do feixe que está no modo de interesse. Na prática, um valor acima de 96% é satisfatório.

A figura 3 retrata um exemplo de transmissão de uma cavidade alinhada. Nesse caso, o acordo de modos está baixo, pois há vários picos além do modo principal e um deles já possui mais do que 10% da intensidade do pico principal. Para aumentar o acordo de modos de uma cavidade, é feito o ajuste com lentes e alinhamento espacial.

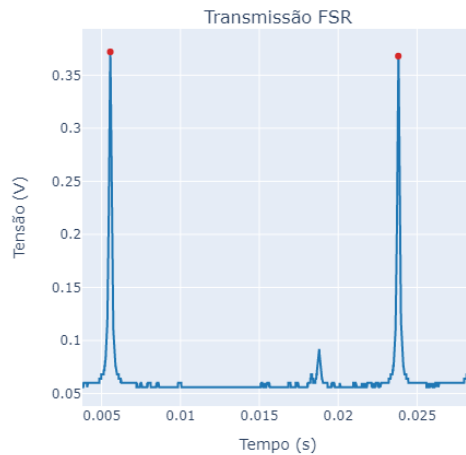


Figura 3 – Ilustração dos picos de ressonância de uma cavidade com dados de um osciloscópio.

Durante a montagem do experimento, é importante fazer o acordo de modos (*mode-matching*) em vários momentos. Os feixes utilizados no experimento, incluindo os gerados pelo OPO, são gaussianos, como ilustrado na figura 4, em que o ponto com menor diâmetro é chamado de cintura do feixe, com raio  $\omega$ , em geral na ordem de micrômetros. Na figura,  $z$  é a direção de propagação do feixe e  $R(z)$  é seu raio de curvatura em função da posição no eixo de propagação.



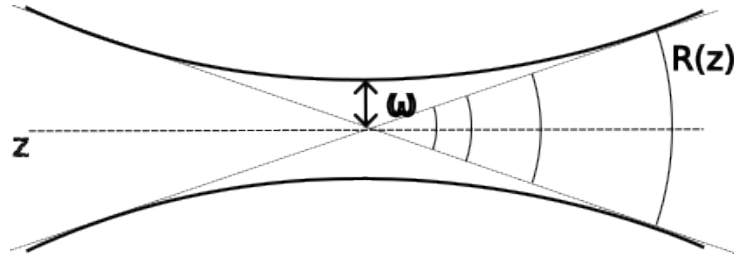


Figura 4 – Ilustração de um feixe gaussiano com cintura de raio  $\omega$ , propagação na direção  $z$  e raio de curvatura  $R(z)$ .

A equação 3.4 descreve a propagação dos feixes gaussianos, em que  $x$ ,  $y$  e  $z$  são as coordenadas espaciais, sendo  $z$  a direção de propagação do feixe. Na equação,  $u(x, y, z)$  é a amplitude do campo eletromagnético, relacionado à intensidade do feixe em um ponto do espaço,  $i$  é o número imaginário e  $\lambda$  é o comprimento de onda do feixe. Ainda,  $R(z)$  é o raio de curvatura e  $\omega(z)$  é a cintura do feixe (30).

$$\tilde{u}(x, y, z) = \left[ \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \right] \exp \left[ -ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - \frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} \right] \quad (3.4)$$

Assim, sempre que utilizamos uma cavidade, para incidir o feixe nela é necessário fazer o acordo de modos. A posição e o tamanho da cintura são ajustados para coincidir com a cintura da cavidade utilizando lentes.

Nesta etapa, em geral são utilizadas duas lentes no caminho, uma para colimar o feixe, outra para ajustar a posição e o tamanho da cintura. Com apenas uma lente é difícil conseguir um bom acordo de modos, e com muitas lentes, além de aumentar a complexidade do sistema, as perdas do sistema aumentam. Como neste experimento é de suma importância minimizar as perdas, uma vez que perdas reduzem a compressão de ruído, sempre é feito um esforço para utilizar apenas duas lentes em cada acordo de modos.

Para isso, primeiramente é utilizado um *Scanning Slit Beam Profiler*, da *Thorlabs*, para obter dados sobre o perfil do feixe em vários pontos. Com isso, são calculados a posição e o tamanho da cintura do feixe. Em seguida essa informação é utilizada para calcular as posições e focos das lentes que são necessários para a cintura do feixe coincidir com o desejado. Em geral, é utilizado o programa JAMMT (*Just Another Mode-Matching Tool*) (31) para encontrar a melhor solução para o acordo de modos com as lentes e o espaço disponíveis.

Além disso, é importante que o feixe esteja alinhado com o eixo da cavidade. Isso é feito por meio de dois espelhos logo antes de sua entrada. Ainda, é importante que haja uma lâmina de meia-onda para controlar a polarização do feixe de entrada da cavidade, uma vez que os espelhos que a compõem e, portanto, a cavidade em si, têm propriedades

diferentes para cada polarização, o que chega a alterar em até uma ordem de grandeza a finesse da cavidade. Como a melhor polarização para os espelhos é a vertical, essa foi escolhida como base para o experimento.

Para o alinhamento final das cavidades, em geral foi utilizado como base seu sinal transmitido, observado no osciloscópio. O objetivo era, a partir da movimentação das lentes e ajuste dos espelhos, obter o maior pico de transmissão possível, ao mesmo tempo em que os picos indesejados eram eliminados. A exceção foi o caso da cavidade do OPO, em que o ajuste final teve como base o sinal de reflexão do bombeio, com procedimento análogo.

As cinturas das cavidades são calculadas a partir da geometria da cavidade, seguindo a equação 3.5. Nessa equação,  $g_1 = 1 - L/R_1$  e  $g_2 = 1 - L/R_2$ , em que  $L$  é o perímetro da cavidade e  $R_1$  e  $R_2$  são os raios de curvatura dos espelhos das cavidades (30).

$$\omega_0^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}} \quad (3.5)$$

Para a caracterização da cavidade do OPO, foram utilizados o feixe de bombeio de 532 nm e dois lasers auxiliares. Um laser Ti-safira sintonizado a 795 nm foi utilizado por ser compatível com o desejado para o feixe sinal gerado pelo OPO. Por outro lado, não há disponível em nosso laboratório um laser de 1608 nm, comprimento de onda desejado para o feixe complementar. No entanto, há um laser de diodo comercial, RIO ORION, que emite no comprimento de onda de 1560 nm, próximo do pretendido.

Após o posicionamento do cristal no interior da cavidade, foi enfim feita sua caracterização e os resultados são apresentados na tabela 1. A cintura da cavidade do OPO é de 25,0  $\mu\text{m}$  para o feixe de 532 nm, de 30,2  $\mu\text{m}$  para 795 nm e de 42,6  $\mu\text{m}$  para 1608 nm e o comprimento de Rayleigh é de 5,0 mm (16). Nesse caso, para o cálculo do comprimento da cavidade é necessário levar em consideração o índice de refração do cristal para cada comprimento de onda, o que afetará o valor de FSR em cada caso. Para sua obtenção, será calculado o caminho óptico considerando o índice de refração do cristal para cada comprimento de onda. O cálculo seguirá a relação  $d_o = dn$ , em que  $n$  é o índice de refração,  $d$  é a distância percorrida no meio correspondente e  $d_o$  é o caminho óptico relacionado. Os índices de refração do cristal são de 1,83 para o comprimento de onda de 532 nm, 1,80 para 795 nm e 1,77 para 1608 nm, como especificado pelo fabricante.

Tabela 1 – Caracterização da cavidade do OPO com o cristal em seu interior

$\lambda$ (nm)	<b>FSR</b> (GHz)	<b>BW</b> (MHz)	<b>Finesse</b>
532	8,96(48)	498,9(5)	18,0(3)
795	9,16(34)	110,6(7)	82,9(5)
1560	8,93(57)	108,3(8)	82,5(7)

Um aspecto importante de se ter atenção é que o cristal do OPO e seu alinhamento são sensíveis. No laboratório, havia três cristais disponíveis. O primeiro era utilizado desde a primeira montagem do OPO (11). Por isso, devido ao fenômeno de *gray-tracking* (32), relacionado ao dano que o laser causa ao cristal após uso prolongado, ele foi substituído. Infelizmente, no entanto, o novo cristal se partiu com o uso. Isso ocorreu devido a problemas em seu suporte. Ele está posicionado em uma peça de cobre com um nicho onde se encaixa o cristal. Apesar de a princípio terem tamanhos compatíveis, posteriormente descobriu-se que o suporte possuía apenas 1,9 mm de largura, enquanto o cristal possui 2,0 mm de largura. Isso, somado às constantes mudanças de temperatura a que o sistema foi submetido, aumentou a pressão sobre o cristal, que se partiu ao meio. Assim, com a intenção de preservar o último cristal para o momento em que o experimento estará pronto para o teletransporte, o antigo cristal voltou à montagem, após correção das dimensões de seu suporte.

O estado do cristal está relacionado a algumas características no experimento. A potência de bombeio limiar para a geração dos feixes gêmeos é maior para o cristal com mais tempo em uso, cerca de 15 mW a 18 °C, em comparação com 8 mW do cristal novo. O alinhamento com o novo cristal também era menos sensível, a geração dos feixes ocorria de forma mais estável e suas potências eram mais altas.

Além disso, para gerar os comprimentos de onda desejados, de 795 nm para o sinal e 1608 nm para o complementar, o cristal precisa estar em uma temperatura específica. Assim, ele foi projetado para que isso ocorra a temperaturas muito baixas com o objetivo de reduzir o ruído de fônons (23). Nessas condições, no entanto, a água presente no ar condensa na superfície do cristal, prejudicando seu funcionamento. Por isso, o sistema está instalado dentro de uma câmara de vácuo de formato cilíndrico, mostrada na figura 5, com cerca de 20 cm de altura e 15 cm de raio, com base de alumínio.

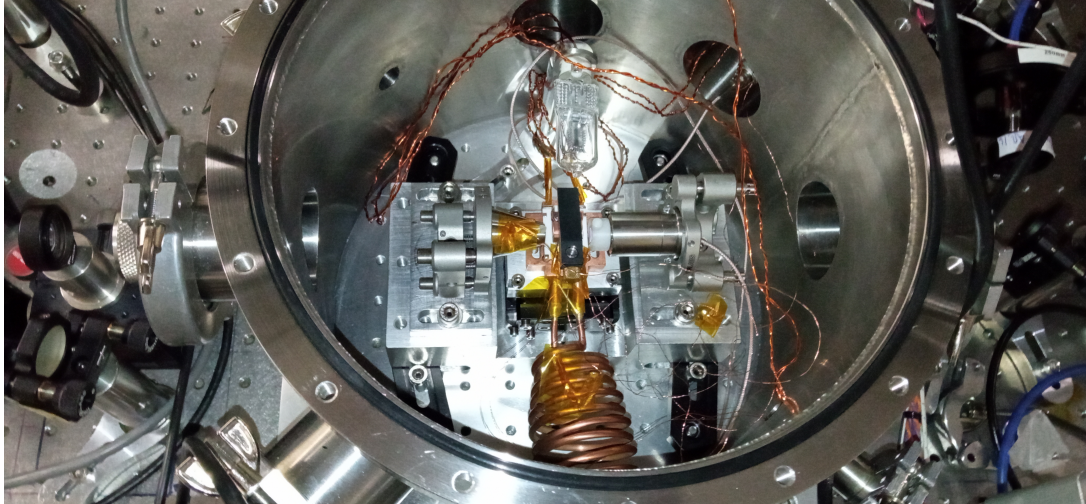


Figura 5 – Imagem da câmara de vácuo, com o OPO em seu interior.

### 3.2 Preparação do feixe de bombeio

A fonte do feixe utilizado como bombeio para o OPO é um laser da empresa Innolight de Nd:YAG (granada de ítrio e alumínio dopada com neodímio), modelo Diabolo. Ele gera um feixe de comprimento de onda de 1064 nm e, passando por uma cavidade de dobramento, tem sua frequência dobrada pela interação com um cristal não linear e o feixe de 532 nm é emitido. A potência emitida que é em geral utilizada está ao redor de 400 mW. Esse feixe, então, passa por uma cavidade de filtro, para reduzir seu ruído em fase e em amplitude. Após essa etapa, o feixe sai com potência de cerca de 40 mW e chega com potência máxima ao redor 30 mW até o OPO. Apesar de a transmissão da cavidade estar apenas ao redor de 10%, esse valor já alcançou 60% para a mesma cavidade (21,22).

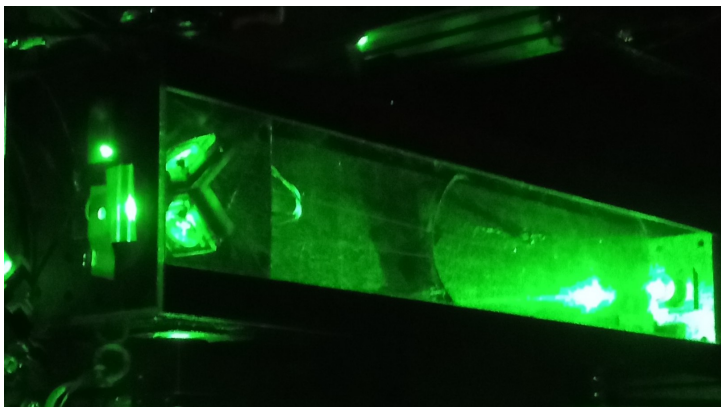


Figura 6 – Imagem da cavidade de filtro, com cerca de 50 cm de comprimento, em ressonância.

