Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Teletransporte de Informação Quântica entre Campos de Cores Distintas

Igor Konieczniak

Orientador(a): Prof.(a) Dr.(a) _____

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo, como requisito parcial para
a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Martinelli - Orientador (IFUSP)

Prof. Dr. Antônio Martins Figueiredo Neto - (IFUSP)

Prof. Dr. Fernando Tadeu Caldeira Brandt - (IFUSP)

Prof. Dr. Antônio Zelaquett Khoury - (UFF)

Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa - (UFPE)

São Paulo
2018

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

Konieczniak, Igor

Teletransporte de informação quântica entre campos de cores distintas. São Paulo, 2018.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, Instituto de Física, Depto. de Física Experimental.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Área de Concentração: Óptica Quântica, Informação Quântica.

Unitermos: 1. Informação quântica; 2. Óptica quântica; 3. Mecânica quântica; 4. Física experimental; 5. Física.

USP/IF/SBI-105/2018

Dedico este trabalho a cada novo entusiasta pela ciência que surge dia-a-dia em nosso país. Não deixem a chama se apagar.

Agradecimentos

É difícil encontrar um trabalho complexo cuja realização envolva apenas um par de mãos. Neste sentido, o projeto que esta tese encerra não se destaca, pelo contrário, se junta à multidão. Mãos variadas imprimiram toques diversos, indo desde à concreta mão-na-massa, até ao toque suave de um cafuné nos momentos difíceis. Por tudo isso, é preciso agradecer.

Ao professor Marcelo. Como todo aluno, sei que dei trabalho. Essa consciência acentua muito minha gratidão. Agradeço pela confiança depositada e pelo esforço empreendido. Agradeço também pela competência inspiradora, pela disponibilidade inequívoca e pelo entusiasmo contagiante.

Ao professor Paulo, agradeço pelo exemplo de um pensamento científico claro e rigoroso. Sem as suas contribuições precisas, minha compreensão dos processos físicos envolvidos no experimento e da óptica quântica em geral ficariam substancialmente diminuídas.

Dentre os que trabalharam diretamente no projeto, agradeço ao Renné por todo o esforço colocado no projeto, pela paciência e pela amizade. Agradeço ao Breno por toda a ajuda fornecida, pelas boas risadas e pelos bons conselhos. Ao Matheus, ao Pedro e ao Lucas, agradeço pelas contribuições de cada um. Tenho certeza de que futuros brilhantes aguardam cada um de vocês.

Agradeço aos colegas amigos do LMCAL. Rayssa, Bárbara, Klara, Túlio, Luis, Pablo, Harold, Carlos, Ashok, Álvaro, Raul, Roger, Renato, Hans. Obrigado pela pelas boas discussões, pela convivência, pelas gargalhadas, pelo aprendizado conjunto. Vocês foram parte fundamental da jornada e me enriqueceram enormemente o espírito.

Toda estrutura universitária possui serviços técnico-administrativos. Raríssimos são os casos onde encontramos tanta excelência reunida numa mesma instituição. Agradeço enormemente a todo o pessoal da oficina mecânica e, em particular, ao Marcos. Sem a dedicação, o esmero e a qualidade do trabalho de vocês, nossos experimentos simplesmente naufragariam. Agradeço ao Eduardo e ao Adriano pela prestatividade oferecida. O excelente serviço de vocês foi fundamental para que o experimento se realizasse. Agradeço a Edi e ao Luiz pela prontidão e cuidado sempre demonstrados. Agradeço ao pessoal da CPG, sempre solícitos a nos auxiliar a navegar pela burocracia universitária. Ao Korogui, ao Celso e servidores do IFUSP em geral, muito obrigado.

O doutorado que resulta nesta tese se iniciou em 2013, mas a jornada começou muito antes. Gostaria fazer uma homenagem aos excelentes professores que tive, sintetizada no nome de alguns em particular. À professora Shirley, principal responsável por despertar meu fascínio pelo estudo da natureza através das ciências, muito obrigado. Através da querida professora Cleide, agradeço a todos que me conduziram ao gosto pela leitura e pela escrita. Uma boa interpretação de texto é parte inerente ao rigor demandado pelo processo científico. Agradeço ao professor Evaldo, exemplo marcante de entusiasmo pelo conhecimento. Agradeço por fim às professoras Tânia e Ivanilda, que despertaram em

mim a convicção de que há algo de valor a contribuir para o mundo.

Aos meus pais, Fred e Rosi, e às minhas irmãs, Carla e Júlia, muito obrigado. Saber que vocês sempre estiveram ao meu lado, se preocupando, orando, sofrendo junto ante as dificuldades, foi muito importante. Amo vocês.

À minha companheira na grande jornada. Àquela que, mesmo sem ser da área, já consegue falar sobre física quântica e explicar o que é o teletransporte. Àquela que ajudou a concertar desastres experimentais, que ajudou nas medidas, que esteve comigo quando poderia estar descansando em casa. Àquela que amo. Obrigado, Tamires.

Aos meus amigos, de longa data até aos mais recentes, muito obrigado. Obrigado por ajudar a manter a conexão viva, apesar das distâncias e ausências que as demandas acadêmicas muitas vezes implicam. A consciência de poder contar com vocês é muito importante para mim.

Agradeço ao João, ter me escutado em deixar passar meu papo-furado.

Agradeço, por fim, à FAPESP que, dentro do processo 2012/25245-3, financiou meus estudos através de uma bolsa de doutorado e de uma reserva técnica. Em conjunto a isso, também foram fundamentais o financiamento através de projetos temáticos em nome dos professores Paulo e Marcelo. Não é fácil exagerar a importância que a FAPESP possui na pesquisa brasileira. Todos os estados deveriam poder contar com uma agência de fomento à pesquisa com a seriedade e o financiamento nos moldes na FAPESP. Um projeto experimental ambicioso como o nosso não seria possível de ser realizado em nosso país sem esse apoio.

*“É melhor acender uma vela do que
praguejar contra a escuridão. ” - Adágio*

Resumo

KONIECZNAK, I. **Teletransporte de Informação Quântica entre Campos de Cores Distintas**. 2018. 132 pp. Tese (Doutorado) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2018.

Em 1993, Bennett propôs um protocolo de teletransporte de um estado quântico por meio de dois canais de comunicação de natureza distinta: Um canal clássico, formado por duas vias clássicas de informação, e um canal quântico, formado por um par de sistemas entrelaçados. Após algumas implementações bem-sucedidas no domínio de variáveis discretas, em 1998 surge uma versão de variáveis contínuas do protocolo [1]. No mesmo ano, Furusawa *et al.* realizam o teletransporte quântico incondicional baseado em variáveis contínuas do campo [2]. Recentemente, o emaranhamento no domínio de variáveis contínuas entre feixes intensos de luz com diferentes cores foi medido [3, 4, 5]. Neste trabalho relatamos os avanços na implementação do protocolo de teletransporte entre campos intensos de cores distintas. Depois de alguns esforços, conseguimos construir um oscilador paramétrico óptico (OPO) que se apresentou como uma fonte razoável de feixes intensos emaranhados. Os equipamentos necessários para a execução do protocolo foram construídos e instalados. Seguiram-se vários testes para garantir o funcionamento combinado de todas as partes. Entre eles, a teleportação de um estado de vácuo não deslocado, onde obtivemos resultados promissores. Após ajustes de configuração e desenvolvimento de técnicas de análise de dados para fornecer a produção, detecção e análise de estados deslocados do campo, o protocolo foi executado com esse tipo de estados. Alcançamos uma fidelidade de 45% para um estado de entrada deslocado, enquanto que a fidelidade considerando apenas as variâncias chegou a 60%. Para comprovar sucesso de nosso protocolo de teletransporte quântico, estão previstas algumas otimizações e alterações na operação do OPO, através das quais esperamos superar em breve a marca de 50% de fidelidade, correspondente ao limite clássico.

Palavras-chave: Teletransporte Quântico, Emaranhamento, Oscilador Paramétrico Óptico.

Abstract

KONIECZNAK, I. **Quantum information teleport with distinct color fields**. 2018. 132 pp. Thesis (Doctorate) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2018.

In 1993, Bennett *et al.* [6] proposed a teleportation protocol of a quantum state by means of two communication channels of distinct natures: A classical channel, formed by two classical information pathways, and a quantum channel, formed by a pair of entangled systems. After some successful implementations in the discrete variables domain, in 1998 arises a continuous variables version of the teleportation protocol [1]. In the same year, Furusawa *et al.* accomplish the unconditional quantum teleportation based on continuous variables of the field. [2]. Recently, entanglement in the continuous variables domain between bright beams of light with different colors was measured [3, 4, 5]. In this work we report the advances on the teleportation protocol implementation between bright fields of distinct colors. After some struggle, we manage to build an Optical Parametric Oscillator (OPO) which presented it self as a reasonable source of entangled bright beams. The setup required for the execution of the protocol was built and installed. This was followed by several tests to ensure the combined working of all parts. The teleportation of a non-displaced vacuum state was one of the performed tests, on which we achieved promising results. After setup adjustments and the developing of data analysis techniques to provide the production, detection and analysis of displaced states of the field, the protocol was run with this kind of states. We reached a fidelity of 45% for a displaced input state, while the fidelity considering only the variances was up to 60%. To prove the success of our quantum teleportation protocol, some optimizations and changes in the operation of the OPO are in plan, whereby we expect soon to surpass the 50% fidelity benchmark, corresponding to the classical limit.

Keywords: Quantum Teleportation, Entanglement, Optical Parametric Oscillator.

Sumário

1	Introdução	13
2	Produzindo e Detectando Bandas Laterais do Campo	19
2.1	O Campo Eletromagnético Clássico	19
2.1.1	Modos do Campo	19
2.1.2	Quadraturas do Campo Clássico	20
2.1.3	Flutuações clássicas	22
2.1.4	Fotodeteccção	23
2.1.5	Modulações Clássicas	26
2.2	O Campo Eletromagnético Quântico	28
2.2.1	Análise espectral	29
2.2.2	Bandas laterais	30
2.2.3	Fotocorrente no Domínio Espectral	31
2.3	Cavidades Ópticas	34
2.3.1	Cavidade de Análise - Rotação de elipse	35
2.3.2	Cavidades de Filtro e Separação	37
2.4	Geração de feixes gêmeos	39
2.4.1	Espectro de ruído no OPO quântico	39
2.4.2	Compressão de ruído entre dois modos do campo	41
3	Teoria do Teletransporte Quântico	45
3.1	Desenvolvimento Teórico do Protocolo	45
3.1.1	Estação EPR	45
3.1.2	Vitor	50
3.1.3	Alice	51
3.1.4	Bob	53
3.1.5	Vitor avalia o resultado	56
3.2	Avaliação do Sucesso do Protocolo	56
3.2.1	Fidelidade do Teletransporte	57
3.3	Critérios para a Fidelidade	61
3.3.1	O Limite Clássico	62
3.3.2	O Limite de Não Clonagem	63
4	Implementação Experimental	67
4.1	A Fonte de Luz	67
4.1.1	O Laser Diabolo	67
4.1.2	Cavidade de Filtro do Bombeio	68
4.2	A Fonte de Feixes Emaranhados	68
4.2.1	Características Principais	69

4.2.2	Sistemas Auxiliares ao OPO	71
4.2.3	O Efeito do Ambiente Sobre o Espelho de Entrada	72
4.2.4	Caracterização do Emaranhamento produzido pelo TROPO 5	75
4.3	Implementação do Protocolo de Teletransporte	84
4.3.1	Detalhes da Montagem	84
4.3.2	Testes de Modulação	87
4.3.3	Primeira Execução do Protocolo de Teletransporte	89
4.3.4	Otimizações no Sistema	90
4.3.5	Teletransporte do Vácuo	94
4.3.6	Teletransporte de Vácuo - Primeira Medida de Quadratura Simul- tânea	98
4.3.7	Teletransporte Clássico	103
4.3.8	Teletransporte Quântico	107
5	Conclusões e Perspectivas	111
A	Resumo das Características das Cavidades Ópticas	113
B	A construção de uma fonte confiável de feixes gêmeos	115
B.1	Desenvolvimentos Anteriores	115
B.2	DROPO 2	116
B.3	TROPO 1	118
B.4	TROPO 2	119
B.5	TROPO 3	120
B.6	TROPO 4	122
B.7	TROPO 5	123
	Referências Bibliográficas	125

Capítulo 1

Introdução

Existe em curso atualmente uma corrida tecnológica em busca de uma nova forma de realizar cálculos computacionais. Nesta nova forma de computar, a natureza quântica da matéria passa a ter um papel fundamental. Enquanto que na computação clássica a natureza quântica da matéria possui relevância secundária, mais ligada à ciência dos materiais construtivos, na computação quântica esta natureza é a própria base sobre a qual a lógica computacional é construída[7]. Grandes empresas do ramo da tecnologia já possuem seus projetos na área e existe muita especulação sobre quais avanços em relação à computação clássica poderão ser obtidos.

No desenrolar desta corrida, várias tecnologias diferentes se apresentam como possíveis candidatas ao posto de peça fundamental no futuro da computação quântica[8]. Muitas destas tecnologias possuem natureza fotônica, ou seja, são baseadas na luz. Um dos cenários que poderiam ser vislumbrados para o futuro é o de tecnologias fotônicas distintas, baseadas em diferentes comprimentos de ondas da luz. Havendo a necessidade de comunicar estados quânticos entre estes equipamentos, a cor da luz sobre a qual o estado quântico está definido precisaria ser trocada entre um equipamento e outro. É neste contexto que nosso projeto está inserido.

Nas seções que seguem, contexto amplo da computação quântica e uma explicação conceitual do teletransporte quântico serão apresentados.

Computadores quânticos são dispositivos capazes de realizar operações lógicas e matemáticas com informação que está codificada em estados quânticos. Eles diferem fundamentalmente dos computadores tradicionais, já que nestes os estados sobre os quais a informação é baseada são estados clássicos, ou seja, estados de sistemas físicos que podem ser compreendidos classicamente. Os estados da computação clássica representam um tipo de informação que pode ser copiada e é relativamente robusta a interações com vistas à medida de seu valor. Estados quânticos, por sua vez, são estados associados a sistemas com natureza intrinsecamente quântica.

Este tipo de estado não pode ser genericamente copiado nem medido sem que ocorra alguma alteração fundamental no estado. Como características fundamentais dos estados

Figura 1.1: **Classificação de Problemas Computacionais.** Adaptado de Aaronson, S. 2008. Scientific American, 62-69.[13]

quânticos estão a superposição e o emaranhamento, que acaba atuando como recurso para realizar as operações de computação.

Por meio da nova álgebra possibilitada pela operação em estados quânticos, algoritmos foram desenvolvidos os quais, em tese, seriam mais eficientes computacionalmente do que o cálculo com computadores tradicionais. Na figura 1.1 mostra-se uma classificação de problemas computacionais que demonstra como que os computadores quânticos poderiam avançar sobre o conjunto de problemas que hoje são de difícil solução por computadores clássicos. Um dos primeiros algoritmos a demonstrar o potencial da computação quântica foi o algoritmo desenvolvido por Peter Shor para a fatoração de números inteiros[9]. Enquanto que o melhor algoritmo clássico escala com $\exp\left(O(\log N)^{1/3}(\log \log N)^{2/3}\right)$, o algoritmo de Shor escala com $O(\log N)^3$, onde N é o inteiro a ser fatorado. Hoje existe um grande número de algoritmos que, se operados por computadores quânticos totalmente funcionais, poderiam resolver problemas específicos mais rapidamente do que grandes computadores clássicos [10].

Outra aplicação com forte potencial de impacto tecnológico é o uso de computadores quânticos para simular sistemas quânticos, uma ideia publicada primeiramente por Feynman [11].

Por estas razões, vários sistemas físicos começaram a ser estudados como possíveis suportes para um computador quântico funcional [12].

Um dos cenários possíveis para o futuro é a criação de uma multidão de diferentes tecnologias, tanto operando em diferentes partes de um mesmo sistema, como na construção de diferentes máquinas. Neste caso, a comunicação de estados quânticos entre estes elementos, ao invés de informação clássica, é fundamental, já que as medidas que dão origem à informação clássica sempre alteram o estado quântico. Surge então o conceito de uma internet quântica [14], formada pela transmissão de estados quânticos entre peças

Figura 1.2: **A Internet Quântica.** Adaptado de [14]

de um computador e/ou entre computadores quânticos. Na eventualidade destes estados estarem suportados por feixes de luz de comprimentos de onda diversos, surge o problema de como propiciar a comunicação entre os diversos elementos que funcionam em cores diferentes.

É nesse contexto que nosso trabalho se insere. Ao realizarmos o **teletransporte de informação quântica entre campos de cores distintas** estaremos “trocando a cor” do estado quântico em questão, permitindo que neste novo comprimento de onda ele possa interagir adequadamente com o equipamento em seu destino.

O teletransporte de informação quântica consiste em utilizar o fenômeno de emaranhamento, conforme descrito pela primeira vez por Einstein, Podolsky e Rosen (EPR)[15], para transferir informação quântica entre dois locais no espaço. Neste processo, emaranhamento é produzido entre dois subsistemas compondo um estado EPR (estação EPR) (veja figura 1.3). Um dos subsistemas é enviado à estação de origem (Alice), e o outro à estação destino (Bob). O subsistema de Alice é misturado com o estado quântico que se deseja teletransportar e **medidas de Bell** são realizadas. Estas medidas equivalem à uma estimativa sobre como o estado de entrada se *compara* ao estado do subsistema de Alice. Como uma parte isolada de um sistema emaranhado possui necessariamente um aumento na incerteza (excesso de ruído), o resultado das medidas é em si ruidoso. Isso implica que, isoladamente, as medidas obtidas não servem para que Alice tenha informações sobre o estado de entrada. Para Bob, no entanto, elas podem ser úteis. Elas são então enviadas a Bob através de canais clássicos de comunicação (não quânticos). Na estação destino, Bob utiliza estas informações para *operar* sobre o subsistema que recebeu. Como os subsistemas de Alice e Bob estão correlacionados devido ao emaranhamento, e como Bob possui as informações comparativas que Alice mediu, Bob pode deduzir o que difere entre o *seu* subsistema e o estado de entrada. Com isso, ele pode operar em seu subsistema para reverter estas diferenças e produzir o estado de entrada em sua localização. A estação que produziu o estado original (Vitor) pode, então, medir o estado que Bob entregou na saída e avaliar se é semelhante ao estado entregue na entrada para Alice.

O teletransporte quântico foi descrito pela primeira vez por Bennet e seus colaboradores em 1993 [6], e se baseava em estados de variáveis discretas, ou seja, grandezas

Figura 1.3: Diagrama representando o processo de teletransporte de informação quântica.

físicas que, quando medidas, podiam assumir apenas valores discretos, no caso, “0” ou “1”. É compreensível que o teletransporte tenha sido apresentado ao mundo pela primeira vez através de estados discretos, pois através da notação de Dirac as ideias principais do protocolo podem ser facilmente representadas com este tipo de estados. Experimentalmente, no entanto, a implementação de procedimentos envolvendo variáveis discretas é bastante desafiadora. A realização da medida de Bell exige, no caso de variáveis discretas, o uso de elementos ópticos não lineares que sofrem, em geral, de uma baixa eficiência. Com isso, a grande maioria dos protocolos realizados até o momento empregava a técnica da pós-seleção. Essa estratégia consiste em coletar dados experimentais na medida em que eles ocorrem e selecionar apenas aqueles que atendam a algum critério preestabelecido. Com um conjunto de dados assim formado, as probabilidades de sucesso do experimento são artificialmente aumentadas. Isso fez com que a primeira tentativa de realizar o teletransporte experimentalmente fosse condicional, funcionando em apenas um quarto dos casos, quando a operação necessária era a identidade[16]. Para sistemas quânticos em variáveis contínuas, por sua vez, a necessidade de operações não lineares para a realização da medida de Bell é eliminada. O protocolo de teletransporte em variáveis contínuas foi descrito por Braustein e Kimble [1], e a primeira realização experimental ocorreu em 1998 por Furusawa *et al*[2].

O trabalho a ser apresentado na sequência envolve a realização do teletransporte de estados quânticos da luz em variáveis contínuas, baseados em feixes intensos de luz com cores distintas. Nos capítulos a seguir apresentaremos como este experimento é definido, como foi desenvolvido e operacionalizado, e mostraremos seus resultados mais recentes.

.....

No capítulo 2 introduziremos alguns conceitos básicos necessários para a compreensão do texto e para estabelecer a notação utilizada. A partir da fundamentação teórica, o

capítulo 3 detalha a teoria do protocolo de teletransporte quântico em variáveis contínuas¹, conforme implementado em nosso laboratório. O capítulo 4 relata o desenvolvimento experimental e seus resultados. Por fim, o capítulo 5 trata das conclusões e perspectivas.

¹Para uma primeira abordagem teórica do teletransporte quântico, fazendo uso da notação mais usual de variáveis discretas, o leitor é referenciado à dissertação de mestrado do autor [17].

Capítulo 2

Produzindo e Detectando Bandas Laterais do Campo

Nosso protocolo de teletransporte utiliza como suporte físico para a informação quântica o campo eletromagnético. Mais especificamente, feixes intensos de luz coerente, como os produzidos por uma fonte de laser. Com o objetivo de estabelecer a notação do texto e fundamentar a teoria do teletransporte, descreve-se matematicamente o campo eletromagnético. Inicia-se com a descrição clássica, passando brevemente pela descrição quântica. Esta seção é baseada em livros-texto de óptica quântica, como [18, 19, 20]. Na sequência serão exploradas duas técnicas fundamentais em nosso experimento, a fotodetecção e as cavidades ópticas. Por fim, será trata-se da descrição semiclássica da produção de feixes intensos de luz emaranhados, os feixes gêmeos, recurso fundamental para o teletransporte quântico.

2.1 O Campo Eletromagnético Clássico

2.1.1 Modos do Campo

O eletromagnetismo clássico é fundamentado nas equações de Maxwell para descrever os efeitos eletromagnéticos. Através das equações de Maxwell para o vácuo livre de cargas e correntes, chega-se à equação para a onda eletromagnética:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (2.1)$$

Soluções para esta equação definem os **modos** do campo eletromagnético, dados pelo vetor campo elétrico. O vetor campo elétrico pode ser escrito como uma soma arbitrária de componentes em várias frequências:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t), \quad (2.2)$$

onde cada componente oscila com uma frequência angular $\omega_k = 2\pi\nu_k$, de forma que:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) &= E_{k,0} [\alpha_k(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_k t} + \alpha_k^*(\mathbf{r}, t) e^{+i\omega_k t}] \mathbf{u}_k(\mathbf{r}, t) \\ &= 2E_{k,0} \text{Re} [\alpha_k(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_k t}] \mathbf{u}_k(\mathbf{r}, t).\end{aligned}\quad (2.3)$$

Nesta equação, $\mathbf{u}_k(\mathbf{r}, t)$ é o vetor polarização, e $E_{k,0}$ é uma constante de normalização com dimensão de amplitude de campo elétrico.¹ A **amplitude complexa** $\alpha_k(\mathbf{r}, t)$ pode ser escrita em termos de uma exponencial da forma

$$\alpha_k(\mathbf{r}, t) = \alpha_{k,0}(\mathbf{r}, t) e^{-i[\phi_k(\mathbf{r}, t) - \phi_{k,0}]}. \quad (2.4)$$

Em geral, a magnitude $\alpha_{k,0}(\mathbf{r}, t)$ pode variar no espaço e no tempo, descrevendo a extensão e a modulação da onda, quando for o caso. A direção e o formato da frente de onda são descritos pela distribuição de fase, $\phi_k(\mathbf{r}, t)$, e $\phi_{k,0}$ é a fase inicial absoluta.

A solução mais simples para a equação de onda eletromagnética é uma onda plana, quanto magnitude $\alpha_{k,0}(\mathbf{r}, t) = \alpha_{k,0}$ é uma constante e a distribuição de fase é da forma $\phi_k(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, onde vale a relação de dispersão $\omega_k = c|\mathbf{k}|$.