A cavidade de filtro, mostrada na figura 6, tem o objetivo de transmitir apenas o modo desejado do feixe de entrada com uma largura de banda bem fina, de 700 kHz, o que reduz seu ruído. Assim, o feixe aproveitado é o transmitido por ela, que segue para

o restante do experimento. A cavidade tem perímetro de 1,13 m e é formada por dois espelhos planos idênticos, de transmissão de 1% para o comprimento de onda de 532 nm, e um espelho esférico de 1 m de curvatura, com transmissão menor do que 0,1%. As características da cavidade de filtro são apresentadas na tabela 2.

Tabela 2 – Caracterização da cavidade de filtro

$\lambda$	FSR	BW	Finesse
532 nm	265 MHz	0,85 MHz	312

### 3.3 Controle de temperatura

Inicialmente, conseguir pressões baixas o suficiente foi um obstáculo para o experimento. No sistema, um pré-vácuo é feito por uma bomba mecânica modelo DS40M da Agilent, em seguida, uma bomba turbomolecular modelo V-70 da Varian é ligada. Os medidores de vácuo utilizados são o "*thermocouple gauge tube 531*", da Varian, para medidas até a ordem de  $10^{-3}$  torr, e o "*ion gauge RG75K*", da Veeco, para pressão a partir da ordem de  $10^{-4}$  torr até a ordem de  $10^{-8}$  torr.

Todavia, mesmo com a bomba turbomolecular em funcionamento por várias horas, a pressão não chegava a  $10^{-3}$  torr. Desse modo, foram investigados possíveis vazamentos na câmara. A câmara foi levada ao Laboratório do Acelerador Linear da USP, onde o técnico com experiência em vácuo a analisou com um *leak detector*. Para isso, foi feito vácuo na câmara e uma pistola de gás hélio percorreu todas os possíveis locais de vazamento da câmara. Caso houvesse vazamento, o gás hélio entraria na câmara e seria detectado. Nada foi encontrado, então, por sugestão do técnico, foi investigado se o problema estava na ligação entre as bombas de vácuo e a câmara.

Para evitar a vibração mecânica do sistema, as bombas estavam localizadas na sala ao lado, com a conexão sendo feita por três tubos flexíveis e finos de 1 m de comprimento, padrão KF25, com 25 mm de diâmetro, enquanto a conexão à câmara era feita com o padrão KF50, com o dobro do diâmetro. Isso, devido à impedância, possivelmente afetaria a eficiência das bombas. Para verificar a hipótese, as bombas foram trazidas para perto da câmara e foi instalado um tubo flexível padrão KF50 e mais curto, com apenas 50 cm de comprimento, ligando as bombas à câmara de vácuo. Com essa alteração, uma pressão da ordem de  $10^{-4}$  torr foi alcançada.

Em virtude dessa mudança, no entanto, a vibração mecânica das bombas se tornou novamente um problema, prejudicando o travamento do OPO. Essa vibração se propaga para o sistema e, conseqüentemente, para os suportes dos espelhos. Isso gera uma variação no comprimento da cavidade. Como resultado, o travamento fica extremamente instável, durando poucos segundos. Isso impossibilita o trabalho com os feixes gerados a temperaturas menores.

Além disso, o medidor de baixo vácuo primeiramente utilizado, *Digital TC Meter 6000* da MDC, não estava bem calibrado. Apesar de indicar ter alcançado o mínimo que poderia medir, de  $1,0 \times 10^{-3}$  torr, o medidor de alto vácuo, que deveria medir abaixo desse valor, não se mantinha ligado. Devido a seu funcionamento, o medidor de alto vácuo *ion gauge* tem um sistema de proteção que o desliga imediatamente caso a pressão detectada seja de  $1,0 \times 10^{-3}$  torr para cima, evitando que ele gere uma corrente muito alta. Portanto, o medidor de baixo vácuo foi trocado para aquele utilizado atualmente, da Agilent, devidamente calibrado de acordo com o manual.

Na montagem atual, com a bomba mecânica ligada é atingida uma pressão da ordem de  $10^{-1}$  torr em cerca de quinze minutos. Ao ligar a bomba turbomolecular, a pressão alcança um mínimo de  $1,0 \times 10^{-4}$  torr em torno de uma hora. Dessa maneira, foi possível atingir a temperatura de  $-5$  °C antes de condensar água no cristal e o OPO parar de gerar os feixes.

Essa temperatura ainda não é suficiente, então foi feita uma tentativa de *baking*. Para essa técnica, foi colocada no interior da câmara uma lâmpada de 300 W de potência. O objetivo era ligar a lâmpada quando já houvesse pressão na ordem de  $10^{-4}$  torr, de forma que o aumento da temperatura favorecesse a evaporação da água e, conseqüentemente, sua sucção pelas bombas de vácuo. Com isso, seria possível atingir temperaturas mais baixas. Esse artifício, no entanto, não foi eficaz.

A próxima tentativa, então, foi instalar um sistema de armadilha de nitrogênio líquido. Tal armadilha consiste em um recipiente acoplado à tampa da câmara onde o nitrogênio líquido, a 77 K ( $-196$  °C) é inserido. O recipiente é cilíndrico, com cerca de 10 cm de diâmetro e 5 cm de altura, como mostrado na figura 7. Ele possui dois tubos, o mais largo para inserir o nitrogênio líquido e o mais fino para sair o gás. Ainda, a armadilha está na parte interna da tampa, isolada do interior da câmara. Assim, a água condensa na superfície do recipiente, em vez de condensar no cristal, que está em uma temperatura significativamente maior, acima de 250 K ( $-23$  °C).

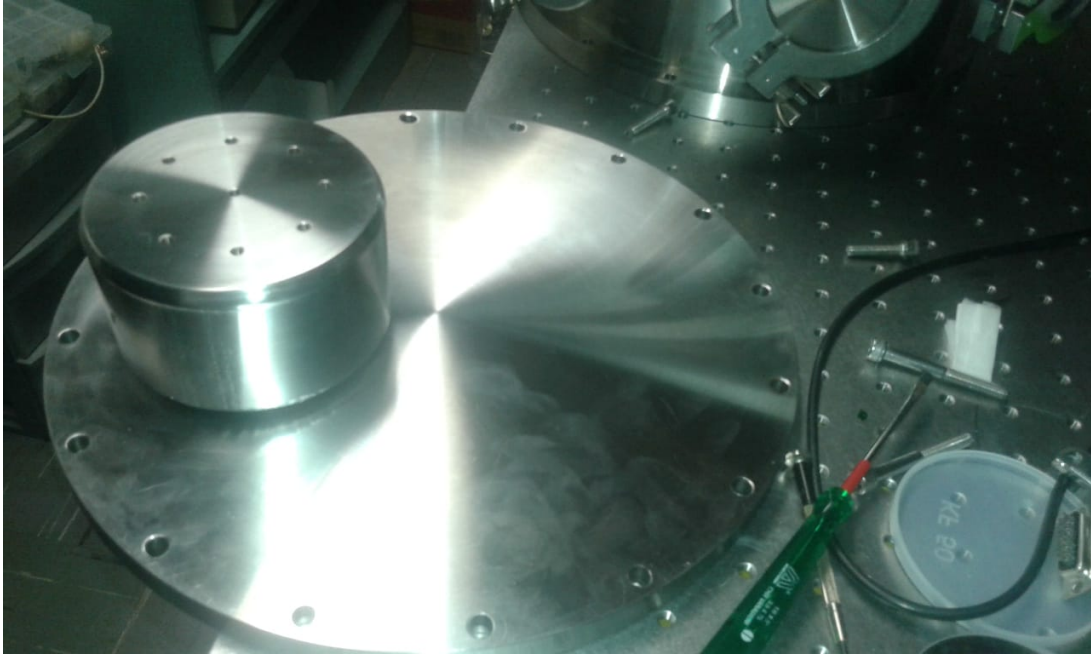


Figura 7 – Imagem da parte interna da tampa da câmara de vácuo, com a armadilha de nitrogênio líquido.

Dessa forma, foi possível manter a pressão estável ao redor de  $2,5 \times 10^{-6}$  torr. Com isso, chegou-se a temperatura de  $-24$  °C ainda sem condensação de água na superfície do cristal. Nesse caso, a temperatura foi limitada pela corrente e tensão de operação do controle de temperatura.

O controle de temperatura do cristal é feito com base em um peltier de três plataformas, modelo SP2402 da *Marlow*, mostrado na figura 8, que gera um gradiente de temperatura entre suas duas faces quando uma tensão é aplicada. Uma face do peltier está posicionada em contato com uma peça de cobre resfriada por água corrente mantida a  $20$  °C por um *chiller*. A outra face, por sua vez, está em contato com o suporte de cobre do cristal, mantendo-o a uma temperatura constante. Ainda, é utilizado um termistor no suporte do cristal, responsável por informar a temperatura a um controlador PID (*proporcional-integral-derivativo*) que alimenta o peltier para o ajuste da temperatura, e termopares para sua verificação no cristal, em um dos espelhos e na face quente do peltier.

A temperatura mínima alcançada no cristal foi de  $-24$  °C, correspondendo a uma variação de  $44$  °C entre as duas faces do peltier. Essa limitação se deve a sua tensão máxima de alimentação. Sua ficha técnica informa um máximo de corrente de  $5,3$  A e um máximo de tensão de  $9,9$  V quando a temperatura de sua face quente é de  $50$  °C e de  $8,9$  V, a  $27$  °C. Assim, como a temperatura da face quente do peltier é mantida a  $20$  °C, para garantir a segurança do dispositivo a tensão máxima aplicada foi de  $7,5$  V, medidos com um multímetro nos conectores do peltier. Nessas condições, a corrente máxima alcançada foi de  $4,0$  A.



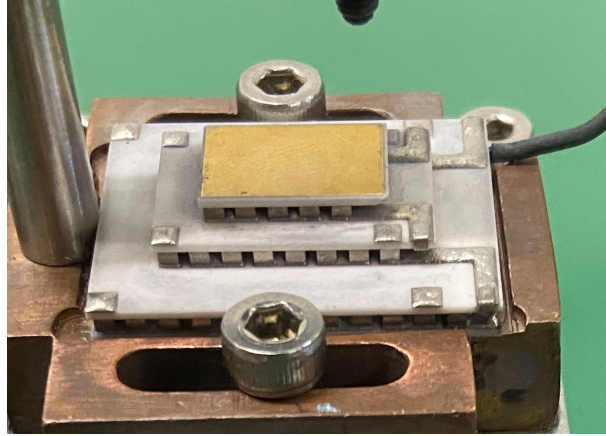


Figura 8 – Imagem de um peltier com três camadas.

Com isso, empregando de um espectrômetro de fibra óptica da *Ocean Optics USB4000*, foi feita a caracterização do feixe sinal gerado pelo OPO em função da temperatura repetidas vezes e percebeu-se que os feixes desejados são gerados entre  $-8\text{ }^{\circ}\text{C}$  e  $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Portanto, a pressão atingida é suficiente. A figura 9 mostra uma das curvas obtidas, com o feixe de  $795\text{ nm}$  sendo obtido a  $-9^{\circ}\text{C}$ .

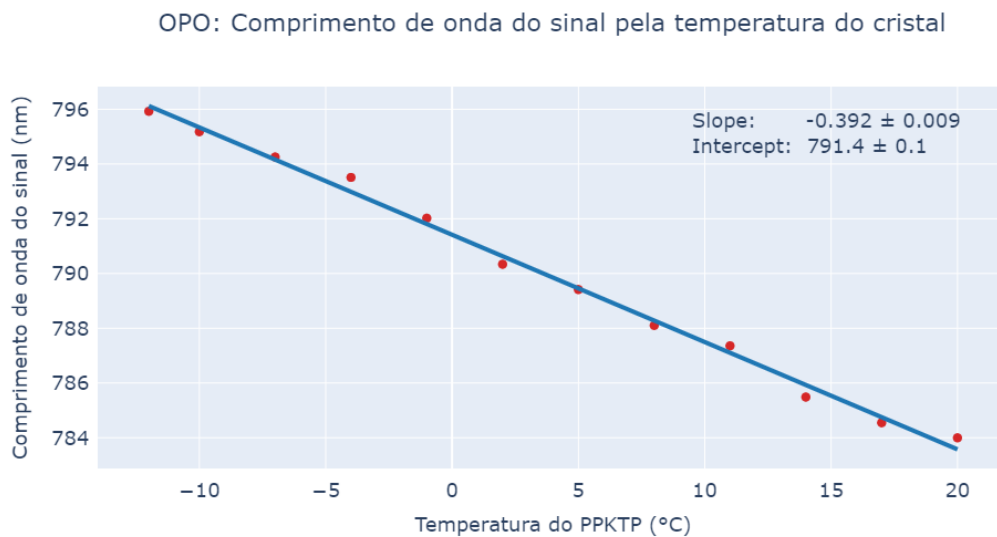


Figura 9 – Curva de comprimento de onda do feixe sinal gerado pelo OPO em função da temperatura do cristal.

Enfim, uma vez que os feixes gêmeos estão sendo gerados pelo OPO, eles são separados por um espelho dicróico, que reflete o sinal e transmite o complementar. Cada feixe, então, segue para um sistema de detecção, que inclui uma cavidade de análise. Para prosseguir com a montagem, é importante entender melhor as cavidades e apresentar suas respectivas caracterizações.



### 3.4 Cavidades de análise

Por fim, os feixes chegam às cavidades de análise, que são usadas para a detecção dos feixes ao possibilitar sua medida de fase por meio da rotação de elipse de ruído (33). No sistema, há três cavidades desse tipo, que serão identificadas como Alice, Bob e Victor. A cavidade de Alice é utilizada para a detecção do feixe sinal; a cavidade de Bob, para o feixe complementar; e a de Victor, apenas quando houver a implementação do protocolo de teletransporte, também com o feixe complementar.