A descrição por ondas planas é um modelo simples de ser compreendido, mas é um modelo idealizado. Para descrever fontes de luz que estamos interessados, fontes do tipo laser, precisamos de um outro modelo. A onda plana se estende por todo o espaço, enquanto que feixes laser têm uma distribuição de energia contida em torno do eixo de propagação. Essa característica permite o uso da aproximação paraxial para a equação da onda eletromagnética. Com esta aproximação é possível encontrar soluções para a equação da onda na forma dos polinômios de Hermite-Gauss, para geometrias retangulares, e Laguerre-Gauss, para geometrias cilíndricas (ver, por exemplo, [21]). Estes polinômios formam conjuntos completos e ortogonais de funções que são chamadas de **modos espaciais** de propagação do campo eletromagnético. A maioria dos lasers pode ser bem representados pelo modo fundamental destes polinômios, M_{00} , ou simplesmente **feixe Gaussiano**.

Ao descrever um feixe laser através de um feixe Gaussiano, o *modo clássico monocromático do campo* fica definido através de alguns parâmetros (ver tabela 2.1). Para completar a descrição deste campo, faz-se necessário tratar das flutuações e modulações, presentes em qualquer campo real, sejam elas clássicas ou quânticas. Para descrever as flutuações e modulações, é interessante introduzir o conceito de quadraturas.

2.1.2 Quadraturas do Campo Clássico

Uma vez determinados o modo espacial de um componente associado ao índice k , e observando o campo num ponto fixo, a dependência espacial com a posição $\mathbf{r}$ e o carácter

¹Após a quantização do campo eletromagnético, apresentada na seção 2.2, a constante $E_{k,0}$ ganhará um novo significado.

Parâmetros necessários para descrever um modo da luz	
Frequência do campo	$\omega_k = 2\pi\nu_k$
Direção de propagação	z_k
Localização da cintura (z=0)*	$\mathbf{r}_{k,0}$
Diâmetro da cintura*	$w_{k,0} = \sqrt{\frac{z_{k,0}\lambda_k}{\pi}}$
Direção de polarização	$\mathbf{p}_k$

Tabela 2.1: **Parâmetros de um modo da luz.** * No caso, estes parâmetros configuram a distribuição espacial de um feixe de luz na base de modos Gaussianos, que é uma das possíveis soluções da equação de onda.

vetorial do campo deixam de ser relevantes, adicionando apenas uma fase absoluta constante. Então, para simplificar a notação, deixa-se explícita apenas a dependência temporal do campo

$$\mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) \rightarrow E_k(t). \quad (2.5)$$

Ao assumirmos um modo k associado a uma onda *monocromática* de frequência angular $\omega = \omega_k = c|\mathbf{k}|$, ficamos com

$$E_k(t) = E_{k,0} [e^{i\omega_k t} \alpha_k^* + e^{-i\omega_k t} \alpha_k], \quad (2.6)$$

onde $\alpha_k = |\alpha_k| e^{i\phi_k}$.

Ao expressarmos a equação 2.6 em termos de funções trigonométricas obtém-se

$$E_k(t) = E_{k,0} [(\alpha_k^* + \alpha_k) \cos(\omega_k t) + i(\alpha_k^* - \alpha_k) \sin(\omega_k t)],$$

onde fazemos a identificação

$$E_k(t) = E_{k,0} [P_k \cos(\omega_k t) + Q_k \sin(\omega_k t)]. \quad (2.7)$$

Assim, P_k é a amplitude associada ao cosseno e Q_k é a amplitude associada ao seno. Estas funções são chamadas **quadraturas do campo**, e são compostas pelas partes real e imaginária da amplitude complexa, de modo que:

$$\begin{cases} P_k = \alpha_k^* + \alpha_k, \\ Q_k = i[\alpha_k^* - \alpha_k]. \end{cases} \quad (2.8)$$

Pode-se então reverter as relações e se obter a amplitude complexa em função das quadraturas

$$\alpha_k = \frac{1}{2} [P_k + iQ_k]. \quad (2.9)$$

2.1.3 Flutuações clássicas

Um modo clássico *monocromático* do campo pode ser definido apenas através dos parâmetros da tabela 2.1. No entanto, a geração e a medida de informação ocorre dentro de um espectro de frequências relativamente estreito em torno da frequência óptica do laser, ω_0 . Neste caso dizemos que a onda é *quasi-monocromática*. A informação é codificada através de flutuações na amplitude complexa, que passa agora a depender do tempo, $\alpha \rightarrow \alpha(t)$. Estas flutuações são muito mais lentas do que a frequência principal do laser, correspondendo a um envelope lentamente variante em torno da desta frequência:

$$\sum_k \alpha_k e^{-i\omega_k t} \rightarrow \alpha(t) e^{-i\omega_0 t}. \quad (2.10)$$

A expressão da amplitude complexa em termos de quadraturas ocorre de forma análoga ao caso monocromático:

$$\begin{cases} P(t) = \alpha^*(t) + \alpha(t), \\ Q(t) = i[\alpha^*(t) - \alpha(t)], \end{cases} \quad (2.11)$$

de forma que a amplitude complexa fica:

$$\alpha(t) = \frac{1}{2} [P(t) + iQ(t)], \quad (2.12)$$

para um campo quasi-monocromático descrito em torno da frequência ω_0 . Através desta descrição, a função escalar que representa o campo elétrico passa a ser escrita como:

$$E(t) = E_0 [\alpha(t) e^{-i\omega_0 t} + \alpha^*(t) e^{i\omega_0 t}]. \quad (2.13)$$

Ao calcularmos o valor médio no tempo das quadraturas dependentes do tempo, recuperamos o resultado para um campo monocromático aplicado à frequência central da portadora:

$$\begin{cases} \langle P(t) \rangle = \frac{1}{\tau_D} \int_0^{\tau_D} P(t) dt = 2|\alpha_0| \cos\phi_0, \\ \langle Q(t) \rangle = \frac{1}{\tau_D} \int_0^{\tau_D} Q(t) dt = 2|\alpha_0| \sin\phi_0, \end{cases} \quad (2.14)$$

onde τ_D corresponde a um tempo característico do processo de medida empregado, muito maior do que um período de oscilação da frequência óptica. O valor médio da amplitude complexa fica então:

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) \rangle &= \frac{1}{2} [\langle P(t) \rangle + i \langle Q(t) \rangle] \\ &= |\alpha_0| e^{i\phi_0} \end{aligned} \quad (2.15)$$

O cálculo dos valores médios quadraturas permite separá-las em duas partes, uma relativa às flutuações e outra relativa à média do campo num certo intervalo de tempo. Matematicamente, defini-se então as **flutuações das quadraturas** do campo como sendo

$$\begin{cases} \delta P(t) \equiv P(t) - \langle P(t) \rangle, \\ \delta Q(t) \equiv Q(t) - \langle Q(t) \rangle. \end{cases} \quad (2.16)$$

A amplitude complexa pode então ser expressa em termos das flutuações das quadraturas:

$$\alpha(t) = \frac{1}{2} [\langle P(t) \rangle + i \langle Q(t) \rangle] + \frac{1}{2} e^{i\phi_0} [\delta P(t) + i\delta Q(t)]. \quad (2.17)$$

Dessa forma podemos exprimir a amplitude complexa também em termos de um valor médio e de uma flutuação

$$\alpha(t) = \langle \alpha(t) \rangle + \delta \alpha(t), \quad (2.18)$$

onde valem as seguintes associações:

$$\langle \alpha(t) \rangle = |\alpha_0| e^{i\phi_0} \quad (2.19)$$

$$\delta \alpha(t) = \frac{1}{2} e^{i\phi_0} [\delta P(t) + i\delta Q(t)]. \quad (2.20)$$

Na sequência serão apresentados o detalhes do processo de medida do campo eletromagnético, a fotodetecção.

2.1.4 Fotodetecção

Tendo o campo eletromagnético e suas flutuações sido apresentados, é interessante descrever como as flutuações e modulações contidas no campo são medidas experimentalmente[18, 22].

O dispositivo de medida que utilizamos é o **fotodiodo**, um dispositivo semicondutor que atua convertendo a luz incidente em corrente elétrica. Materiais semicondutores são caracterizados por possuírem uma pequena separação em energia entre a banda de condução e a banda de valência. Se um fóton tiver uma energia igual ou maior que esta separação poderá promover um elétron da banda de valência à banda de condução, deixando uma vacância (buraco) na banda de valência, ou seja, é criado um par elétron-buraco. Não havendo diferenças de potencial na região de criação, o elétron pode se juntar ao buraco, decaindo para a banda de valência e emitindo um fóton. Um comportamento diverso ocorre em junções p-n. Essas junções são formadas por dois materiais com dopagens distintas, um material com excesso de elétrons e outro com excesso de vacâncias. Quando os materiais dopados são postos em contato, os portadores de carga próximos da

(a) Esquema construtivo de um fotodiodo. Adaptado e traduzido de [23].

(b) Diagrama elétrico de um detector[22]. Fonte:[24]

Figura 2.1: Detalhes construtivos do processo de fotodetecção.

junção se aniquilam, formando uma região de depleção. Essa é a característica principal de um diodo. Ao se aplicar uma tensão sobre a junção, obtêm-se dois comportamentos distintos, de acordo com a polarização. Se for direta, os portadores de carga serão forçados a ocupar a região de depleção, diminuindo seu tamanho e permitindo a passagem de corrente. Na polarização inversa, os portadores de carga são afastados da junção, e a região de depleção aumenta. Nesta situação, apenas uma corrente muito pequena passa pelo diodo, a chamada corrente de fuga. Essa corrente é causada por flutuações térmicas que produzem pares elétrons-buracos. Já num fotodiodo, a *junção p-n* é fabricada *na superfície* do semiconductor (ver figura 2.1a).

Quando luz incide sobre a região de depleção, pares elétrons-buracos são criados, e o campo elétrico presente separa rapidamente os carregadores, produzindo corrente elétrica. Assim, a maior parte da corrente de fuga num foto diodo é formada por fotoelétrons, gerados pelos fótons, e por isso é chamada de **fotocorrente**. Dessa forma é possível transformar informação luminosa em informação elétrica.

Pode-se relacionar a fotocorrente com o fluxo de fótons que incide sobre o detector. Dada a potência luminosa que atinge a área do detector,

$$\mathcal{P}(t) = \int I(t) dA, \quad (2.21)$$

o fluxo de fótons é dado pela potência do feixe dividida pela energia de um fóton:

$$\Phi_f = \frac{n_f}{\Delta t} = \frac{\mathcal{P}(t)}{\hbar\omega}. \quad (2.22)$$

A razão entre o fluxo de fótons que incidem sobre o detector e o número de elétrons gerados na fotocorrente é chamada de **eficiência quântica** do detector:

$$\eta_{det} = \frac{n_e}{n_f}. \quad (2.23)$$

Assim, a fotocorrente se relaciona com a potência incidente da forma

$$i(t) = \frac{n_e(t)}{\Delta t} e = \mathcal{P}(t) \frac{e}{\hbar\omega} \eta_{det}, \quad (2.24)$$

onde e é a carga fundamental do elétron.

No detector, um circuito converte a fotocorrente em tensão e separa esta tensão em dois sinais elétricos, através de um filtro de frequências passivo. O ramo passa-baixa do filtro fornece o sinal DC, proporcional ao valor médio da fotocorrente. O ramo passa-alta do filtro dá o sinal HF, proporcional às flutuações de alta frequência da fotocorrente. É através deste sinal que se tem acesso ao comportamento estatístico da luz, ao se medir a flutuação do sinal HF. Na figura 2.1b mostra-se um diagrama elétrico simplificado do circuito elétrico do detector.

Conclui-se então que as propriedades ópticas, relativas à intensidade da luz, e eletrônicas, relativas à fotocorrente, se relacionam da seguinte forma:

$$\begin{cases} \text{Valor médio} \rightarrow \langle I(t) \rangle \propto i_{DC}(t) \text{ e} \\ \text{Variância} \rightarrow \langle \delta I(t)^2 \rangle \propto \Delta i_{HF}^2(t). \end{cases} \quad (2.25)$$

Sabendo como medir o valor médio e a variância da intensidade da luz, observe-se que tipo de informação estas grandezas fornecem em termos das quadraturas do campo. A intensidade é definida como:

$$I(t) = \langle E(t) E^*(t) \rangle. \quad (2.26)$$

Utilizando a equação 2.13 para o campo elétrico chega-se a

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} \alpha(t) \alpha^*(t), \quad (2.27)$$

e utilizando a equação 2.18 para a amplitude complexa, tem-se:

$$\alpha(t) \alpha^*(t) = |\alpha_0|^2 + |\alpha_0| \delta P(t) + \frac{1}{4} \delta P(t)^2 + \frac{1}{4} \delta Q(t)^2. \quad (2.28)$$

Levando-se em conta que para um feixe de luz intenso o valor médio do campo é muito maior do que suas flutuações, pode-se descartar os termos em segunda ordem das

flutuações. Com isso, a intensidade da luz fica:

$$I(t) \simeq \frac{E_0^2}{2} (|\alpha_0|^2 + |\alpha_0| \delta P(t)). \quad (2.29)$$

Da mesma forma que foi feito para as quadraturas e para a amplitude complexa, pode-se separar o valor médio da intensidade e suas flutuações

$$I(t) = \langle I(t) \rangle + \delta I(t), \quad (2.30)$$

onde então

$$\begin{cases} \langle I(t) \rangle = E_0^2 |\alpha_0|^2 \text{ e} \\ \delta I(t) = E_0^2 |\alpha_0| \delta P(t). \end{cases} \quad (2.31)$$

Fazendo as devidas substituições, é possível expressar o valor para as flutuações da quadratura amplitude somente em termos de valores medidos experimentalmente:

$$\boxed{\delta P(t) = \frac{\delta I(t)}{E_0 \sqrt{\langle I(t) \rangle}}.} \quad (2.32)$$

Nota-se que a fotodeteção só consegue medir as flutuações associadas a *uma quadratura*, a saber, à quadratura amplitude. Com esta escolha de fase, que passaremos a utilizar daqui para frente, a grandeza $P(t)$ fica associada à *quadratura amplitude*, e a grandeza $Q(t)$, fica associada à *quadratura fase*.

Para medir as flutuações de fase do campo é preciso de alguma forma transformar informação de fase em amplitude, para que então esta informação possa ser detectada pelo fotodetector. Isso será abordado na seção 2.3. Por ora, será apresentado uma forma de operar classicamente sobre os campos para produzir estados diversos.

2.1.5 Modulações Clássicas

O campo clássico descrito através das quadraturas $P(t)$ e $Q(t)$ pode ser alterado através do processo de **modulação eletro-óptica**[25]. A luz passa por um cristal sobre o qual um campo elétrico é aplicado. Sendo o índice de refração do cristal suscetível ao campo elétrico, flutuações do campo provocarão alterações no índice de refração. Com base neste fenômeno e com o uso de configurações específicas, é possível provocar no campo modulações de fase, polarização e amplitude. Em sequência as modulações clássicas de amplitude ou de fase sobre o campo serão descritas matematicamente. Será através de modulações deste tipo que iremos operar sobre os campos, para criar tanto o estado de entrada quanto o estado de saída no processo de teletransporte. Por simplicidade, a fase global do campo foi considerada nula, $\phi_0 = 0$, o que torna $\alpha_0 \in \mathbb{R}$.

2.1.5.1 Modulação de Fase

Aplicar uma modulação de fase no campo (PM) significa fazer uma transformação do tipo

$$\alpha(t) \rightarrow \alpha(t)e^{i\theta_{pm}(t)}, \quad (2.33)$$

onde $\theta_{pm}(t)$ representa uma fase que é função do tempo inserida no feixe através de um modulador. Para nossa aplicação, este sinal de modulação é muito pequeno e, assim, podemos utilizar o desenvolvimento em série da exponencial para $\theta_{pm}(t) \ll 1$, o que resulta em

$$e^{i\theta_{pm}(t)} \simeq 1 + i\theta_{pm}(t). \quad (2.34)$$

Com isso, obtém-se para a amplitude complexa do campo

$$\alpha(t)e^{i\theta_{pm}(t)} = \underbrace{\alpha_0}_{\text{campo intenso}} + \underbrace{[\delta P(t) + i\delta Q(t)]/2 + i\theta_{pm}(t)\alpha_0}_{\text{1ª ordem nas flutuações}} + \mathcal{O}(2). \quad (2.35)$$

Desprezando os termos de segunda ordem nas flutuações, tem-se

$$\alpha(t)e^{i\theta_{pm}(t)} = \delta P(t)/2 + i(\delta Q(t)/2 + \theta_{pm}(t)\alpha_0) + \alpha_0. \quad (2.36)$$

Assim, conclui-se que o termo das *flutuações de fase* passa a ser:

$$\boxed{\delta Q(t) \rightarrow \delta Q(t) + 2\theta_{pm}(t)\alpha_0.} \quad (2.37)$$

A modulação $\theta_{pm}(t)$ usualmente é senoidal, possuindo uma frequência de modulação bem definida e com amplitude e fase ajustáveis, podendo então ser expressa como

$$\theta_{pm}(t) = A_{pm} \cos(\Omega t + \phi_{pm}). \quad (2.38)$$

2.1.5.2 Modulação de Amplitude

De forma análoga, uma modulação de amplitude (AM) do campo pode ser representada como

$$\alpha(t) \rightarrow \alpha(t)e^{\gamma_{am}(t)}. \quad (2.39)$$

Assumindo uma modulação muito pequena, $\gamma_{am}(t) \ll 1$, tem-se:

$$e^{\gamma_{am}(t)} \simeq 1 + \gamma_{am}(t). \quad (2.40)$$

A amplitude complexa do campo fica então

$$\alpha(t)e^{\gamma_{am}(t)} = (\delta P(t)/2 + \gamma_{pm}(t)\alpha_0) + i\delta Q(t)/2 + \alpha_0, \quad (2.41)$$

onde já foram desprezados os termos de segunda ordem nas flutuações e modulações. A medida do ruído da quadratura de amplitude passa a fornecer:

$$\boxed{\delta P(t) \rightarrow \delta P(t) + 2\gamma_{am}(t)\alpha_0.} \quad (2.42)$$

O termo de modulação, usualmente senoidal, também possui uma frequência bem definida, com amplitude e fase ajustáveis:

$$\gamma_{am}(t) = A_{am} \cos(\Omega t + \phi_{am}). \quad (2.43)$$

As grandezas A_{am} , ϕ_{am} , A_{pm} e ϕ_{pm} são escolhidas experimentalmente. Elas é que definirão qual estado de entrada será produzido por Vitor para ser teletransportado. As fases ϕ_{pm} e ϕ_{am} , aqui definidas como fases absolutas, na prática são fases relativas à fase do sinal de demodulação. Mais detalhes serão vistos adiante.

Tendo explorado o suficiente a descrição clássica do campo, necessita-se agora da descrição quântica, fundamental para compreender os fenômenos de interesse.

2.2 O Campo Eletromagnético Quântico

Partindo da descrição clássica do campo eletromagnético, conforme a seção 2.1.1, o campo elétrico como solução da equação de onda fica:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_k E_{k,0} [\mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \alpha_k(t) e^{-i\omega_k t} + \mathbf{u}_k^*(\mathbf{r}) \alpha_k^*(t) e^{+i\omega_k t}]. \quad (2.44)$$

Nesta solução, $\mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_k \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ é o termo que incorpora a dependência espacial e o vetor polarização. O termo de normalização $E_{k,0} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0 V}}$ representa a amplitude do campo clássico com energia igual a de um único fóton no modo k , e provê com que as amplitudes complexas do campo elétrico α_k e α_k^* sejam adimensionais. Estas amplitudes têm a sua dinâmica associada a osciladores harmônicos independentes. A quantização canônica [20, 19, 26] é realizada fazendo a substituição destas amplitudes complexas pelos operadores de modo $\hat{a}_k$ e $\hat{a}_k^\dagger$, que agora obedecem a seguinte relação de comutação:

$$[\hat{a}_k, \hat{a}_l^\dagger] = \delta_{kl}. \quad (2.45)$$

O Hamiltoniano dos modos não interagentes fica

$$H = \sum_{k=1}^n \left(\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2} \right). \quad (2.46)$$

Pode-se realizar a decomposição dos operadores de modo não-hermitianos, em operadores hermitianos

$$\hat{a}_k = \frac{1}{2} (\hat{p}_k + i\hat{q}_k), \quad (2.47)$$

o que implica que

$$\hat{p}_k = \left(\hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger \right) e \quad (2.48)$$

$$\hat{q}_k = -i \left(\hat{a}_k - \hat{a}_k^\dagger \right), \quad (2.49)$$

e passa a valer a seguinte relação de comutação para os operadores fase e amplitude:

$$[\hat{q}_k, \hat{p}_l] = 2i\delta_{kl}. \quad (2.50)$$

O campo eletromagnético quantizado fica então

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \sum_k E_{k,0} \left[\hat{a}_k(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_k t} + \hat{a}_k^*(\mathbf{r}, t) e^{+i\omega_k t} \right] \mathbf{e}_k(\mathbf{r}, t). \quad (2.51)$$

2.2.1 Análise espectral

Para o caso quântico, os operadores de modo do campo agora são compreendidos como variáveis no tempo, incorporando as flutuações de interesse, que correspondem a um envelope lentamente variante comparado à frequência angular da onda portadora:

$$\sum_k \hat{a}_k e^{-i\omega_k t} \rightarrow \hat{a}(t) e^{-i\omega_0 t}. \quad (2.52)$$

Com a introdução da dependência temporal, vale agora a seguinte relação de comutação

$$[\hat{a}(t), \hat{a}^\dagger(t')] = \delta(t - t'). \quad (2.53)$$

Para descrever estes campos e seus **modos espectrais**, é necessária a descrição do campo no espaço das frequências, através da transformada de Fourier. Os operadores de criação e aniquilação ficam então definidos em termos de suas componentes espectrais:

$$\hat{a}(t) = \int_0^\infty \hat{a}(\Omega) e^{-i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi}, \quad (2.54)$$

e a transformada reversa é

$$\hat{a}(\Omega) = \int_{-\infty}^\infty \hat{a}(t) e^{i\Omega t} dt, \quad (2.55)$$

onde, tem-se que $\hat{a}^\dagger(\Omega) = \hat{a}(-\Omega)$. A partir destas definições pode-se construir uma nova

relação de comutação

$$[\hat{a}_\Omega, \hat{a}_{\Omega'}^\dagger] = \delta(\Omega - \Omega'), \quad (2.56)$$

e novas relações para os operadores de modo de frequências:

$$\hat{p}_\Omega = (\hat{a}_\Omega + \hat{a}_\Omega^\dagger), \quad (2.57)$$

$$\hat{q}_\Omega = -i(\hat{a}_\Omega - \hat{a}_\Omega^\dagger) \text{ e} \quad (2.58)$$

$$[\hat{p}_\Omega, \hat{q}_{\Omega'}] = 2i\delta(\Omega - \Omega'). \quad (2.59)$$

Enquanto o limite teórico da integral da equação 2.54 vai de zero a infinito, na prática o espectro de frequências possui limitações muito mais estreitas, que serão apresentadas a seguir.

2.2.2 Bandas laterais

A **produção de emaranhamento** ocorre dentro de uma banda limitada do espectro, dada pela largura de banda do Oscilador Paramétrico Óptico². Existe um limite superior que pode ser representado, por exemplo, como Ω_2 . A largura de banda das cavidades de análise, por sua vez, precisa ser menor do que a frequência de análise para que o processo de detecção com cavidades³ possua resolução espectral suficiente. A largura de banda das cavidades de análise define então o limite inferior acessível do espectro, Ω_1 . Trocando as variáveis de forma que $\Omega = \frac{\Omega_2 + \Omega_1}{2}$ e $\delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$, é possível expressar a frequência de análise em função destes limites. Esse procedimento não apresenta problemas desde que as condições $|\delta\Omega| \ll \omega_0$ e $|\Omega| \ll \omega_0$, sejam atendidas. Em nossas condições experimentais, por exemplo, temos que ω_0 é da ordem de centenas de THz , enquanto que Ω e $\delta\Omega$ são da ordem de alguns MHz . Deixando explícito que a região de interesse é aquela em torno da portadora, fazemos a mudança de variáveis $\omega = \omega_0 + \Omega$. Dessa forma obtém-se

$$\hat{a}(t) = \int_{-\Omega_2}^{-\Omega_1} \hat{a}(\Omega) e^{i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi} + \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \hat{a}(\Omega) e^{i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi} + \int_{-\Omega_1}^{\Omega_1} |\alpha_0| e^{i\phi_0} \delta(\Omega) e^{i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi}, \quad (2.60)$$

onde largura de banda da portadora foi considerada estreita o suficiente para ser aproximada por uma delta de Dirac. Fazendo a substituição de variáveis $\Omega \rightarrow -\Omega$ no primeiro termo tem-se

$$\hat{a}(t) = \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \hat{a}(-\Omega) e^{-i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi} + \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \hat{a}(\Omega) e^{i\Omega t} \frac{d\Omega}{2\pi} + |\alpha_0| e^{i\phi_0}. \quad (2.61)$$

²Detalhes sobre o OPO serão apresentados na seção 2.18.