A caracterização das cavidades foi feita para os feixes gêmeos à temperatura de 18 °C, na qual os comprimentos de onda gerados são de 785 nm e 1654 nm. Essa escolha foi feita devido a problemas com o travamento do OPO a temperaturas mais baixas.

#### 3.4.1 Alice

A cavidade de Alice é formada por 2 espelhos planos e um espelho esférico de 1 m de raio, todos da empresa *Layertec*. Em relação ao comprimento de onda de 795 nm, o espelho de entrada possui transmissão de 5% e o segundo espelho plano e o espelho esférico possuem transmissão menor do que 0,1%. A cintura dessa cavidade é de 331  $\mu\text{m}$ , para o feixe de 795 nm.

A tabela 3 apresenta a caracterização de FSR, BW, finesse e eficiência da cavidade de Alice em duas situações. Como explicado na seção 3.1, eficiência é a porcentagem do feixe incidente na cavidade que sai dela pela reflexão e transmissão. A primeira, para o laser Ti-safira auxiliar de 795 nm; e a segunda para o feixe gerado pelo OPO à 18 °C, de 785 nm. Pode-se notar que a eficiência obtida está bem próxima da esperada para ambos os comprimentos de onda. O desafio desta cavidade é sua visibilidade, que alcança um máximo de 93% na configuração atual. Para aumentar esse valor, o acordo de modos precisará ser refeito.

Tabela 3 – Caracterização da cavidade de Alice

$\lambda$ (nm)	FSR (MHz)	BW (MHz)	Finesse	Eficiência	Eficiência Esperada
795	612(5)	5,39(4)	114(7)	95,0%	93%
785	612(5)	6,19(3)	99(6)	94,0%	93%

#### 3.4.2 Bob

A cavidade de Bob também é formada por 2 espelhos planos e um espelho esférico de 1 m de raio, todos da empresa *Layertec*. Em relação ao comprimento de onda de 1608 nm, o espelho de entrada possui transmissão de 5,5% e o segundo espelho plano, menor do que 0,2%, e o espelho esférico possui transmissão menor do que 0,1%. A cintura dessa cavidade é de 454  $\mu\text{m}$ , para o feixe de 1608 nm.

Em relação à cavidade de Bob, os mesmos parâmetros de caracterização estão relacionados na tabela 4. Novamente, há a caracterização com o feixe de um laser auxiliar de 1560 nm e com o feixe gerado pelo OPO a 18 °C, de 1650 nm. Nesse caso é esperada uma concordância menor entre a eficiência esperada e a eficiência obtida. Isso se deve aos espelhos utilizados na construção da cavidade, cujas características mudam consideravelmente para comprimentos de onda tão distantes do esperado, de 1608 nm. A caracterização com o feixe de 1560 nm está próxima do esperado, pois esse comprimento de onda ainda está no intervalo de trabalho do espelho. O de 1650 nm, no entanto já está fora desse intervalo, então apresentou uma eficiência bem menor do que a esperada. Em compensação, para esta cavidade o acordo de modos chega a 97%, então está satisfatório.

Tabela 4 – Caracterização da cavidade de Bob

$\lambda$ (nm)	<b>FSR</b> (MHz)	<b>BW</b> (MHz)	<b>Finesse</b>	<b>Eficiência</b>	<b>Eficiência Esperada</b>
1560	612(5)	2,49(8)	247(6)	93,4%	93%
1650	612(5)	11,9(5)	51(3)	88,0%	93%

### 3.4.3 Victor

A cavidade de Victor foi construída idêntica à de Bob, e sua caracterização para o feixe de 1650 nm é apresentada na tabela 5. Conforme esperado, o resultado foi similar ao da cavidade de Bob.

Tabela 5 – Caracterização da cavidade de Victor

$\lambda$ (nm)	<b>FSR</b> (MHz)	<b>BW</b> (MHz)	<b>Finesse</b>	<b>Eficiência</b>	<b>Eficiência Esperada</b>
1650	612(5)	15,9(9)	39(4)	85,0%	93%

## 3.5 Sistema de travamento

Para controle das cavidades, cada uma delas possui um espelho com atuador piezoelétrico (PZT) acoplado ao suporte, que expande ou contrai de acordo com a tensão aplicada. Assim, as cavidades são travadas em seu pico de ressonância de maneira eletrônica, por meio do controle dessa tensão e da detecção do sinal transmitido ou refletido por elas.

Os travamentos eletrônicos desse experimento são feitos usando duas técnicas diferentes: *side-of-fringe* e Pound-Drever-Hall (PDH) (34). O primeiro é mais simples, porém inadequado para o travamento no ponto máximo do pico. Esse travamento é feito em algum ponto ao seu redor, por meio da varredura da reflexão da cavidade. Já a técnica de PDH é mais complexa e precisa de uma modulação do sinal. No entanto, funciona bem para travamento no máximo do pico de ressonância, sendo estável inclusive para flutuações de amplitude.

O primeiro travamento é o do laser Diabolo, que é próprio do laser e utiliza a técnica de PDH internamente, com modulação de 12 MHz. É importante ressaltar que as frequências de modulação dos travamentos e seus harmônicos não devem ser utilizadas como frequência de análise no momento das medidas.

Em seguida, há o travamento da cavidade de filtro. Esse travamento também é feito primeiramente com a técnica *side-of-fringe* para travamento ao redor do pico de ressonância e, logo em seguida, com PDH para travamento no próprio pico. A frequência de referência utilizada é a do laser, de 12 MHz. O controle PID que permite o travamento é feito com uma placa STEMlab 125-14 FPGA da empresa RedPitaya e o software PYRPL.

Então, há o travamento da cavidade do OPO. Foi escolhido como base para o travamento, o feixe de bombeio. Assim, o travamento é feito no pico de ressonância do feixe de 532 nm, a partir da detecção da sua reflexão. O controle também é feito por uma placa RedPitaya, primeiramente com a técnica *side-of-fringe* e, em seguida, com PDH, com modulação e demodulação feitos pela placa. A modulação é feita na fase do feixe de bombeio, com um modulador eletro-óptico (EOM) modelo LM0202 da empresa Qioptiq LINOS, com frequência de 26 MHz. Dessa forma, é possível manter a potência dos feixes gerados constante para fazer caracterizações e medidas.

Por fim, há o travamento das cavidades de análise, que será utilizado apenas na implementação do teletransporte. Como a conversão da quadratura  $\hat{p}$  para  $\hat{q}$  acontece durante o pico, seu travamento é feito com a técnica de *side-of-fringe*. Como nos casos anteriores, é utilizado um controlador PID e uma placa RedPitaya para cada cavidade de análise.

### 3.6 Sistema de Detecção

No experimento, com o objetivo de detectar emaranhamento, deve-se observar o *squeezing* obtido nas quadraturas. O esperado é haver compressão de ruído (*squeezing*) nas quadraturas de subtração de amplitudes e de soma das fases dos feixes gerados (33). Para isso, os detectores utilizados são do modelo ETX 300T, da EPITAX para o feixe complementar; e do modelo PC10-7 TO, da *First Sensor* para o feixe sinal.

A compressão ou excesso de ruído são medidos em relação a um feixe coerente, que possui o mínimo ruído, tanto em fase quanto em amplitude. Assim, é necessário ter uma medida de um feixe coerente com as mesmas características como base para comparação. Como não há um feixe assim disponível no experimento, é feito o sistema de detecção balanceada. Esse sistema consiste em dividir o feixe em duas partes de mesma intensidade, detectando cada metade em um detector. Com isso, quando se faz a diferença do sinal detectado em cada detector, é obtido o valor equivalente a um feixe coerente. Essa ruído de feixe coerente é chamado de *shot-noise* (35).

Outra questão relacionada à detecção é a medida da quadratura fase. Com um detector temos acesso apenas à informação de amplitude do feixe. Assim, é feito um processo interferométrico necessário para a medição da quadratura de fase. Essa técnica é chamada de rotação de elipse e consiste em utilizar uma cavidade de análise para, a partir da interferência criada nela, ter acesso à informação de fase, como apresentado na seção 2.3.

É de fundamental importância que cada par de detectores, amplificadores e demoduladores tenham ganhos eletrônicos próximos para certificar que as correlações entre os feixes possam ser observadas na análise de dados.

O sistema de detecção é feito com base na reflexão da cavidade de análise. Como há uma contaminação, menor do que 5% de polarização horizontal no feixe refletido, que deveria ser verticalmente polarizado, ele passa por um PBS (divisor de feixe polarizador). Esse PBS, que transmite polarização horizontal e reflete polarização vertical, foi ajustado de forma a maximizar sua transmissão. Assim, é garantido que o feixe que segue para o sistema de detecção está linearmente polarizado.

Em seguida, o feixe passa por uma lâmina de meia-onda e, logo, por um PBS. A lâmina é ajustada de forma que, ao passar pelo PBS, metade do feixe seja transmitida e a outra metade seja refletida. Cada um dos feixes, então, atinge um detector. O feixe transmitido pelo PBS atinge o detector identificado como "transmissão" e o refletido atinge o detector identificado como "reflexão". Esse esquema está ilustrado na figura 10.

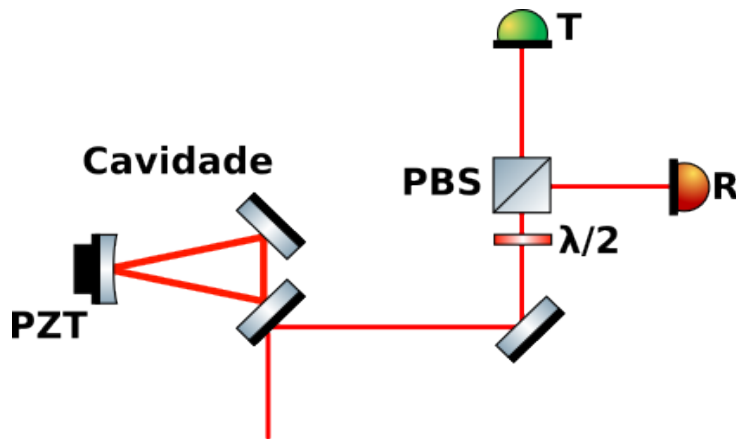


Figura 10 – Ilustração do sistema de detecção montado na mesa óptica.

Cada detector separa o sinal captado pelo fotodiodo entre sinal DC e sinal HF (alta frequência). Cada sinal DC é dividido para observação no osciloscópio e sistema de aquisição de dados. Cada sinal HF, por outro lado, passa por outras etapas antes da aquisição. Primeiramente, passa por um amplificador, uma vez que o sinal HF tem baixa intensidade. Em seguida, passa por um divisor de potências modelo ZSC-2-1 da Mini-Circuits. Metade de cada sinal é levado para um demodulador seno e metade, para um

demodulador cosseno. Como referência, os demoduladores recebem o sinal senoidal de um gerador de funções com defasagem de  $90^\circ$ . Ainda nos demoduladores, os sinais passam por um filtro passa-baixa com largura de banda de 300 kHz e o sinal de referência aplicado possui frequência de análise de 22 MHz. Enfim, após a demodulação, os sinais HF chegam à placa de aquisição modelo PCI-6110, da *National Instruments*. O sistema de aquisição é demonstrado na figura 11.

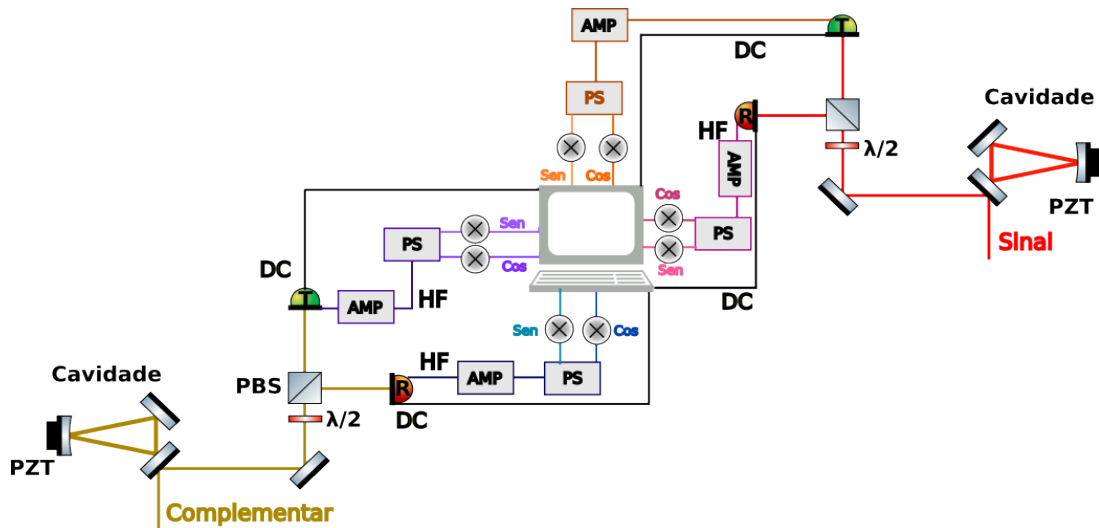


Figura 11 – Ilustração do sistema de detecção e etapas de amplificação, divisão, demodulação e aquisição do sinal HF.

Assim, no final temos a aquisição de doze grupos de dados: 4 sinais DC (um par de Alice e um par de Bob) e 8 sinais HF (4 de Alice e 4 de Bob). Para essa aquisição, são utilizadas duas placas de aquisição da National Instruments com oito canais cada. Com os canais sobressalentes, são coletados também os dados de transmissão das cavidades, importantes no momento da medida por dar informações sobre as características da cavidade no momento, como a finesse.

No momento da detecção, é importante sincronizar as rampas de varredura das cavidades. A medida é realizada em três etapas: i) varredura de ambas as cavidades simultaneamente; ii) varredura de apenas uma cavidade, com a outra travada fora de ressonância; iii) varredura apenas da outra cavidade, com a primeira travada fora de ressonância.

Na primeira etapa, é enviada para cada controlador uma rampa que faz as duas cavidades realizarem a varredura de forma sincronizada. Para que isso de fato ocorra, é importante que ambas estejam no mesmo ponto quando a varredura é iniciada. Para garantir isso, o sinal de transmissão das cavidades é ajustado em um osciloscópio, alterando o ganho e o *offset* do controlador dos PZTs. Isso é feito de forma que os picos de transmissão de ambas as cavidades estejam sobrepostos e com mesma largura de banda,

como na figura 12. Ou seja, as duas cavidades entram em ressonância ao mesmo tempo. Com a aquisição desses dados de transmissão das cavidades, é possível fazer correções no programa de análise de dados. Isso é feito de forma a compensar um intervalo de tempo da ordem de uma dezena de milissegundos entre os picos de ressonância das duas cavidades.

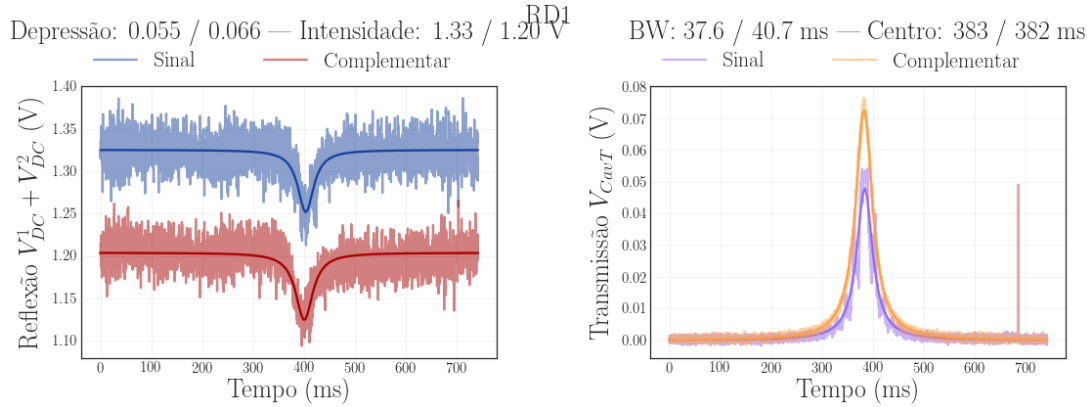


Figura 12 – Exemplo dos picos de ressonância sincronizados. Dados de reflexão e transmissão das cavidades, respectivamente.

Na segunda e terceira etapas, é importante ajustar os picos de ressonância apenas para garantir que estejam ao redor do meio da rampa de aquisição, como na figura 13. Assim, são coletados os dados da rotação completa.

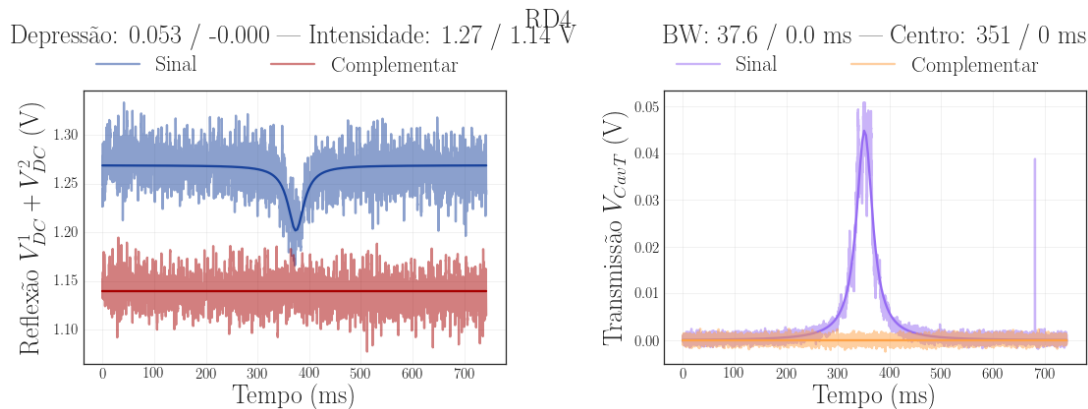


Figura 13 – Exemplo do pico de ressonância de uma cavidade centralizado, enquanto a outra está fora de ressonância. Dados de reflexão e transmissão das cavidades, respectivamente.

Para a medida ser feita, os sinais devem estar bem balanceados, especialmente o par de detectores de cada cavidade. O sinal DC é balanceado tendo o sinal visto no osciloscópio como referência e rotacionando a lâmina de meia onda até que os sinais da reflexão e da transmissão do PBS sejam iguais. Já o balanceio do sinal HF é visto com a análise dos dados e, se necessário, uma pequena correção pode ser feita matematicamente sem prejudicar a medida (até cerca de 10% de desbalanceio).

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados das medidas realizadas e sua análise. Primeiramente, na seção 4.1, serão expostas as condições do experimento no momento da medida. Em seguida, será apresentada a caracterização do sistema de detecção na seção 4.2. Então, é feita a calibração de *shot-noise* na seção 4.3 e, na seção 4.4 estão representadas a reflexão e transmissão das cavidades na detecção. Posteriormente, é analisada a estacionariedade dos feixes na seção 4.5 e feito o ajuste das curvas de espectro de ruído na seção 4.6. Por fim, é feita a reconstrução da matriz de covariância na seção 4.7 e, na seção 4.8, é aplicado o critério de Duan.

### 4.1 Parâmetros de medida

As medidas foram tomadas com o cristal do OPO mantido a 18°C, temperatura na qual os comprimentos de onda dos feixes gerados são 785 nm e 1654 nm. Nessas condições, as cavidades foram caracterizadas e suas larguras de banda foram de 6,7 MHz e 12,2 MHz. Com isso, a menor frequência de análise possível seria de aproximadamente 17 MHz. Como as frequências de 12 MHz, 24 MHz e 26 MHz são proibidas, uma vez que são utilizadas para modulação dos travamentos do laser, da cavidade de filtro e do OPO, a frequência de análise escolhida foi de 22 MHz.

Além disso, é importante saber o acordo de modos das cavidades de análise no momento da medida. O valor satisfatório seria de no mínimo 96%. Quando o acordo de modos não está razoável, surge um pico nos dados que compromete o ajuste das curvas. Esse pico se deve ao modo indesejado que está contaminando a detecção. A cavidade de Alice tinha acordo de modos de 93%, que foi o melhor obtido no tempo do projeto. Já a cavidade de Bob, tinha um valor adequado de 96%.

Ainda, são importantes os dados de eficiência quântica externa (EQE) dos detectores utilizados para os comprimentos de onda de 785 nm e 1654 nm, gerados a 18°C. Para os detectores do feixe sinal, modelo PC10-7 TO da *First Sensor*, a EQE foi de 89%. Já para os detectores do feixe complementar, modelo ETX 300T da EPITAX, a EQE foi de 65%. Essas informações são essenciais para calcular as perdas do experimento, especialmente quando os comprimentos de onda utilizados não são aqueles para os quais o experimento foi idealizado. Nesse caso, as perdas são maiores, o que deve ser considerado na análise dos resultados.

## 4.2 Caracterização do sistema de detecção

O primeiro passo para a análise dos resultados em si é verificar o balanceio de cada par de detectores, tanto no sinal DC quanto no sinal HF. A figura 14 mostra os gráficos de comparação entre as medidas DC dos detectores do feixe sinal ( $V_{DC}^{s1}$  e  $V_{DC}^{s2}$ ) e complementar ( $V_{DC}^{i1}$  e  $V_{DC}^{i2}$ ). Como observado, os sinais DC estão muito bem balanceados, com menos de 1% de variação entre eles.

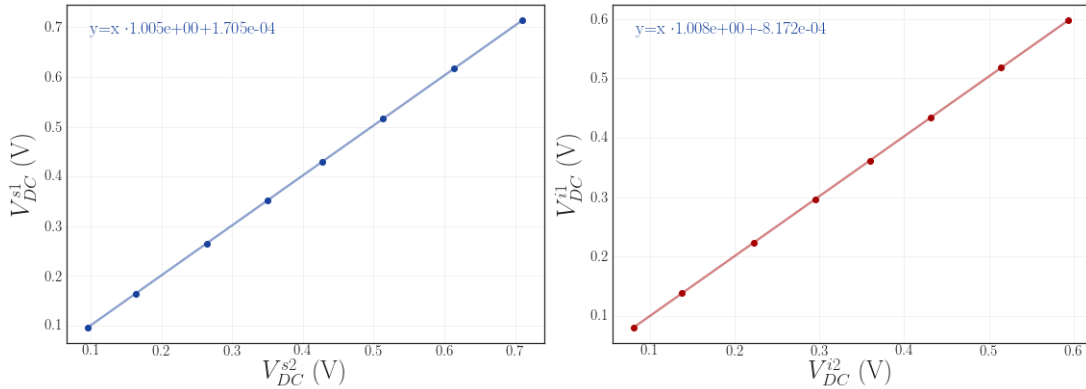


Figura 14 – Curva para verificação do balanceio dos sinais DC dos pares de detectores dos feixes sinal, à esquerda; e complementar, à direita.

Os sinais HF do sinal ( $V_{HF}^{s1}$  e  $V_{HF}^{s2}$ ) e complementar ( $V_{HF}^{i1}$  e  $V_{HF}^{i2}$ ) são apresentados na figura 15. Eles apresentam uma variação um pouco maior do que no sinal DC, especialmente o par de detectores do feixe complementar. No entanto, como essa variação ainda é menor do que 10%, a medida pode ter uma análise consistente.

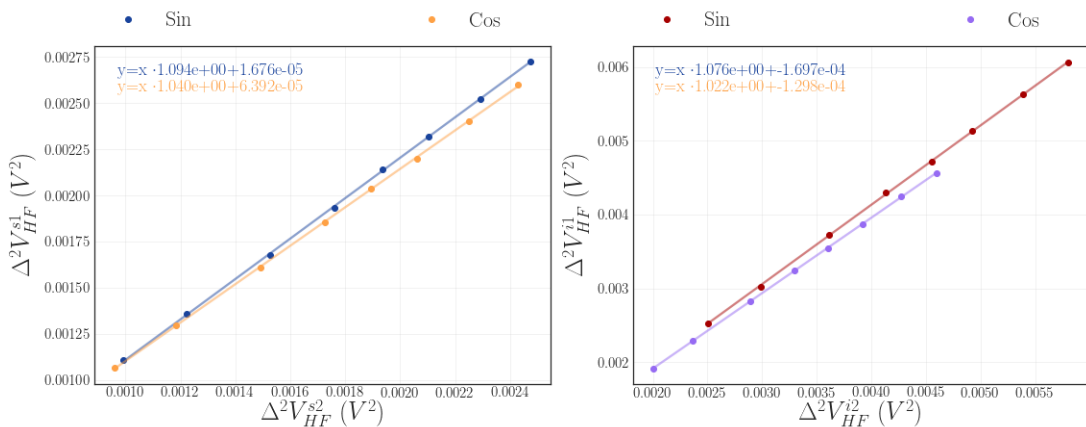


Figura 15 – Curva para verificação do balanceio dos sinais HF dos detectores de Alice e Victor.

É importante lembrar que uma variação ligeiramente maior é esperada, uma vez que o sinal HF ainda passa por amplificador, divisor de feixes e demodulador, além disso,



de a variância ser uma medida do sinal ao quadrado. Enquanto isso, o sinal DC vai direto para as placas de aquisição. Cada pequeno desbalanceio entre os pares de cada um desses equipamentos se soma para o desbalanceio nos dados finais.

Nas primeiras medidas realizadas, o balanceio dos sinais detectados foi um obstáculo. Em algumas medidas, a variação entre os sinais HF do feixe complementar chegaram a 80%. Então, foram estudados os sinais após cada componente da detecção e, após a troca do par de amplificadores, foi obtida uma configuração que permitiu o desbalanceio menor do que 10%, que pode ser compensado na análise dos dados.

### 4.3 Shot-noise

Uma medida importante a ser feita inicialmente é a medida de *shot-noise*. Essa medida equivale aos valores que seriam obtidos por um feixe coerente de mesmo comprimento de onda e mesma potência dos feixes a serem medidos. Nesse experimento, é feita a subtração dos sinais de cada detector do par que forma a detecção balanceada para obter a variância esperada de um feixe coerente e permitir sua comparação com os feixes medidos.

A seguir, na figura 16, são apresentadas as medidas de *shot-noise* dos feixes. É importante observar que, conforme esperado, há uma relação linear entre a variância da subtração dos sinais HF do par de detectores e o total DC medido para cada feixe. Além disso, as retas dos resultados com a modulação seno e com a modulação cosseno são similares, o que está relacionado ao balanceamento do sistema.