³Detalhes sobre cavidades ópticas serão apresentados na seção 2.3.

Figura 2.2: Ilustração do espectro de um campo eletromagnético. No centro tem-se a maior parte da energia concentrada na central relativa à portadora, $\Omega = 0$. Nas laterais, estão representadas as regiões do espectro que o sistema de detecção é capaz de acessar, correspondendo às bandas laterais.

Por fim, simplificando a notação, chega-se a

$$\hat{a}(t) = \underbrace{\hat{a}_l(t)}_{\text{Banda Inferior}} + \underbrace{\hat{a}_u(t)}_{\text{Banda Superior}} + \underbrace{|\alpha_0| e^{i\phi_0}}_{\text{Portadora}}, \quad (2.62)$$

onde utilizamos o subíndice l para se referir à **banda inferior** (*lower*) e u para se referir à **banda superior** (*upper*). O termo relativo à frequência central é chamado de onda **portadora**, por conter, em termos práticos, a totalidade da energia do campo.

Na figura 2.2 observa-se um gráfico esquemático do espectro de um campo, ressaltando as regiões relevantes. Cada frequência Ω com largura de banda $\delta\Omega$ define um modo no espectro de frequência que pode, a princípio, ser utilizado para abrigar informação. Nosso sistema de detecção por cavidades permite, inclusive, acessar as frequências das bandas laterais separadamente, o que pode permitir o uso de partições diversas dos campos para a produção e medida de emaranhamento entre bandas laterais de feixes gêmeos[27].

2.2.3 Fotocorrente no Domínio Espectral

Partindo da definição clássica para a fotocorrente, como descrito na equação 2.27,

$$I(t) \propto \alpha^*(t) \alpha(t), \quad (2.63)$$

aplicando a quantização canônica e supondo normalização, obtém-se:

$$\hat{I}(t) = \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t). \quad (2.64)$$

Substituindo as definições em função das componentes espectrais e realizando a média quântica sobre os estados do campo chega-se a

$$\begin{aligned}
I(t) &\propto \int d\omega \int d\omega' e^{i(\omega-\omega')t} \langle \alpha_{\omega_0} | \langle \Psi | \hat{a}_\omega^\dagger \hat{a}_{\omega'} | \Psi \rangle | \alpha_{\omega_0} \rangle \\
&= |\alpha_{\omega_0}|^2 + |\alpha_{\omega_0}| \langle \Psi | e^{-i\phi_0} \hat{a}(t) + e^{i\phi_0} \hat{a}^\dagger | \Psi \rangle,
\end{aligned} \tag{2.65}$$

onde apenas termos relevantes foram considerados, e ϕ_0 é a fase do campo médio. O termo $\delta \hat{I}(t) = e^{-i\phi_0} \hat{a}(t) + e^{i\phi_0} \hat{a}^\dagger(t)$ é o operador que caracteriza a medida.

Como estamos interessados numa medida espectral, as flutuações quânticas ficam descritas no domínio de frequências pela transformada de Fourier

$$\hat{I}_\Omega = \int \delta \hat{I}(t) e^{i\Omega t} dt. \tag{2.66}$$

Experimentalmente, ocorre a mistura do sinal detectado com um sinal e referência com frequência Ω na faixa de MHz , e o resultado é integrado no tempo, compondo uma certa largura espectral. O resultado, em termos de operadores espectrais relativos às bandas laterais fica

$$\hat{I}_\Omega = e^{-i\phi_0} \hat{a}_u + e^{i\phi_0} \hat{a}_l^\dagger, \tag{2.67}$$

onde os operadores $\hat{a}_u$ e $\hat{a}_l^\dagger$ foram já definidos na equação 2.62. A conclusão importante é que a detecção espectral de uma fotocorrente precisa necessariamente de um descrição em *dois modos do campo* [27].

No entanto, este operador não é Hermitiano, mas possui a propriedade de que $(\hat{I}_\Omega)^\dagger = \hat{I}_{-\Omega}$. Assim, através do resultado para $\delta \hat{I}_\Omega$, é possível escrever observáveis associados às quadraturas eletrônicas de uma medida de fotocorrente que sejam Hermitianos como

$$\hat{I}_{\cos} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{I}_\Omega + \hat{I}_{-\Omega}) \quad \text{e} \tag{2.68}$$

$$\hat{I}_{\sin} = \frac{-i}{\sqrt{2}} (\hat{I}_\Omega - \hat{I}_{-\Omega}). \tag{2.69}$$

Expressando em termos dos operadores de modo para as bandas laterais tem-se

$$\hat{I}_{\cos} = \cos \phi_0 \frac{\hat{p}_l + \hat{p}_u}{\sqrt{2}} + \sin \phi_0 \frac{\hat{q}_l + \hat{q}_u}{\sqrt{2}}, \tag{2.70}$$

$$\hat{I}_{\sin} = \cos \phi_0 \frac{\hat{q}_u - \hat{q}_l}{\sqrt{2}} - \sin \phi_0 \frac{\hat{p}_u - \hat{p}_l}{\sqrt{2}}, \tag{2.71}$$

onde utilizamos as relações 2.57 e 2.58 para agrupar os termos. Dessa forma, os operadores de medida ficam naturalmente associados à combinações simétricas e antissimétricas dos modos das bandas laterais:

$$\begin{aligned}\hat{p}_s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{p}_u + \hat{p}_l) & \hat{p}_a &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{p}_u - \hat{p}_l) \text{ e} \\ \hat{q}_s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{q}_u + \hat{q}_l) & \hat{q}_a &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{q}_u - \hat{q}_l).\end{aligned}\quad (2.72)$$

Estes são os operadores de quadratura naturalmente associados à detecção homodina espectral.

Caso exista alguma modulação clássica sobre as bandas laterais, como descrito na seção 2.1.5, os valores médios do campo não são nulos, e ficam definidos como

$$\langle \hat{p}_s \rangle = \sqrt{2} \mathcal{E}_0 A_{am} \cos [\phi_{am}], \quad (2.73)$$

$$\langle \hat{q}_s \rangle = -\sqrt{2} \mathcal{E}_0 A_{pm} \cos [\phi_{pm}], \quad (2.74)$$

$$\langle \hat{p}_a \rangle = -\sqrt{2} \mathcal{E}_0 A_{pm} \sin [\phi_{pm}], \quad (2.75)$$

$$\langle \hat{q}_a \rangle = -\sqrt{2} \mathcal{E}_0 A_{am} \sin [\phi_{am}]. \quad (2.76)$$

Dadas certas condições de estacionariedade, os modos simétrico e antissimétrico apresentam a mesma estatística, a parte de uma rotação das quadraturas. Assim, as variâncias e correlações entre os modos ficam:

$$\alpha = \Delta^2 \hat{p}_s = \Delta^2 \hat{q}_a, \quad (2.77)$$

$$\beta = \Delta^2 \hat{q}_s = \Delta^2 \hat{p}_a, \quad (2.78)$$

$$\gamma = C(\hat{p}_s, \hat{q}_s) = -C(\hat{p}_a, \hat{q}_a), \quad (2.79)$$

$$\delta = C(\hat{p}_s, \hat{p}_a) = C(\hat{q}_s, \hat{q}_a) \quad (2.80)$$

onde $C(\hat{A}, \hat{B}) = \langle \hat{A}\hat{B} \rangle - \langle \hat{A} \rangle \langle \hat{B} \rangle$ é a covariância entre os operadores. As notações acima serão úteis para compreender os resultados experimentais, descritos no capítulo 4.

Quando o sistema não possui a capacidade de distinguir entre banda lateral inferior e superior, uma medida conjunta dos dois modos é realizada ao se medir as flutuações da fotocorrente. Neste caso, é preciso impor na equação 2.67 o formato

$$\hat{I}_\Omega = \cos \phi_0 \hat{P}_\Omega + \sin \phi_0 \hat{Q}_\Omega, \quad (2.81)$$

onde os termos $\hat{P}_\Omega$ e $\hat{Q}_\Omega$ são agora operadores de fase e amplitude compostos por dois modos espectrais do campo

$$\hat{P}_\Omega = \hat{a}_u + \hat{a}_l^\dagger = (\hat{p}_s + i\hat{q}_a) / \sqrt{2} \text{ e} \quad (2.82)$$

$$\hat{Q}_\Omega = -i(\hat{a}_u - \hat{a}_l^\dagger) = (\hat{q}_s - i\hat{p}_a) / \sqrt{2}. \quad (2.83)$$

Neste caso, havendo modulação clássica, os valores médios ficam

$$\left\langle \sqrt{\hat{P}_\Omega \hat{P}_{-\Omega}} \right\rangle = \mathcal{E}_0 A_{\text{am}} \text{ e} \quad (2.84)$$

$$\left\langle \sqrt{\hat{Q}_\Omega \hat{Q}_{-\Omega}} \right\rangle = \mathcal{E}_0 A_{\text{pm}}. \quad (2.85)$$

Já as variâncias medidas se tornam combinações das variâncias para os modos simétrico e antissimétrico,

$$\left\langle \hat{P}_\Omega \hat{P}_{-\Omega} \right\rangle = \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{p}_s + \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{q}_a, \quad (2.86)$$

$$\left\langle \hat{Q}_\Omega \hat{Q}_{-\Omega} \right\rangle = \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{p}_a + \frac{1}{2} \Delta^2 \hat{q}_s. \quad (2.87)$$

Estas são as grandezas obtidas quando não pode distinguir entre as bandas laterais superior e inferior numa medida espectral de fotocorrente.

2.3 Cavidades Ópticas

Cavidades ópticas desempenham papéis fundamentais em várias etapas da implementação do protocolo teletransporte em nosso laboratório. Essa grande utilidade se deve à capacidade que cavidades ópticas possuem de atuar espectralmente sobre a luz.

Uma cavidade óptica é usualmente⁴ composta por espelhos adequadamente alinhados que fazem com que um feixe de luz interfira consigo mesmo. Uma interferência construtiva ocorre quando o tamanho do percurso da luz dentro da cavidade se torna um múltiplo do comprimento de onda da luz. Nesta situação, a cavidade está em **ressonância** com o campo eletromagnético incidente, e a frequência em que esta ressonância ocorre é denotada como ω_c . Devido à ressonância, cavidades ópticas alteram os feixes transmitidos e refletidos, provocando atenuação e defasagem, em função da distância espectral entre a frequência de interesse no campo incidente e a frequência de ressonância da cavidade. Definisse assim, a **dessintonia** como sendo a distância espectral entre a frequência da portadora e a frequência de ressonância da cavidade, normalizada pela largura de banda da cavidade $\delta\omega_c$:

$$\Delta = (\omega_0 - \omega_c) / \delta\omega_c. \quad (2.88)$$

Os coeficientes de reflexão e transmissão de cavidades são facilmente obtidos através da física das cavidades de Fabry-Pérot (veja por exemplo a seção 5.3 da referência [18]). Quando expressos em função da dessintonia Δ os coeficientes tomam a forma[29]:

⁴No campo da nanofotônica, cavidades ópticas *on-a-chip* são produzidas através da tecnologia de guias de ondas.[28]

$$r(\Delta, \Omega) = \frac{r_1 - r_2 \exp[i2\pi(\Delta + \Omega)/F]}{1 - r_1 r_2 \exp[i2\pi(\Delta + \Omega)/F]} e \quad (2.89)$$

$$t(\Delta, \Omega) = \frac{t_1 t_2 \exp[i\pi(\Delta + \Omega)/F]}{1 - r_1 r_2 \exp[i2\pi(\Delta + \Omega)/F]}, \quad (2.90)$$

onde r_i e t_i são os coeficientes de reflexão e transmissão de amplitude para os espelhos de entrada e saída da cavidade, e Ω é frequência da componente espectral do campo em análise.

O comportamento espectral de uma cavidade óptica depende de como ela é construída. Esse comportamento espectral é definido através de três grandezas: a finesse, o intervalo espectral livre e a largura de banda. Na figura 2.3 mostra-se como que estas grandezas são observadas experimentalmente.

Finesse é inversamente proporcional às **perdas da cavidade**, tanto por transmissão (perdas úteis) quanto por outros meios (perdas espúrias):

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2}. \quad (2.91)$$

Intervalo espectral livre é proporcional ao tempo para a luz dar uma volta completa na cavidade. Define a distância espectral entre duas ressonâncias consecutivas e, portanto, a região máxima de atuação espectral da cavidade:

$$\Delta\omega_c = 2\pi c/L. \quad (2.92)$$

Largura de banda é a razão entre o intervalo espectral livre e a finesse. Equivale à largura espectral do pico de ressonância da cavidade e, laterais portanto, define a capacidade de discriminação espectral da cavidade:

$$\delta\omega_c = \frac{\Delta\omega_c}{F}. \quad (2.93)$$

Configurações específicas de transmissões dos espelhos produzem cavidades ótimas para diferentes usos. Na sequência, são apresentados dois tipos de cavidades ópticas, essenciais ao trabalho realizado em nosso laboratório.

2.3.1 Cavidade de Análise - Rotação de elipse

Um dos papéis das cavidades ópticas em nosso experimento é a rotação da fase das quadraturas das bandas laterais, também conhecida como **rotação da elipse de ruído** [29, 30]. Este procedimento permite transformar flutuações da *quadratura fase* em flutuações da *quadratura amplitude*, tornando-as acessíveis ao processo de fotodetecção (seção 2.1.4).

Figura 2.3: **Sinal de transmissão de uma cavidade óptica.** Através deste sinal, quando observado em um osciloscópio, é possível medir um tempo proporcional ao intervalo espectral livre ($\Delta\omega_c$), e um tempo proporcional à largura de banda ($\delta\omega_c$) da cavidade, enquanto esta é varrida. Como o fator de proporcionalidade é o mesmo, a razão destas duas grandezas é utilizada para medir a Finesse, de acordo com a equação 2.93.(a.u.: Unidades arbitrárias)

(a) Diagrama de uma cavidade de análise. (EP - Espelho Plano; EC - Espelho Curvo.) (b) Comportamento espectral de uma cavidade em função da desintonia. ($r_1^2 = 95\%$ e $t_2^2 = 0,3\%$) Fonte: ref. [31]

Figura 2.4: **Cavidade óptica.**

Nesta configuração uma cavidade em anel, como a da figura 2.4a, possui um espelho curvo (EC) e um espelho plano (EP 2) altamente refletores ($R = r^2 = 99,99\%$) e um espelho plano com refletância um pouco menor.

Na figura 2.4b observa-se o comportamento do módulo quadrado $|r(\Delta)|^2$ e do argumento $\theta_R = \text{Arg}[r(\Delta)]$ para a função coeficiente de reflexão de uma cavidade. Ao varreremos a cavidade, mudando o seu perímetro, e portanto, sua desintonia Δ , a cavidade tem o seu coeficiente de reflexão alterado. Na figura 2.4b observa-se o comportamento com a desintonia do módulo quadrado e o argumento do coeficiente de reflexão.

O efeito de interesse produzido nas quadraturas de um feixe quando refletido em uma cavidade de análise é um acréscimo de fases em quadraturas para cada banda lateral. Fazendo algumas aproximações para simplificar a análise, as quadraturas podem ser re-

presentadas da seguinte forma:

$$\delta P(t) \rightarrow r(\theta) \delta P(t) = e^{i\theta} \alpha_l^* + e^{i\theta} \alpha_u^* + e^{-i\theta} \alpha_l + e^{-i\theta} \alpha_u, \quad (2.94)$$

$$\delta Q(t) \rightarrow r(\theta) \delta Q(t) = i(e^{i\theta} \alpha_l^* + e^{i\theta} \alpha_u^* - e^{-i\theta} \alpha_l - e^{-i\theta} \alpha_u), \quad (2.95)$$

onde assumimos que região de interesse possui uma largura muito menor do que a largura de banda da cavidade ($|\Omega_1 - \Omega_2| \ll \delta\omega_C$, na equação 2.61) e a atenuação devido à ressonância é muito pequena ($|r(\theta)| \simeq 1$). Quando a cavidade está em ressonância, $\theta = 0$, e não há alteração na fase do campo, o que implica em uma transformação identidade. Quando a cavidade está fora de ressonância, numa posição com dessintonia não nula, ocorre uma rotação na elipse de ruído e fase das quadraturas rodam. Ao adicionar-se uma fase de $\theta = -\pi/2$, por exemplo, as flutuações de fase são transformadas em flutuações de amplitude:

$$\begin{array}{ll} \theta = 0 & \rightarrow r(0) \delta P(t) = \alpha_l^* + \alpha_u^* + \alpha_l + \alpha_u = \delta P(t), \\ \theta = -\pi/2 & \rightarrow r(-\pi/2) \delta Q(t) = \alpha_l^* + \alpha_u^* + \alpha_l + \alpha_u = \delta P(t). \end{array} \quad (2.96)$$

Dessa forma pode-se perceber que, dada uma dessintonia adequada, uma completa troca de informação entre as quadraturas é realizada pela cavidade, permitindo que a informação de fase de um campo eletromagnético seja medida por fotodetectores.

2.3.2 Cavidades de Filtro e Separação

Outro papel assumido pelas cavidades ópticas é o de filtro espectral. Nessa situação, a cavidade é mantida constantemente em ressonância, transmitindo a onda portadora e refletindo as bandas laterais do espectro[32]. Nesta configuração, uma cavidade em anel, como a da figura 2.5a, possui um espelho curvo altamente refletor ($R = r^2 \rightarrow 1$) e dois espelhos planos com refletâncias um pouco menores, mas idênticas. Esta condição, chamada de casamento de impedância, possibilita máxima transmissão em ressonância. A cavidade atua como um filtro passa-banda óptico, permitindo a passagem da onda portadora, mas refletindo as flutuações das bandas laterais.

Assumindo uma alta finesse, espelhos de entrada e saída muito parecidos, e espelho curvo sem perdas, as equações para a reflexão por uma cavidade de filtro ficam:

$$r_{filtro}(\Delta, \Omega) = -\frac{\frac{r_2 - r_1}{(1 - r_1 r_2)} + 2i\sqrt{\frac{r_2}{r_1}}(\Delta + \Omega)}{1 - 2i\sqrt{r_1 r_2}(\Delta + \Omega)}. \quad (2.97)$$

Dadas as condições acima, pode-se fazer $r_1 = r_2 \simeq 1$, para obter então

$$r_{filtro}(\Delta, \Omega) = -\frac{\sqrt{d} + 2i(\Delta + \Omega)}{1 - 2i(\Delta + \Omega)}, \quad (2.98)$$

Figura 2.5: Cavidade de Filtro.

onde

$$\sqrt{d} = r_{\text{filtro}}(0, 0) = \left| \frac{r_1 - r_2}{1 - r_1 r_2} \right| \quad (2.99)$$

é o coeficiente de reflexão para a portadora quando a cavidade está em ressonância. Para a transmissão, obtém-se analogamente:

$$t(\Delta, \Omega) = \frac{\sqrt{f}}{1 - i2(\Delta + \Omega)}, \quad (2.100)$$

com a transmissão da portadora em ressonância sendo:

$$\sqrt{f} = t(0, 0) = \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2}. \quad (2.101)$$

Observa-se, então, que quanto menor a transmissão dos espelhos, maior é a atenuação para as bandas laterais. Na figura 2.5b mostra-se um gráfico da atenuação promovida por uma cavidade de filtro em sua transmissão. Nossa cavidade de filtro para o bombeio possui, por exemplo, uma largura de banda de 700 kHz , e nossa frequência de análise é de 15 MHz . Para essa frequência, obtém-se uma atenuação de cerca de -75 dB , um resultado excelente que permite uma ótima atenuação dos ruído de fase de origem clássica presente no feixe de bombeio.

Até aqui trataram-se de cavidades ópticas vazias, as quais permitem operar sobre o campo eletromagnético de forma a eliminar ruídos clássicos das bandas laterais e medir a quadratura fase. Na sequência, será visto como que um outro tipo de cavidade óptica, contendo um cristal não linear, é utilizado para produzir os estados quânticos necessários ao experimento.

Figura 2.6: Diagrama de um OPO duplamente ressonante. As linhas amarelas representam coberturas antirrefletoras. As linhas azuis as coberturas refletoras.

2.4 Geração de feixes gêmeos

O canal quântico do teletransporte é formado por dois feixes gêmeos cujas quadraturas combinadas apresentam compressão de ruído. A geração destes feixes ocorre através de um **oscilador paramétrico óptico (OPO)**. Um OPO é formado por um cristal não linear inserido em cavidade óptica. Na figura 2.6 mostra-se uma ilustração dos componentes de um OPO. Um feixe de luz, chamado de bombeio, é injetado na cavidade. Fótons individuais deste feixe interagem com o cristal e são transformados em dois outros fótons, respeitando a conservação de energia e momento, processo chamado de **conversão paramétrica descendente**. Estes fótons gerados alimentam dois outros feixes, os feixes gêmeos, chamados de sinal e complementar. Quando a potência do feixe de bombeio ultrapassa o **limiar de oscilação** (P_{th}), os feixes produzidos pelo OPO passam a ser intensos. Em geral, os feixes gêmeos terão frequências diferentes entre si, o que caracteriza o OPO funcionando em modo não degenerado. As transmitâncias dos espelhos podem ser escolhidas de forma que se obtenha um, dois ou três feixes ressonantes na cavidade, formando, respectivamente, OPOs unica-, dupla- ou triplamente ressonantes (SOPO, DROPO, TROPO).

2.4.1 Espectro de ruído no OPO quântico

Na sequência, apresenta-se um resumo das propriedades quânticas dos campos produzidos por um OPO. Os primeiros resultados mostrando as correlações quânticas produzidas por um OPO acima do limiar podem ser encontrados em [33, 34]. Além disso, várias teses de nosso grupo também exploram estes resultados [35, 31, 36, 37, 30]. Abaixo mostra-se as deduções para os espectros de ruído conforme obtidos em [31].

O hamiltoniano que descreve uma conversão paramétrica descendente não degenerada mediada por um cristal não linear dentro de uma cavidade óptica é dado por

$$\hat{H}_i = i\hbar \frac{\chi}{\tau} \left(\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_0 - \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_0^\dagger \right), \quad (2.102)$$

onde χ está relacionado com a força do acoplamento não linear do meio, τ é o tempo

para a luz dar uma volta na cavidade, $\hat{a}_0$ é o operador de aniquilação do modo do feixe de bombeio e $\{\hat{a}_1^\dagger, \hat{a}_2^\dagger\}$ são os operadores de criação dos modos sinal e complementar, respectivamente. A evolução temporal do sistema é obtida através da equação mestra para o operador densidade do sistema,

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] + \sum_j \hat{\Lambda}_j \hat{\rho}, \quad (2.103)$$

onde as perdas são introduzidas através dos operadores de Lindblad $\hat{\Lambda}_j$ para cada feixe ($j = \{0, 1, 2\}$) [20].

Ao representarmos a matriz densidade do sistema em termos de uma função de Wigner[38], a equação mestra apresenta o formato de uma **equação de Fokker-Planck** para a função de Wigner[20, 26, 39]. Assumindo que os estados gerados pelo OPO possuem estatística gaussiana, a função de Wigner se apresenta como uma boa escolha, e uma interpretação semiclássica das equações resultantes passa a ser permitida[40]. Ao expressarmos a função de Wigner em termos de seus argumentos, as amplitudes complexas para os campos, a equação de Fokker-Planck se mostra equivalente a um conjunto de equações diferenciais estocásticas, conhecidas como **equações de Langevin** para as amplitudes complexas α_j [35, 20, 39, 26].