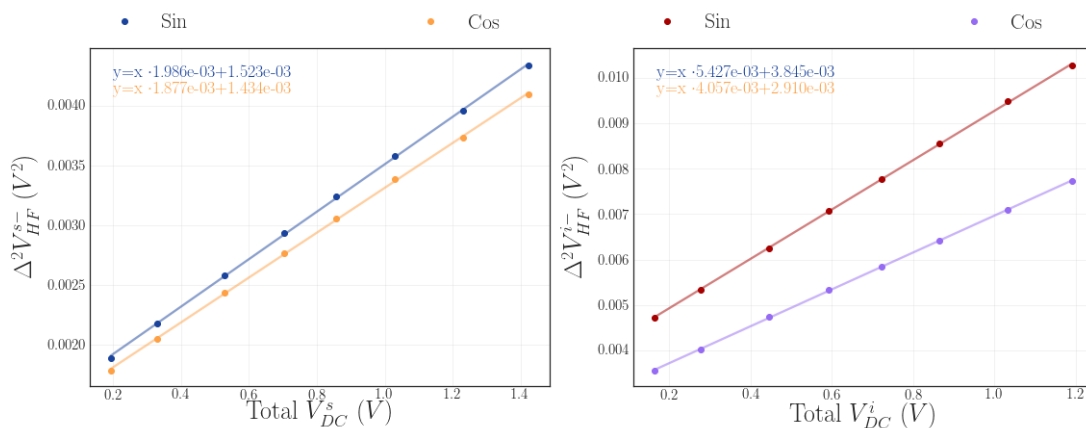


Figura 16 – Curva de *shot-noise*.

A curva satisfatória de *shot-noise* é um indicio de que o sistema de detecção está funcionando de maneira regular. Assim, segue-se para a verificação da centralização dos picos de ressonância das cavidades no tempo de medida.

#### 4.4 Reflexão e transmissão das cavidades de análise

Nesse ponto vale lembrar que são feitas essencialmente três medidas para a obtenção dos dados necessários: uma com a cavidade do feixe sinal em varredura e a do feixe complementar fora de ressonância; uma no caso inverso, com o sinal fora de ressonância e o complementar em varredura; e a terceira com as cavidades do sinal e do complementar em varredura sincronizada. Para essa medida, RD1, RD2 e RD3 são três repetições de ambas as cavidades em varredura; RD4 é referente a apenas o sinal em varredura; e RD5, apenas o complementar em varredura.

A figura 17 mostra o pico de ressonância apenas da cavidade de Alice em varredura, tanto na transmissão quanto na reflexão. Aqui, pode ser observado que o pico está bem próximo do centro, em 351 ms, e com largura de banda de 37,6 ms.

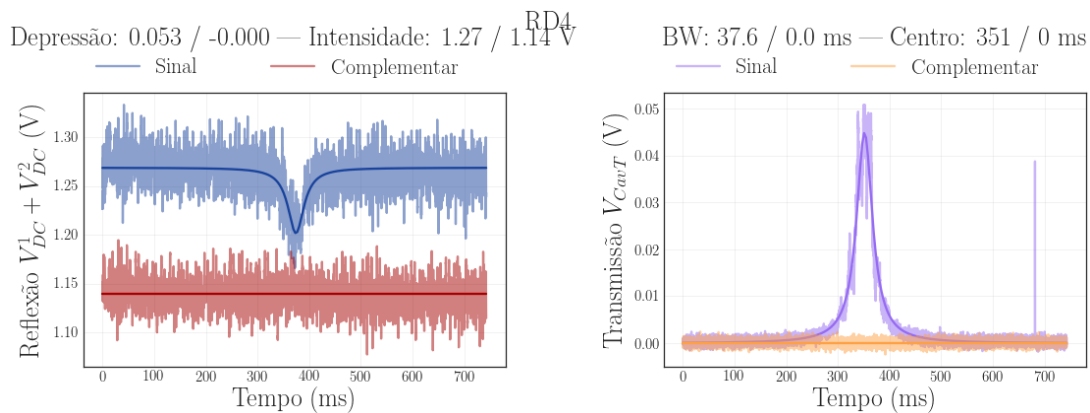


Figura 17 – Reflexão e transmissão cavidade de Alice em varredura, passando pela ressonância no centro.

Já a figura 18 mostra o pico de ressonância apenas da cavidade de Bob em varredura. Nota-se que o pico novamente está bem próximo do centro, em 390 ms, e com largura de banda de 40,7 ms. É importante observar também que as larguras de banda de ambas as cavidades estão próximas, o que é essencial para a realização medida.

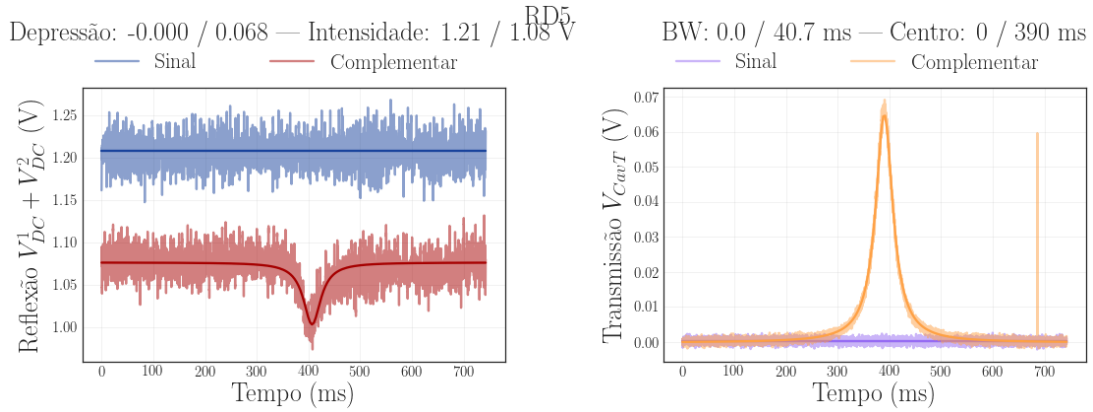


Figura 18 – Reflexão e transmissão cavidade de Bob em varredura, passando pela ressonância no centro.

Por fim, a figura 19 mostra os picos de ressonância de ambas as cavidades em varredura sincronizada. Como o necessário, os picos centralizados entre si, e bem próximos do centro da medida, em 383 ms e 382 ms. Essa pequena diferença é ajustada com o programa de análise de dados. Suas larguras de banda também estão bem próximas, com 37,6 ms e 40,7 ms. Essa sincronização é essencial para garantir que a fase relativa entre os dois feixes emaranhados é constante durante a medida e, conseqüentemente, obter um resultado mais confiável e preciso de emaranhamento.

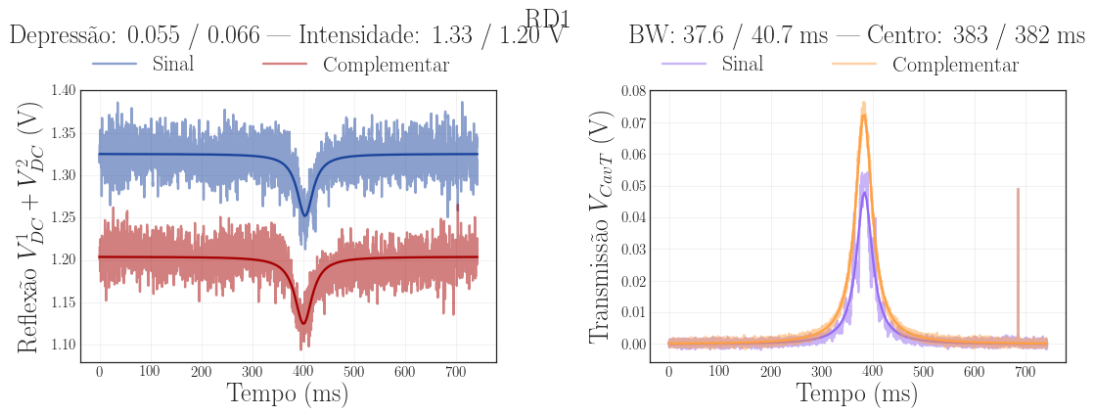


Figura 19 – Reflexão e transmissão de ambas as cavidades em varredura, passando pela ressonância sincronizadas no centro e com mesma largura de banda.

Assim, uma vez verificada a centralização e a coincidência das larguras de banda, a análise dos dados segue com a verificação da estacionariedade dos feixes.

#### 4.5 Estacionariedade dos feixes

Primeiramente, foi analisada a estacionariedade de cada feixe, sinal e complementar, com relação às condições representadas nas equações 4.1.

$$\Delta^2 I_{cos}^{(i)} - \Delta^2 I_{sin}^{(i)} = 0 \quad (4.1a)$$

$$\langle I_{cos}^{(i)} I_{sin}^{(i)} \rangle = 0 \quad (4.1b)$$

As figuras 20 a 24 mostram a estacionariedade obtida em cada rotação para o sinal e complementar nas condições 1 e 2 apresentadas anteriormente, em unidades de *shot-noise*. Observa-se que os valores médios estão bem próximos de 0 para todos os casos, em ambos os feixes, com variação apenas na segunda casa decimal. Com isso, pode-se considerar que os feixes são estacionários.

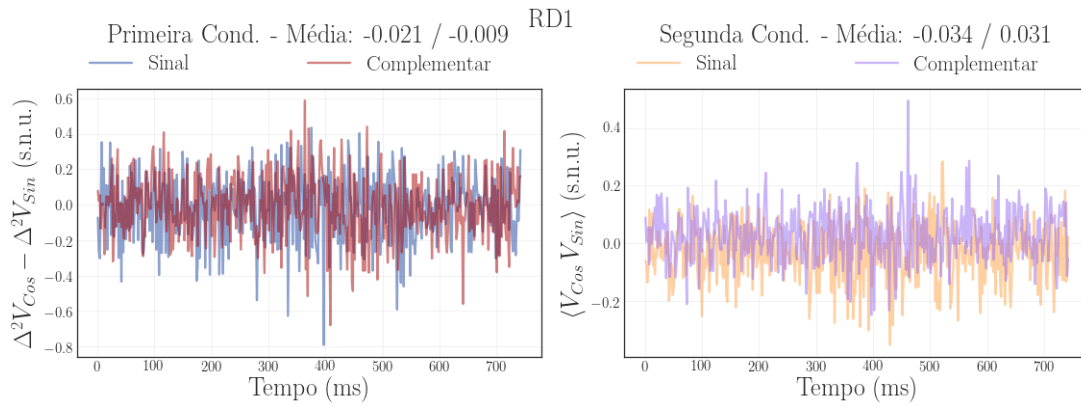


Figura 20 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na primeira medida com ambas as cavidades em varredura.

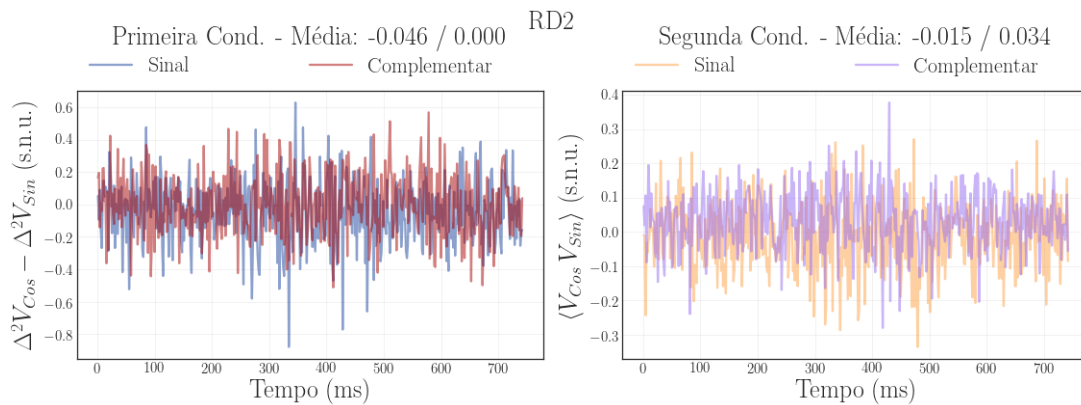


Figura 21 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na segunda medida com ambas as cavidades em varredura.

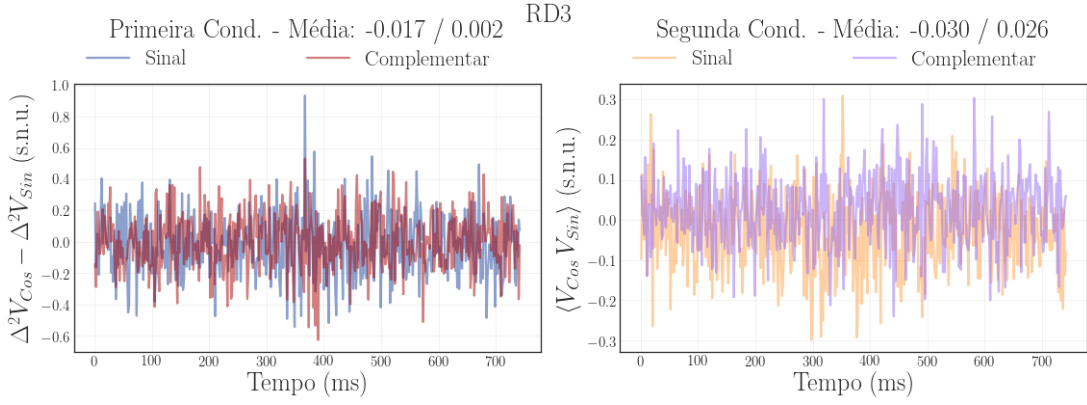


Figura 22 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na terceira medida com ambas as cavidades em varredura.