Segue uma **Linearização** das equações de Langevin, representando as amplitudes complexas como um valor médio mais termos flutuações, $\alpha_j(t) = \langle \alpha_j(t) \rangle + \delta \alpha_j(t)$, juntamente com uma aproximação que elimina os termos quadráticos. A validade do processo de linearização é discutida em [41], entre outros. O argumento principal é que em situações experimentais onde se trabalha com feixes contínuos intensos de luz, o valor médio da amplitude do campo é muito maior do que as flutuações e/ou modulações, o que torna as aproximações razoáveis. As amplitudes complexas dos campos são escritas em termos de suas partes reais e imaginárias, obtendo-se seis equações que fornecem a evolução temporal para as flutuações das quadraturas dos campos. Segue-se uma transformação linear envolvendo as flutuações de quadratura dos feixes gêmeos feita para desacoplar as equações envolvendo os feixes gêmeos:

$$\begin{cases} \delta p_{\pm} = (\delta p_1 \pm \delta p_2) / \sqrt{2}, \\ \delta q_{\pm} = (\delta q_1 \pm \delta q_2) / \sqrt{2}. \end{cases} \quad (2.104)$$

Obtemos assim as flutuações relativas à soma e a subtração das quadraturas dos feixes gêmeos, simplificando o problema e preparando o caminho para a expressão das correlações. Após uma transformação das equações para o espaço das frequências, equivalente a $d/dt \rightarrow i\Omega$, e transformação equivalente à transmissão dos campos para fora da cavidade, obtém-se as soluções para as flutuações das quadraturas dos campos fora da cavidade. Por fim, calcula-se os **espectros de ruído**, proporcionais às variâncias das flutuações

das quadraturas através da equação [42]:

$$S_{p_j}(\Omega) \propto V_{p_j}^{out}(\Omega) = \langle \delta p_j^{out}(\Omega) \delta p_j^{out}(-\Omega) \rangle. \quad (2.105)$$

Através de uma normalização adequada onde os espectros de ruído para estados coerentes devem assumir um valor unitário sob condições experimentais idênticas, uma relação direta pode ser obtida entre as variâncias medidas experimentalmente, $\Delta^2 p_j$, e os valores para o espectro de ruído numa frequência específica, S_{p_j} .

Os espectros de ruído da subtração das quadraturas ficam:

$$S_{\hat{p}-} = 1 - \frac{\gamma}{\gamma'} \frac{1}{1 + \Omega'^2}, \quad (2.106)$$

$$S_{\hat{q}-} = 1 + \frac{\gamma}{\gamma'} \frac{1}{\Omega'^2}, \quad (2.107)$$

$$S_{\hat{p}+} = |\kappa_p|^2 S_{p_0}^{in} + |2\gamma\xi - 1|^2 + \mu_0/\gamma_0 |\kappa_p|^2 + 4\gamma\mu |\xi|^2, \quad (2.108)$$

$$S_{\hat{q}+} = |\kappa_q|^2 S_{q_0}^{in} + |2\gamma\zeta - 1|^2 + \mu_0/\gamma_0 |\kappa_q|^2 + 4\gamma\mu |\zeta|^2. \quad (2.109)$$

Onde

$$\kappa_p = \frac{2\sqrt{2}\gamma'\beta\sqrt{\gamma_0\gamma}}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \xi, \quad (2.110)$$

$$\kappa_q = \frac{2\sqrt{2}\gamma'\beta\sqrt{\gamma_0\gamma}}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \frac{1}{\zeta}, \quad (2.111)$$

$$\xi = \frac{2i\gamma'\Omega'}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} + \frac{2\gamma'^2\beta^2}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} e \quad (2.112)$$

$$\zeta = \left(2\gamma' + 2i\gamma'\Omega' + \frac{2\gamma'^2\beta^2}{\gamma'_0 + 2i\gamma'\Omega'} \right)^{-1}. \quad (2.113)$$

De especial interesse são os espectros de ruído de subtração das flutuações de amplitude, S_{p-} , e soma das flutuações de fase dos feixes gêmeos, S_{q+} . Na seção seguinte veremos como os comportamentos destes espectros são associados ao emaranhamento. Na tabela 2.2 são apresentadas as grandezas utilizadas para expressar os espectros de ruído descritos acima.

2.4.2 Compressão de ruído entre dois modos do campo

As quadraturas compostas que apresentam **compressão de ruído** na saída do OPO são as quadraturas subtração de amplitudes $S_{\hat{p}-}$ e soma de fases $S_{\hat{q}+}$. O ideal para que se obtenha uma fidelidade máxima no teletransporte é que se obtivessem os limites

$$\begin{cases} S_{\hat{p}-} \rightarrow 0 \text{ e} \\ S_{\hat{q}+} \rightarrow 0. \end{cases} \quad (2.114)$$

	Descrição	Expressão
γ	Perdas por úteis para os gêmeos.	$T_j = 2\gamma_j$
μ	Perdas espúrias para os gêmeos.	
γ'	Perdas totais intracavidade para gêmeos.	$\gamma' = \gamma + \mu$
Ω'	Frequência de análise relativa à largura de banda do OPO	$\Omega' = \frac{\Omega}{\delta\omega_c}$
γ_0	Perdas por transmissão para o bombeio.	$T_0 = 2\gamma_0$
μ_0	Perdas espúrias para o bombeio.	
γ'_0	Perdas totais intracavidade para o bombeio.	$\gamma'_0 = \gamma_0 + \mu_0$
Δ	Dessintonia do OPO relativa a sua largura de banda.	$(\omega_0 - \omega_c) / \delta\omega$
$S_{p_0}^{in}$	Ruído de amplitude do bombeio	
$S_{q_0}^{in}$	Ruído de fase do bombeio	
β	Amplitude dos gêmeos relativa a amplitude do bombeio	$\beta = p/p_0$
$\delta\omega$	Largura de banda de uma cavidade.	$\delta\omega = \frac{2\gamma'}{\tau_c}$
τ_c	Tempo para a luz dar uma volta completa na cavidade.	
σ	Potência de bombeio incidente relativa ao limiar de oscilação	$\sigma = (p_0^{in})^2 / P_{lim}$

Tabela 2.2: Descrição das grandezas envolvidas no cálculo dos espectros de ruído do OPO [31].

Figura 2.7: Soma dos espectros de ruído que apresentam compressão. Considerou-se perdas espúrias nulas ($\mu = \mu_0 = 0$).

Para se compreender melhor as condições nas quais as quadraturas são comprimidas, mostra-se na figura 2.7 um gráfico da soma destas duas grandezas em função da potência de bombeio relativa ao limiar σ e da frequência de análise relativa à largura de banda do OPO Ω' . Observa-se que quanto menores estes parâmetros, menores são os espectros de ruído e mais próximos chega-se do limite desejado. Na prática, além das perdas espúrias sempre presentes, não é possível trabalhar em regiões onde $\Omega' = 0$ ou $\sigma = 1$. O limite inferior da frequência de análise é dado pelo sistema de detecção, incluindo as cavidades de análise. Como visto na seção 2.3, é necessário que a largura de banda das cavidades de análise possua uma largura de banda *menor* do que a frequência de análise, para permitir uma rotação de elipse de ruído com definição adequada das quadraturas. Por outro lado, justamente no limiar de oscilação ($\sigma = 1$), pode-se mostrar que, enquanto a compressão

de ruído é máxima, o OPO é inerentemente instável. Isso impede a produção contínua e estável de feixes gêmeos intensos, como requerido pelo protocolo. Na prática, operamos entre

$$1 < \sigma < 2 \text{ e} \quad (2.115)$$

$$0,2 < \Omega' < 0,5. \quad (2.116)$$

A compressão de ruído nas quadraturas composta entre feixes distintos é expressão das correlações quânticas presentes entre os feixes gerados pelo OPO. A comprovação do emaranhamento bipartite é feita através do **critério de Duan**[43], onde a violação da desigualdade

$$\Delta^2 \hat{q}_+ + \Delta^2 \hat{p}_- \geq 2 \quad (2.117)$$

é condição suficiente para caracterizar a presença de emaranhamento bipartite. Nesta desigualdade, $\hat{q}_+ = \hat{q}_1 + \hat{q}_2$ e $\hat{p}_- = \hat{p}_1 - \hat{p}_2$ são compreendidos como sendo operadores do tipo EPR[15]. No caso dos feixes de luz produzidos por um OPO, as quadraturas compostas $\hat{p}_-$ e $\hat{q}_+$, definidas nas relações 2.104, são matematicamente equivalentes aos operadores posição e momento descritos do artigo de Einstein, Podolsky e Rosen[15].

O emaranhamento bipartite, como apresentado nesta seção, representa um caso específico e simplificado das possíveis correlações quânticas produzidas por OPOs. Quando a cavidade óptica que compõe o OPO se apresenta fortemente ressonante não só para os feixes gêmeos, mas também para o feixe de bombeio, as correlações quânticas são compartilhadas pelos três feixes, caracterizando um emaranhamento tripartite [44, 45, 5]. Neste caso, é possível realizar um protocolo de teletransporte que se utiliza apenas do emaranhamento bipartite, entre os feixes gêmeos, mas as correlações compartilhadas com o feixe de bombeio ficam desperdiçadas e deixam de contribuir para o sucesso do teletransporte. O protocolo pode ser alterado para permitir que a informação de fase do bombeio refletido auxilie o canal clássico de fase de Alice, num processo de teletransporte assistido[46]. A contribuição do bombeio pode ser avaliada através da violação de uma das desigualdade de **van Loock-Furusawa**[47] ,

$$\Delta p_-^2 + \Delta (q_+ - \alpha q_0)^2 \geq 2, \quad (2.118)$$

onde α é um parâmetro livre ajustado para minimizar o valor da desigualdade. A violação de duas das desigualdades, que garantiria o carácter de inseparabilidade tripartite do experimento, não é necessária para que protocolo seja auxiliado por uma terceira parte[48]. Basta que a equação 2.118 tenha um valor menor do que o critério de Duan (Eq. 2.117) para a componente das correlações presentes no bombeio seja considerada capaz de incrementar a fidelidade do teletransporte.

Outro detalhe relevante que não foi tratado aqui é a degradação do emaranhamento devido ao ruído de fônons do cristal. Este efeito provoca a necessidade de resfriar o cristal para permitir a produção adequada de emaranhamento. Detalhes sobre este efeito podem ser encontrados em [\[49\]](#).

.....

Com as bases teóricas necessárias para a compreensão do teletransporte bem estabelecidas, o próximo capítulo trata do protocolo de teletransporte em si.

Capítulo 3

Teoria do Teletransporte Quântico

Neste capítulo descreve-se a formalmente a teoria do teletransporte de informação quântica em bandas laterais, tomando como base nosso projeto de implementação experimental.

3.1 Desenvolvimento Teórico do Protocolo

Na sequência, traz-se a teoria do teletransporte de informação quântica em bandas laterais de campos de cores distintas, tendo como base as referências [1, 50], que descrevem o protocolo para variáveis contínuas. Para uma primeira abordagem teórica do teletransporte quântico, a descrição do protocolo em variáveis discretas pode ser melhor recomendada, uma vez que é baseada na familiar notação de Dirac. Vide, por exemplo, [6] ou [17].

Os campos serão descritos utilizando a notação desenvolvida nas seções anteriores, envolvendo as versões quânticas dos descritores do campo eletromagnético: operador flutuação da amplitude complexa, operadores flutuações das quadraturas do campo e operadores bandas laterais. O objetivo é desenvolver o protocolo de forma a explicá-lo com as grandezas facilmente associadas às que medimos no laboratório com vistas à análise de dados. A figura 3.1 contém um diagrama do protocolo e servirá como guia para compreender as diversas etapas do protocolo.

3.1.1 Estação EPR

3.1.1.1 Geração de Emaranhamento

A primeira etapa do protocolo é a geração de feixes intensos emaranhados de cores distintas (Figura 3.2). Este processo ocorre no OPO, através da injeção de um feixe de bombeio com potência acima do limiar de oscilação. Sendo gerados dentro de certas condições por

Figura 3.1: **Diagrama geral do protocolo de teletransporte do LMCAL.** (OPO - Oscilador Paramétrico Óptico; DET - detector; FC - Cavidade de Filtro; BS - Divisor de feixes; PBS - Divisor de feixes polarizador; AM - Modulação de amplitude; PM - Modulação de fase; PC - Controle de fase; LM 0202 - Modulador eletro-óptico. ; PM 25 - Modulador eletro-óptico.)