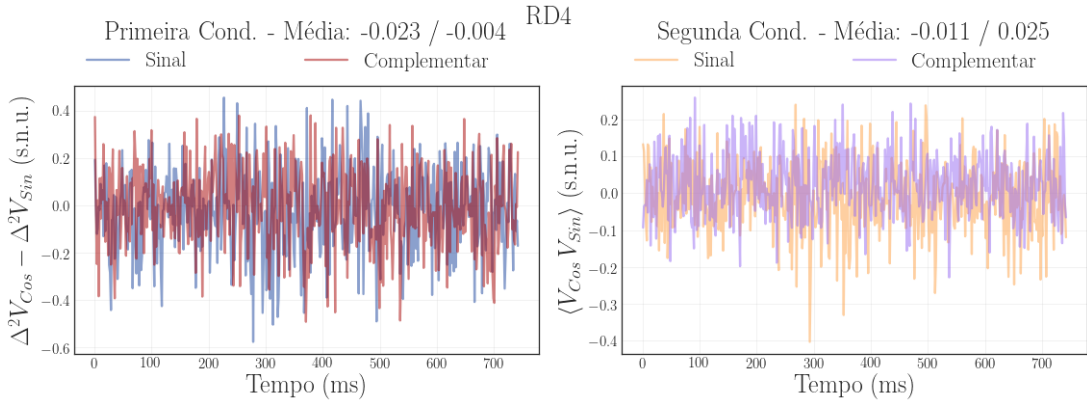


Figura 23 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Alice em varredura.

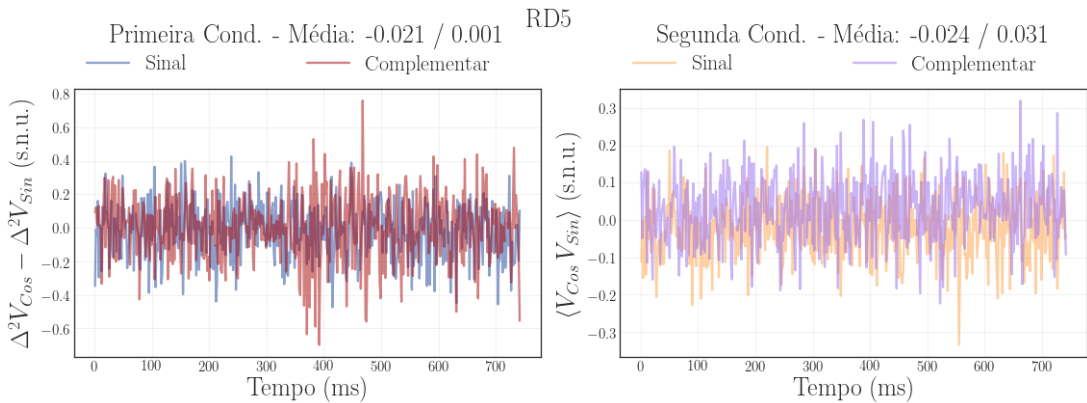


Figura 24 – Estacionariedade de cada feixe para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Bob em varredura.

Em seguida, foi feita a análise das condições de estacionariedade para o par de feixes, conforme as equações 4.2.

$$\langle I_{\cos}^{(1)} I_{\cos}^{(2)} \rangle - \langle I_{\sin}^{(1)} I_{\sin}^{(2)} \rangle = 0 \quad (4.2a)$$

$$\langle I_{\cos}^{(1)} I_{\sin}^{(2)} \rangle + \langle I_{\sin}^{(1)} I_{\cos}^{(2)} \rangle = 0 \quad (4.2b)$$

Os resultados apresentados nas figuras 25 a 29 confirmam que os feixes podem ser tratados como estacionários, uma vez que valores estão novamente bem próximos de 0 e mais uma vez com variação apenas na segunda casa decimal.

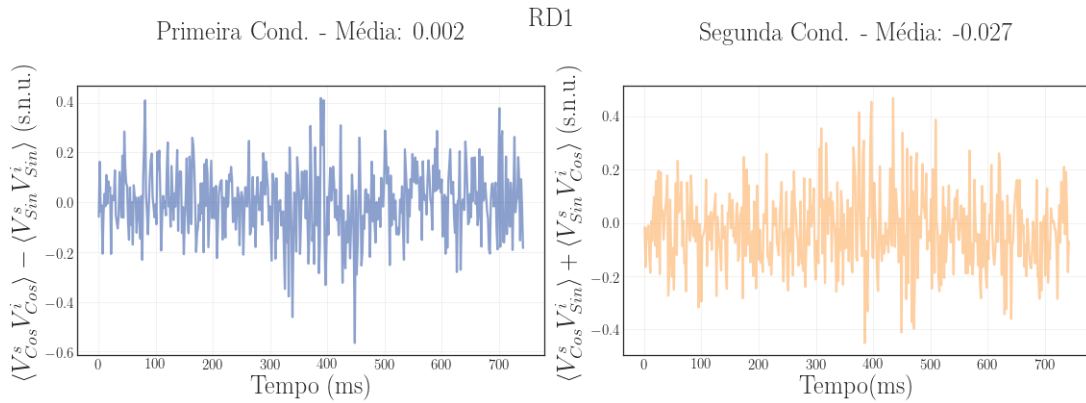


Figura 25 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na primeira medida com ambas as cavidades em varredura.

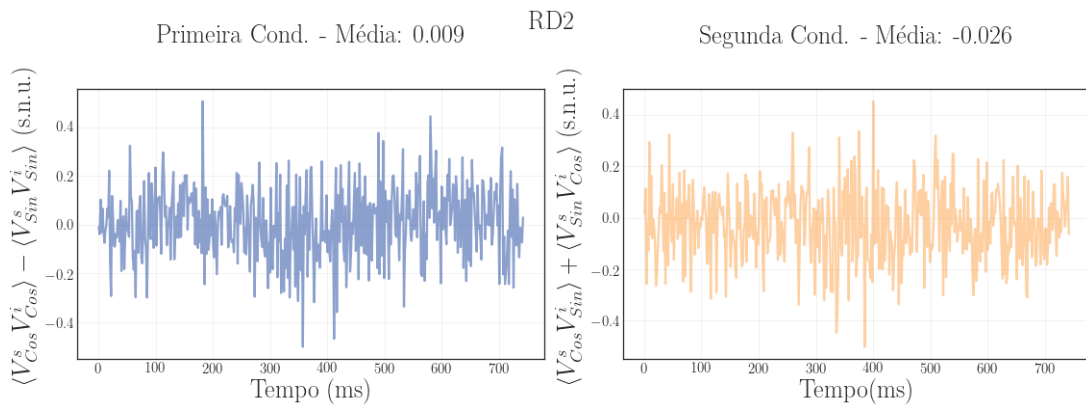


Figura 26 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na segunda medida com ambas as cavidades em varredura.

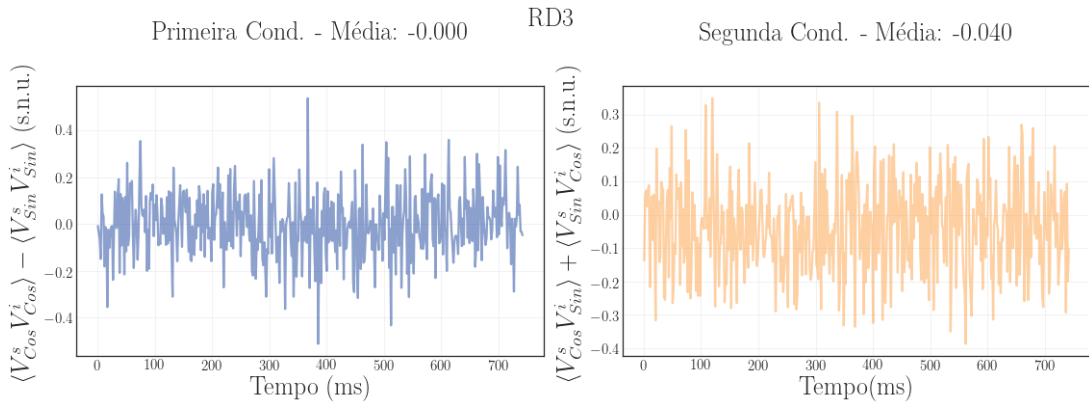


Figura 27 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na terceira medida com ambas as cavidades em varredura.

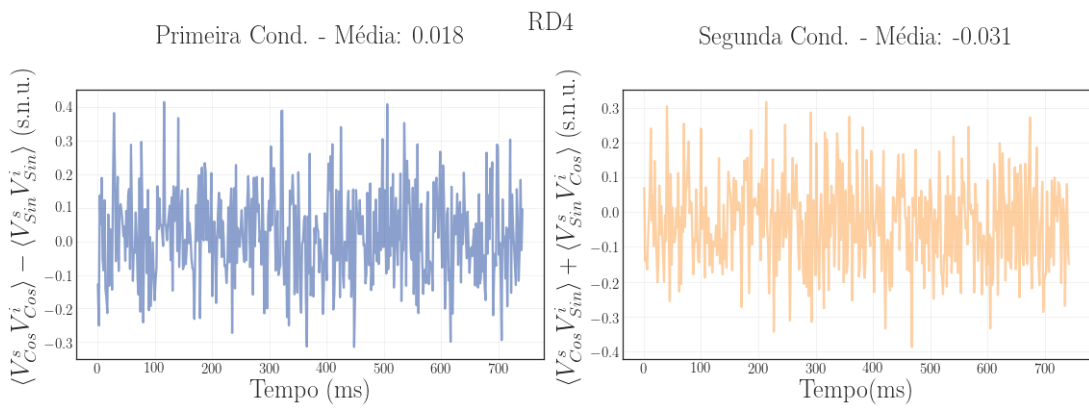


Figura 28 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Alice em varredura.

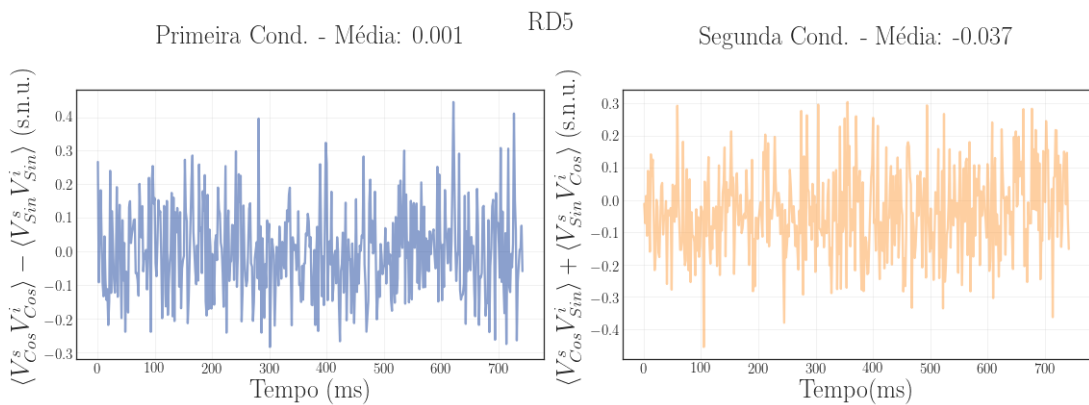


Figura 29 – Estacionariedade do par de feixes para cada uma das condições na medida com apenas a cavidade Bob em varredura.

## 4.6 Ajuste das curvas

A análise prossegue com o ajuste de diversas curvas com o objetivo de obter os valores dos parâmetros necessários para conseguir a matriz de covariância do sistema. Com a matriz de covariância, é possível calcular o grau de compressão do estado e, conseqüentemente, verificar o emaranhamento. Como já discutido anteriormente, matriz é a seguinte:

$$V_{s/a}^{(s,c)} = \begin{pmatrix} \alpha^{(s)} & \gamma^{(s)} & \mu & \xi & \delta^{(s)} & 0 & \kappa & -\eta \\ \gamma^{(s)} & \beta^{(s)} & \zeta & \nu & 0 & \delta^{(s)} & \tau & -\lambda \\ \mu & \zeta & \alpha^{(c)} & \gamma^{(c)} & -\lambda & \eta & \delta^{(c)} & 0 \\ \xi & \nu & \gamma^{(c)} & \beta^{(c)} & -\tau & \kappa & 0 & \delta^{(c)} \\ \delta^{(s)} & 0 & -\lambda & -\tau & \beta^{(s)} & -\gamma^{(s)} & \nu & -\zeta \\ 0 & \delta^{(s)} & \eta & \kappa & -\gamma^{(s)} & \alpha^{(s)} & -\xi & \mu \\ \kappa & \tau & \delta^{(c)} & 0 & \nu & -\xi & \beta^{(c)} & -\gamma^{(c)} \\ -\eta & -\lambda & 0 & \delta^{(c)} & -\zeta & \mu & -\gamma^{(c)} & \alpha^{(c)} \end{pmatrix}$$

Nessa matriz, as submatrizes diagonais correspondem à matriz de covariância de apenas um feixe, e as submatrizes fora da diagonal correspondem às matrizes de covariância entre os feixes.

Assim, é necessário obter os parâmetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $\lambda$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$ ,  $\tau$ . Primeiramente, é feito o ajuste das curvas das variâncias em função da dessintonia da cavidade para cada cada demodulação de cada feixe (sinal e complementar). Os ajustes foram feitos com o valor de  $\delta$  fixado em 0.

A figura 30 mostra os ajustes para o caso em que apenas a cavidade de análise do feixe sinal está fazendo a varredura (RD1). Já a figura 31 é para um dos casos em que ambas estão fazendo a varredura de maneira sincronizada (RD4).

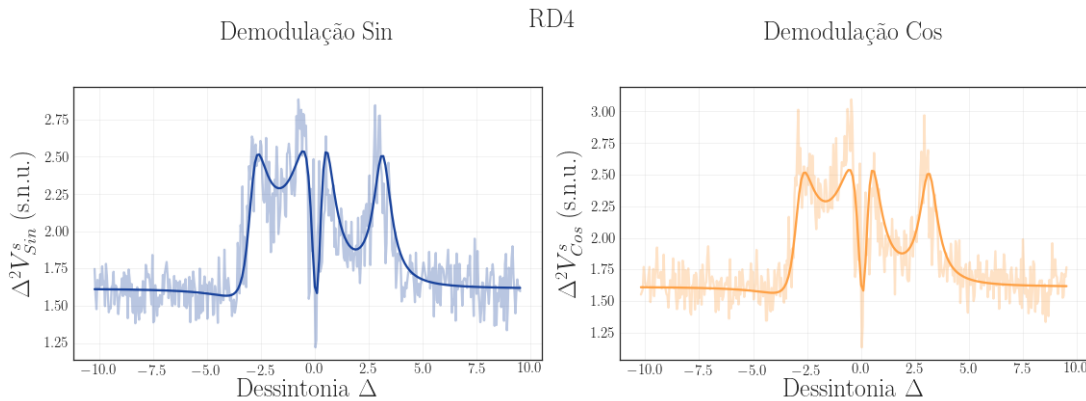


Figura 30 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe sinal para apenas a cavidade de Alice em varredura.



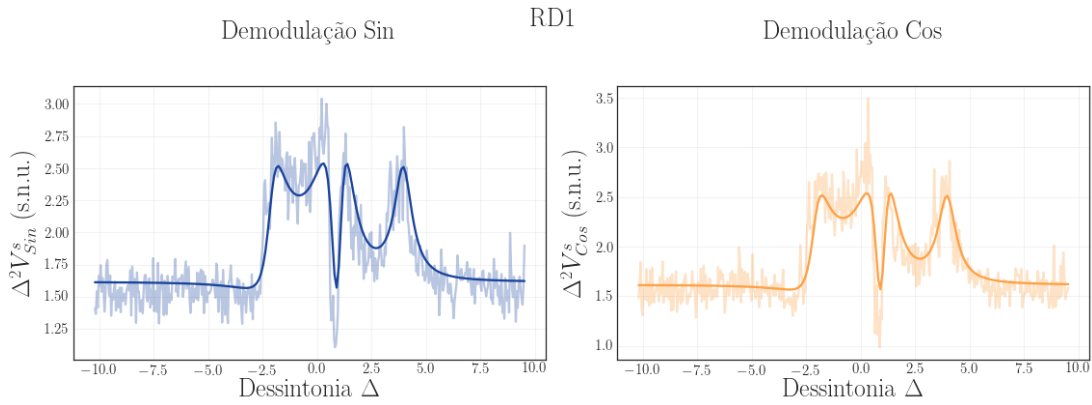


Figura 31 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe sinal para ambas as cavidades em varredura.

A partir desses ajustes foram obtidos os valores apresentados na tabela 6 para os parâmetros  $\alpha$  (relacionado à quadratura amplitude),  $\beta$  (relacionado à quadratura fase),  $\gamma$  e  $\Omega$ .

Tabela 6 – Parâmetros obtidos com ajustes de espectro de ruído do feixe sinal.

Parâmetro	Valor
$\alpha$	1,61
$\beta$	2,49
$\gamma$	0,21
$\Omega$	3,02

As figuras 32 e 33 mostram o análogo para o feixe complementar, sendo RD2 o caso em que apenas a cavidade de análise do feixe complementar está fazendo a varredura e RD4 um dos casos em que ambas estão fazendo a varredura de maneira sincronizada.

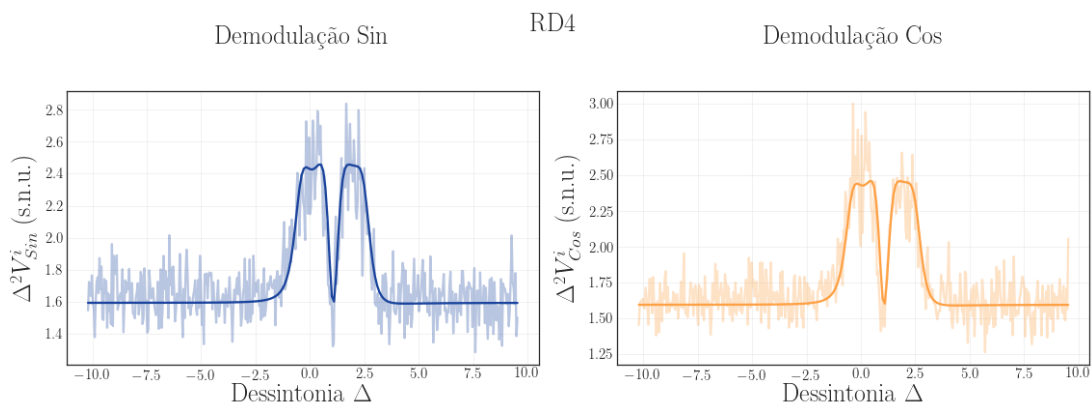


Figura 32 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe complementar para apenas a cavidade de Bob em varredura.

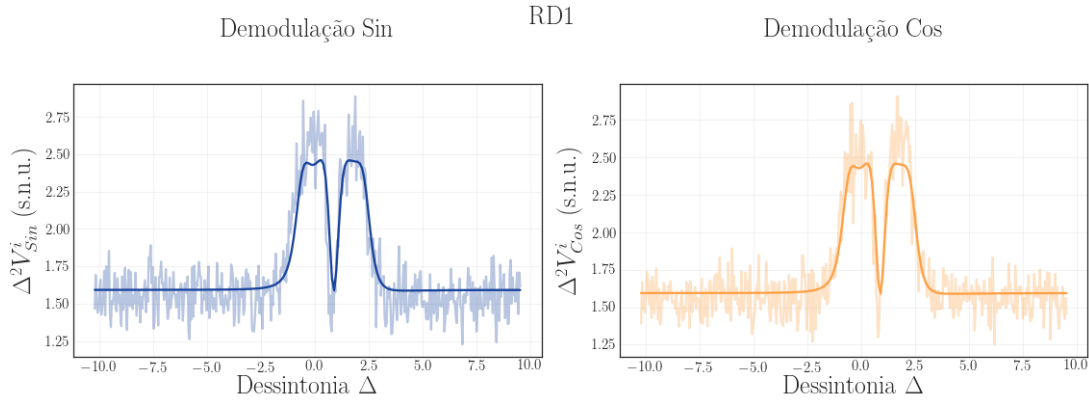


Figura 33 – Ajuste da curva de espectro de ruído do feixe complementar para ambas as cavidades em varredura.

Novamente, a partir desses ajustes foram obtidos os valores apresentados na tabela 7 para os parâmetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  e  $\Omega$ . Nota-se que os valores de  $\alpha$  e  $\beta$  foram bem próximos dos encontrados para o feixe sinal.

Tabela 7 – Parâmetros obtidos com ajustes de espectro de ruído do feixe complementar.

Parâmetro	Valor
$\alpha$	1,59
$\beta$	2,47
$\gamma$	-0,06
$\Omega$	1,54

Em seguida, é feito o ajuste das curvas de correlação entre os feixes sinal e complementar. Agora são apresentados os ajustes para RD4, com apenas a cavidade de análise do feixe sinal em varredura, na figura 34; RD5, apenas o complementar em varredura, na figura 35; e RD1, com ambos em varredura sincronizada na figura 36.

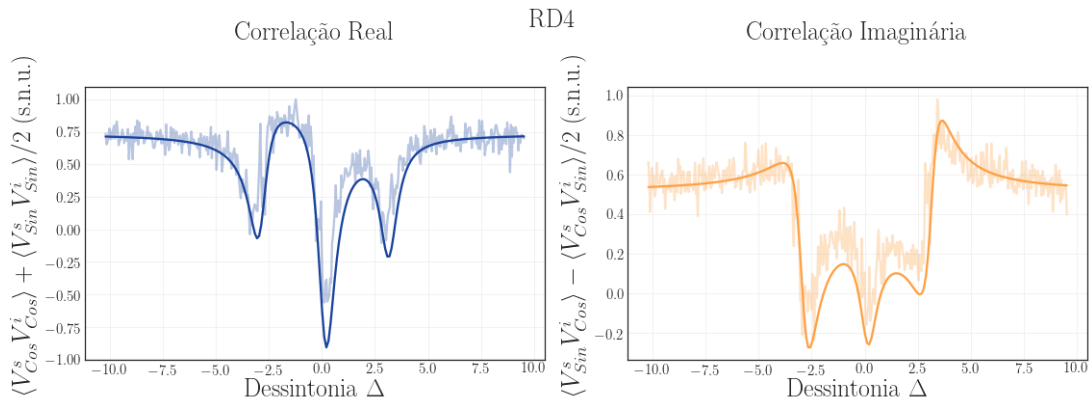


Figura 34 – Ajuste da curva de espectro de ruído do par de feixes para apenas a cavidade de Alice em varredura.

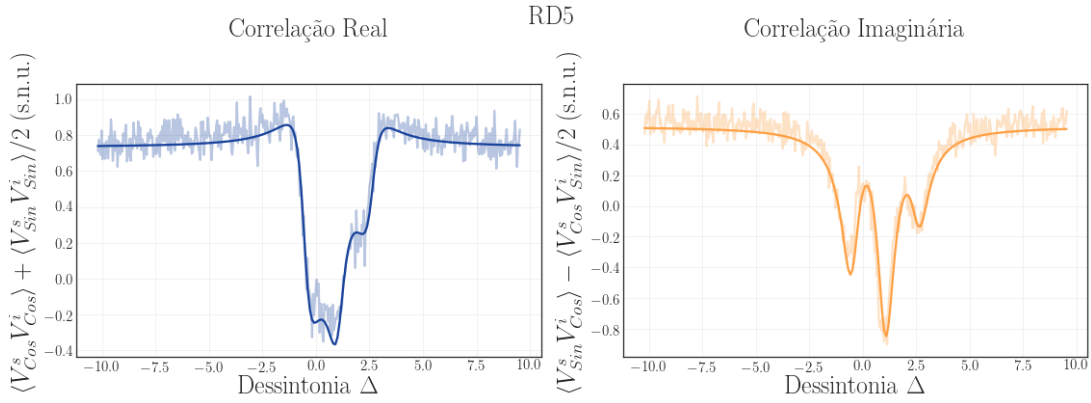


Figura 35 – Ajuste da curva de espectro de ruído do par de feixes para apenas a cavidade de Bob em varredura.

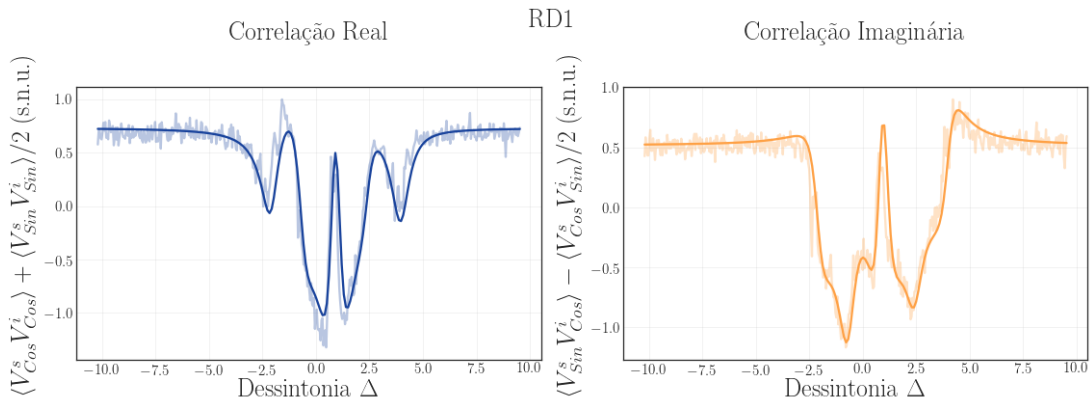


Figura 36 – Ajuste da curva de espectro de ruído do par de feixes para ambas as cavidades em varredura.

Por fim, a partir desses ajustes, foram obtidos os valores dos parâmetros  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $\lambda$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$ ,  $\eta$  e  $\tau$ , relacionados à correlação entre os feixes. Os valores estão apresentados na tabela 8.

Tabela 8 – Parâmetros obtidos com ajustes de espectro de ruído do par de feixes.

Parâmetro	Valor
$\mu$	0,73
$\nu$	-1,10
$\kappa$	0,21
$\lambda$	0,14
$\xi$	-0,13
$\zeta$	0,26
$\eta$	0,52
$\tau$	-0,13

Uma vez que os valores desses parâmetros foram encontrados, é possível construir a matriz de covariância do sistema.

#### 4.7 Matriz de Covariância

A partir dos ajustes realizados, a matriz de covariância encontrada para o sistema foi a seguinte:

$$V = \begin{pmatrix} 1.615 & 0.206 & 0.733 & -0.133 & 0.000 & 0.000 & 0.212 & -0.518 \\ 0.206 & 2.493 & 0.264 & -1.101 & 0.000 & 0.000 & -0.130 & -0.140 \\ 0.733 & 0.264 & 1.594 & -0.057 & -0.140 & 0.518 & 0.000 & 0.000 \\ -0.133 & -1.101 & -0.057 & 2.466 & 0.130 & 0.212 & 0.000 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & -0.140 & 0.130 & 2.493 & -0.206 & -1.101 & -0.264 \\ 0.000 & 0.000 & 0.518 & 0.212 & -0.206 & 1.615 & 0.133 & 0.733 \\ 0.212 & -0.130 & 0.000 & 0.000 & -1.101 & 0.133 & 2.466 & 0.057 \\ -0.518 & -0.140 & 0.000 & 0.000 & -0.264 & 0.733 & 0.057 & 1.594 \end{pmatrix}$$

Com a matriz, a primeira análise a ser feita é em relação à fisicalidade. Para que seja física, seus autovalores simpléticos devem ser todos reais e maiores do que 1 (36). Os valores obtidos foram, respectivamente: 2,166, 1,287, 2,166, 1,287, 1,589, 1,589, 1,864 e 1,864. Como observado, todos são maiores do que 1. Assim, verificamos que a matriz retrata um sistema físico.

#### 4.8 Critério de Duan

Por fim, a partir dos dados da matriz de covariância são calculados os valores das quadraturas de subtração das amplitudes  $\Delta^2 p_-^{ss}$  e soma das fases  $\Delta^2 q_+^{ss}$ . Com isso, é verificado se há violação da desigualdade de Duan, apresentada na equação 4.3.

$$\Delta^2 p_-^{ss} + \Delta^2 q_+^{ss} \geq 1 \quad (4.3)$$

Os valores de  $\Delta^2 p_-^{ss}$  e  $\Delta^2 q_+^{ss}$  são calculados seguindo a equação 4.4, em que os sobrescritos  $s$  e  $i$  são referentes aos parâmetros do feixe sinal e complementar, respectivamente.

$$\Delta^2 p_-^{ss} = \frac{1}{2}\alpha^{(s)} + \frac{1}{2}\alpha^{(i)} - \mu \quad (4.4a)$$

$$\Delta^2 q_-^{ss} = \frac{1}{2}\beta^{(s)} + \frac{1}{2}\beta^{(i)} + \nu \quad (4.4b)$$

Com isso, foi obtido um valor de 0,87 para a variância da quadratura subtração de amplitude ( $\Delta^2 p_-^{ss}$ ), o que equivale a -0,60 dB de compressão e um valor de 1,38 para a variância da quadratura de fase ( $\Delta^2 q_+^{ss}$ ), que equivale a 1,40 dB de excesso de ruído. Ao calcular a soma dessas variâncias, obtém-se 1,12. Como esperado, houve compressão de

ruído para a amplitude, mas excesso de ruído para a fase. Por isso, para a detecção do emaranhamento, é fundamental evitar o excesso de ruído na quadratura de fase.

Em seguida, foram recalculados esses valores com correções que levam em consideração as perdas do experimento. Isso é feito substituindo-se nas equações 4.4 os valores de  $\mu$  e  $\nu$  por, respectivamente,  $\sqrt{\mu^2 + \eta^2}$  e  $(-\sqrt{\nu^2 + \tau^2})$ . Os valores obtidos são apresentados nas equações 4.5.

$$\Delta^2 p_-^{ss} : 0,71 | -1,51 \text{ dB} \quad (4.5a)$$

$$\Delta^2 q_+^{ss} : 1,37 | 1,37 \text{ dB} \quad (4.5b)$$

$$\Delta^2 p_-^{ss} + \Delta^2 q_+^{ss} = 1,04 \quad (4.5c)$$

Assim, as correções aproximaram o valor do necessário para mostrar emaranhamento, mas ainda não foi o suficiente. Os resultados obtidos, no entanto, se mostram promissores, uma vez que a tendência é que a compressão de ruído na amplitude aumente para temperaturas mais baixas. Como essas medidas foram feitas a 18 °C por limitações experimentais, assim que os obstáculos forem superados e as medidas forem feitas na temperatura adequada (-15 °C), o emaranhamento deve ser observado.



## 5 CONCLUSÃO

O objetivo final do projeto é realizar o teletransporte entre feixes de 795 nm e 1608 nm. Para atingi-lo, são necessárias várias etapas. A primeira delas, imprescindível para o sucesso do experimento, é a obtenção de um par de feixes emaranhados nesses comprimentos de onda. Portanto, esse foi o foco deste trabalho.

Nesse sentido, já conseguimos gerar o par de feixes com o cristal mantido a temperaturas entre 36 °C e -24 °C. Essa faixa, conforme verificado, é suficiente para atingir os comprimentos de onda necessários, o que ocorre ao redor de 15 °C. Nesse ponto, a dificuldade atual, que está em vias de ser superada, é o travamento da cavidade do OPO a baixas temperaturas, dificultada pela vibração mecânica das bombas de vácuo.

Ainda, foi montado todo o sistema de detecção e a cavidade de análise que será usada para a verificação do estado teletransportado ao fim do experimento. Além disso, foi certificado que os detectores estão bem balanceados e foi implementado o sistema de aquisição de dados. Com isso, foi possível fazer medidas e confirmou-se a estacionariedade do par de feixes e a fisicalidade do sistema.

Em seguida, foi feita a reconstrução da matriz de covariância que representa o sistema. Logo, foi possível averiguar o emaranhamento dos feixes a partir da variância das quadraturas de subtração das amplitudes e soma das fases. Pelo critério de Duan, para comprovar essa correlação quântica, a soma das quadraturas deveria ser menor do que 1. O valor encontrado, no entanto, foi de 1,04. Isso indica que, com o aprimoramento do sistema, o emaranhamento poderá de fato ser observado. Além disso, foi verificada uma compressão de ruído de amplitude de 1,51 dB.

Visando esse objetivo, é importante realizar duas tarefas. Uma questão essencial é o acordo de modos da cavidade de Alice, que precisa ser refeito para alcançar um valor satisfatório, amenizando perdas. Outro ponto fundamental é o travamento do OPO a baixas temperaturas. Ao fazer as medidas com os comprimentos de onda desejados várias fontes de disparidade serão corrigidas. Em princípio, as larguras de banda das cavidades serão mais próximas do previsto, permitindo que a frequência de análise seja a pretendida, de 15 MHz, e a EQE dos detectores será mais alta, restringindo ainda mais as perdas. Além disso, o ruído de fase tende a diminuir, devido à redução do ruído de fônons. Ainda, o ruído de amplitude também deve diminuir, por haver menos perdas no sistema com os comprimentos de onda para o qual foi planejado. Com esse aprimoramento, então, o emaranhamento deve ser verificado, permitindo a continuidade do projeto.

Há, ainda, alguns passos importantes para o progresso do experimento. A própria geração e a potência dos feixes gerados varia bastante a temperaturas baixas. Uma pos-

sível razão é que o cristal utilizado atualmente no experimento está desgastado pelo uso, tornando seu correto alinhamento muito sutil. Ainda há um cristal disponível no laboratório, que será utilizado apenas quando o experimento de teletransporte estiver pronto, de forma a garantir que os resultados obtidos nessa etapa sejam os melhores possíveis. Além disso, deve ser implementada a automatização do sistema de aquisição, para fazer as três medidas em sequência e centralizar os picos de ressonância das cavidades também de maneira automática. Isso reduzirá significativamente o tempo para a aquisição de dados e, conseqüentemente, o tempo que o OPO deverá se manter travado e estável, o que irá aumentar a reprodutibilidade do experimento.

Por fim, para a realização do experimento de teletransporte em si, faltam apenas duas etapas experimentais, de construção do estado inicial e de reconstrução do estado teletransportado. Assim, com os feixes emaranhados e a finalização da construção do experimento, estará tudo pronto para a realização do protocolo de teletransporte.



## REFERÊNCIAS

- 1 BENNETT, C. H.; BRASSARD, G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. **Theoretical Computer Science**, v. 560, p. 7–11, 2014. ISSN 0304-3975. Theoretical Aspects of Quantum Cryptography – celebrating 30 years of BB84. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304397514004241>.
- 2 BENNETT, C. H. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states. **Physical review letters**, APS, v. 68, n. 21, p. 3121, 1992.
- 3 SHOR, P. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. *In: Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*. [S.l.: s.n.], 1994. p. 124–134.
- 4 AUMASSON, J.-P. The impact of quantum computing on cryptography. **Computer Fraud Security**, v. 2017, n. 6, p. 8–11, 2017. ISSN 1361-3723. Available at: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1361372317300519>.
- 5 Schirber, M. Nobel Prize: Quantum Entanglement Unveiled. **Physics Online Journal**, v. 15, p. 153, out. 2022.
- 6 BENNETT, C. H. *et al.* Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels. **Physical review letters**, APS, v. 70, n. 13, p. 1895, 1993.
- 7 NIELSEN, M. A.; CHUANG, I. L. **Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition**. [S.l.: s.n.]: Cambridge University Press, 2010.
- 8 REID, M.; DRUMMOND, P. Quantum correlations of phase in nondegenerate parametric oscillation. **Physical review letters**, APS, v. 60, n. 26, p. 2731, 1988.
- 9 REID, M.; DRUMMOND, P. Correlations in nondegenerate parametric oscillation: Squeezing in the presence of phase diffusion. **Physical Review A**, APS, v. 40, n. 8, p. 4493, 1989.
- 10 KONIECZNAK, I. **Teletransporte de informação quântica entre campos de cores distintas**. 2013. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2013.
- 11 BRASIL, T. B. **Emaranhamento multicolor para conexão de sistemas quânticos**. 2021. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2021.
- 12 ANDRADE, R. B. d. **An optical parametric oscillator for a light-atomic media interface**. 2018. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2018.
- 13 MARTINELLI, M. **Compressão de Ruído Quântico e Efeitos Transversos em Osciladores Paramétricos Óticos**. 2002. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.

- 14 VILLAR, A. d. S. **Emaranhamento multicolor entre feixes intensos de luz**. 2007. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007.
- 15 FARIA, L. N. **Análise bimodal de teletransporte de estados quânticos da luz no espaço da frequência**. 2020. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, 2020.
- 16 BOYD, G.; KLEINMAN, D. Parametric interaction of focused gaussian light beams. **Journal of Applied Physics**, American Institute of Physics, v. 39, n. 8, p. 3597–3639, 1968.
- 17 GUERRERO, A. M. *et al.* Quantum noise correlations of an optical parametric oscillator based on a nondegenerate four wave mixing process in hot alkali atoms. **Physical Review Letters**, APS, v. 125, n. 8, p. 083601, 2020.
- 18 CELIS, R. L. R. **Emaranhamento de quatro bandas de modo lateral em um processo de mistura de quatro ondas**. 2022. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2022.
- 19 KÖGLER, R. A. **Reconstrução da matriz de covariância de luz não-clássica gerada em oscilador paramétrico óptico em *chip***. 2022. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2022.
- 20 LOOCK, P. V.; BRAUNSTEIN, S. L.; KIMBLE, H. Broadband teleportation. **Physical Review A**, APS, v. 62, n. 2, p. 022309, 2000.
- 21 COELHO, A. S. O. **Emaranhamento multicolor para redes de informação quântica**. 2013. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2013.
- 22 BARBOSA, F. A. S. **Robustez do emaranhamento em variáveis contínuas e fotodetecção de feixes intensos no domínio espectral**. 2013. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2013.
- 23 CÉSAR, J. E. d. S. *et al.* Extra phase noise from thermal fluctuations in nonlinear optical crystals. **Physical Review A**, APS, v. 79, n. 6, p. 063816, 2009.
- 24 DUAN, L.-M. *et al.* Inseparability criterion for continuous variable systems. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 84, p. 2722–2725, Mar 2000. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.2722>.
- 25 BARBOSA, F. A. S. *et al.* Quantum state reconstruction of spectral field modes: Homodyne and resonator detection schemes. **Physical Review A**, American Physical Society (APS), v. 88, n. 5, nov 2013. Available at: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.052113>.
- 26 MANDEL, L.; WOLF, E. **Optical coherence and quantum optics**. [*S.l.: s.n.*]: Cambridge university press, 1995.
- 27 BARBOSA, F. A. S. *et al.* Beyond spectral homodyne detection: Complete quantum measurement of spectral modes of light. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 111, p. 200402, Nov 2013. Available at: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.200402>.

- 
- 28 FEJER, M. M. *et al.* Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances. **IEEE Journal of quantum electronics**, IEEE, v. 28, n. 11, p. 2631–2654, 1992.
- 29 HARELI, L.; SHOULGA, G.; BAHABAD, A. Phase matching and quasi-phase matching of high-order harmonic generation—a tutorial. **Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics**, IOP Publishing, v. 53, n. 23, p. 233001, 2020.
- 30 SIEGMAN, A. E. **Lasers**. [*S.l.: s.n.*]: University science books, 1986.
- 31 THÜRING, A.; LASTZKA, N. **JamMt - Just another mode matching tool**. 2011. Available at: <http://www.sr.bham.ac.uk/dokuwiki/doku.php?id=geosim:jammt>.
- 32 BOULANGER, B. *et al.* Optical studies of laser-induced gray-tracking in ktp. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, IEEE, v. 35, n. 3, p. 281–286, 1999.
- 33 VILLAR, A. S. The conversion of phase to amplitude fluctuations of a light beam by an optical cavity. **American Journal of Physics**, American Association of Physics Teachers (AAPT), v. 76, n. 10, p. 922–929, oct 2008. Available at: <https://doi.org/10.1119/%2F1.2937903>.
- 34 DREVER, R. *et al.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. **Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry**, v. 31, p. 97–105, Jan-06-1983 1983. ISSN 0721-7269.
- 35 MEYSTRE, P.; SCULLY, M. O. **Quantum optics**. [*S.l.: s.n.*]: Springer, 2021.
- 36 ADESSO, G.; RAGY, S.; LEE, A. R. Continuous variable quantum information: Gaussian states and beyond. **Open Systems & Information Dynamics**, World Scientific, v. 21, n. 01n02, p. 1440001, 2014.