Figura 3.2: Diagrama da Estação EPR. (DET - detector; FC - cavidade de filtro; OPO - Oscilador Paramétrico Óptico; PBS - Divisor de feixes polarizador.)

um OPO, os feixes sinal (*signal*) e complementar (*idler*) apresentam correlações do tipo EPR, conforme visto na seção 2.4.

Os campos relativos aos feixes gêmeos podem ser descritos como:

$$\hat{a}_s = \delta\hat{a}_s + \alpha_s, \quad (3.1)$$

$$\hat{a}_i = \delta\hat{a}_i + \alpha_i, \quad (3.2)$$

onde $\alpha_{\{i,s\}}$ são os campos médios dos feixes e as flutuações $\delta\hat{a}_{\{s,i\}}$ são dadas pelas bandas laterais, conforme a equação 2.62. Se expressarmos as partes reais e imaginárias das flutuações dos campos como

$$\delta P_{\{s,i\}} = \delta\hat{a}_{\{s,i\}} + \delta\hat{a}_{\{s,i\}}^* e \quad (3.3)$$

$$\delta Q_{\{s,i\}} = i (\delta\hat{a}_{\{s,i\}}^* - \delta\hat{a}_{\{s,i\}}), \quad (3.4)$$

é possível compor quadraturas compostas que envolvem os dois feixes da forma

$$\delta\hat{P}_- = (\delta\hat{P}_s - \delta\hat{P}_i) / \sqrt{2} e \quad (3.5)$$

$$\delta\hat{Q}_+ = (\delta\hat{Q}_s + \delta\hat{Q}_i) / \sqrt{2}. \quad (3.6)$$

Ao calcular-se o espectro de ruído de ambos os operadores, encontraremos variâncias menores do que o ruído quântico padrão, caracterizando a compressão e ruído e, portanto, o emaranhamento.

$$S_{\hat{p}-} = \langle \delta\hat{P}_-(\Omega) \delta\hat{P}_-(-\Omega) \rangle < 1, \quad (3.7)$$

$$S_{\hat{q}+} = \langle \delta\hat{Q}_+(\Omega) \delta\hat{Q}_+(-\Omega) \rangle < 1. \quad (3.8)$$

Quanto menores as variâncias associadas a estes espectros de ruído, melhor será o resultado do teletransporte. Para fins de compreensão teórica dos resultados do protocolo pode-se levar estes valores ao limite nulo.

3.1.1.2 Separação dos feixes gêmeos

Os feixes gêmeos, por serem gerados por um OPO tipo II, possuem polarizações ortogonais, e são facilmente separados por um divisor de feixes polarizador. Utilizaremos a convenção de que o feixe sinal é refletido, e o feixe complementar é transmitido.

3.1.1.3 Separação do feixe sinal entre bandas laterais e portadora

O feixe sinal incide sobre uma cavidade de separação travada em ressonância conforme detalhado na seção 2.3.2. Os campos obtidos na reflexão e na transmissão da cavidade são:

$$\hat{a}_r = r(0, -\Omega) \hat{a}_{s-l} + r(0, +\Omega) \hat{a}_{s-u} + r(0, 0) \alpha_s + t(0, \pm\Omega) \hat{a}_{vac} \text{ e} \quad (3.9)$$

$$\hat{a}_t = t(0, -\Omega) \hat{a}_{s-l} + t(0, +\Omega) \hat{a}_{s-u} + t(0, 0) \alpha_s + r(0, \pm\Omega) \hat{a}_{vac}. \quad (3.10)$$

Nota-se a inclusão do vácuo que incide sobre o espelho de saída da cavidade. Fazendo a suposição de que as perdas internas da cavidade são muito pequenas, pode-se fazer as seguintes suposições para os coeficientes das bandas laterais quando a cavidade está travada na portadora:

$$r(0, \pm\Omega) \rightarrow 1, \quad (3.11)$$

$$t(0, \pm\Omega) \rightarrow 0. \quad (3.12)$$

Nestas circunstâncias, os coeficientes associados à portadora assumem a forma das relações 2.99 e 2.101, e também podem ser aproximados:

$$r(0, 0) = \sqrt{p} \simeq 0, \quad (3.13)$$

$$t(0, 0) = \sqrt{f} \simeq 1. \quad (3.14)$$

Os campos refletido e transmitido ficam então

$$\hat{a}_r = \hat{a}_{s-l} + \hat{a}_{s-u} + \sqrt{p} \alpha_s = \delta \hat{P}_s + i \delta \hat{Q}_s + \sqrt{p} \alpha_s \text{ e} \quad (3.15)$$

$$\hat{a}_t = \sqrt{f} \alpha_s + \hat{a}_{vac}. \quad (3.16)$$

Assim, as bandas laterais carregando as correlações com o feixe complementar são refletidas, enquanto a maior parte da intensidade do feixe é transmitida, formando, junto com o vácuo refletido, um feixe coerente convencional. É preciso considerar que o vácuo incidente nos outros espelhos também sofre a ação da cavidade e é transmitido por ela. No caso do feixe refletido, estes termos seriam adicionados às correlações. No entanto, como a transmissão na frequência das bandas laterais é muito pequena, estes termos foram desconsiderados. No caso do feixe transmitido, estes termos acabam compondo o ruído quântico do feixe coerente que sai da cavidade.

3.1.2 Vitor

Figura 3.3: Vitor - Estação que produz o estado de entrada. (PBS - Divisor de feixes polarizador; LM0202 - modelo do modulador eletro-óptico; AM - Modulação de amplitude; PM - modulação de fase.)

3.1.2.1 Criação do Estado de Entrada

O sistema que sofrerá o teletransporte é o **estado de entrada**, criado por Vitor sem o conhecimento de Alice e Bob (Figura 3.3). Para isso, Vitor utilizará o estado coerente transmitido pela cavidade de separação, sobre o qual deverá atuar, alterando suas características como for conveniente, criando um estado com características próprias. Nesta fase do experimento, a criação do estado de entrada compreenderá a transformação de um estado coerente em um estado com excesso de ruído em suas bandas laterais. Este ruído será acrescentado através de modulação das quadraturas do campo (vide seção 2.1.5) numa frequência que esteja dentro da faixa de detecção do experimento. Após as modulações, o estado de entrada fica:

$$\hat{a}_{in} = \delta\hat{a}_{in} + \alpha_{in} = \delta\hat{P}_{in} + i\delta\hat{Q}_{in} + \alpha_{in}, \quad (3.17)$$

onde

$$\delta\hat{P}_{in} = \delta P_{vac}(t) + 2\gamma_{am}(t)\alpha_0 \text{ e} \quad (3.18)$$

$$\delta\hat{Q}_{in} = \delta Q_{vac}(t) + 2\phi_{pm}(t)\alpha_0. \quad (3.19)$$

3.1.3 Alice

Alice recebe o estado de entrada e sua porção do sistema de feixes emaranhados para realizar seu papel no teletransporte (Figura 3.4).

Figura 3.4: Alice - Estação origem que fará a medição de Bell. (PC - Controlador de Fase; DET - Detectores; BS - Divisor de feixes; AC - Cavidade de Análise.)

3.1.3.1 Medida de Bell

Ao colocarmos o estado preparado por Vitor numa das portas de um divisor de feixes, e as flutuações de vácuo do feixe sinal na outra, ocorre a seguinte transformação nas saídas do divisor de feixes:

$$\hat{a}_1 = \frac{\hat{a}_r + e^{i\theta}\hat{a}_{in}}{\sqrt{2}}, \quad (3.20)$$

$$\hat{a}_2 = \frac{\hat{a}_r - e^{i\theta}\hat{a}_{in}}{\sqrt{2}}, \quad (3.21)$$

onde θ é uma fase adicionada durante o percurso do estado de entrada. Com isso, obtém-se:

$$\sqrt{2}\hat{a}_1 = \left(\delta\hat{P}_s + i\delta\hat{Q}_s + \sqrt{p}\alpha_s\right) + e^{i\theta} \left(\delta\hat{P}_v + i\delta\hat{Q}_v + \alpha_v\right) \quad (3.22)$$

$$\sqrt{2}\hat{a}_2 = \left(\delta\hat{P}_s + i\delta\hat{Q}_s + \sqrt{p}\alpha_s\right) - e^{i\theta} \left(\delta\hat{P}_v + i\delta\hat{Q}_v + \alpha_v\right). \quad (3.23)$$

A fase θ é estabilizada através de um sistema eletrônico de retroalimentação negativa. Existe uma certa liberdade em sua escolha, implicando alguns ajustes nas escolhas das

fases subsequentes na montagem. Duas alternativas se destacam no entanto, $\theta = 0$, correspondendo a um travamento em um máximo da franja de interferência, e $\theta = \pi/2$, correspondendo a um travamento à meia altura da franja de interferência.

Alternativa 1 - $\theta = 0$ Escolher a fase que promove o máximo contraste entre as intensidades das saídas das duas portas ($\theta = 0$). Nesta situação, as saídas do divisor de feixes fornecem:

$$\sqrt{2}\hat{a}_1 = \underbrace{\delta\hat{P}_s + \delta\hat{P}_v}_{\text{medida de } Q} + i \underbrace{(\delta\hat{Q}_s + \delta\hat{Q}_v)}_{\text{máxima intensidade}} + \underbrace{(\sqrt{p}\alpha_s + \alpha_v)}_{\text{máxima intensidade}} \quad (3.24)$$

$$\sqrt{2}\hat{a}_2 = \underbrace{(\delta\hat{P}_s - \delta\hat{P}_v)}_{\text{medida de } P} + i \underbrace{(\delta\hat{Q}_s - \delta\hat{Q}_v)}_{\text{mínima intensidade}} + \underbrace{(\sqrt{p}\alpha_s - \alpha_v)}_{\text{mínima intensidade}}. \quad (3.25)$$

O feixe da porta 1 é encaminhado para a cavidade de Alice, para medida da quadratura fase, e o feixe da porta 2, vai para os detectores que realizam a medida da quadratura amplitude.

Alternativa 2 - $\theta = \pi/2$ Esta alternativa segue a escolha feita por [51], $\theta = \pi/2$. No caso, as intensidades dos feixes na saída são balanceadas, e a fase é mantida para garantir este balanceamento:

$$\sqrt{2}\hat{a}_1 = \delta\hat{a}_s + i\delta\hat{a}_v + \sqrt{p}\alpha_s + i\alpha_v, \quad (3.26)$$

$$\sqrt{2}\hat{a}_2 = \delta\hat{a}_s - i\delta\hat{a}_v + \sqrt{p}\alpha_s - i\alpha_v. \quad (3.27)$$

Com isso, a intensidade que atinge os detectores fica:

$$\begin{aligned} 2I_1 &= p\alpha_s^2 + \alpha_v^2 \\ &+ \sqrt{p}\alpha_s (\delta\hat{a}_s + i\delta\hat{a}_v + \delta\hat{a}_s^\dagger - i\delta\hat{a}_v^\dagger) + \alpha_v (-i\delta\hat{a}_s + \delta\hat{a}_v + i\delta\hat{a}_s^\dagger + \delta\hat{a}_v^\dagger) \\ &+ O(2) \text{ e} \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} 2I_2 &= p\alpha_s^2 + \alpha_v^2 \\ &+ \sqrt{p}\alpha_s (\delta\hat{a}_s - i\delta\hat{a}_v + \delta\hat{a}_s^\dagger + i\delta\hat{a}_v^\dagger) + \alpha_v (i\delta\hat{a}_s + \delta\hat{a}_v - i\delta\hat{a}_s^\dagger + \delta\hat{a}_v^\dagger) \\ &+ O(2). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Ao se desconsiderar os termos de segunda ordem, restam os termos de flutuação na saída HF dos detectores. Os sinais são somados e subtraídos uns dos outros, resultando em

$$\begin{aligned}\delta I_1 + \delta I_2 &= \sqrt{p}\alpha_s (\delta \hat{a}_s + \delta \hat{a}_s^\dagger) + \alpha_v (\delta \hat{a}_v + \delta \hat{a}_v^\dagger) \\ &= \sqrt{p}\alpha_s \delta \hat{P}_s + \alpha_v \delta \hat{P}_v \text{ e}\end{aligned}\quad (3.30)$$

$$\begin{aligned}\delta I_1 - \delta I_2 &= \sqrt{p}\alpha_s (+i\delta \hat{a}_v - i\delta \hat{a}_v^\dagger) + \alpha_v (-i\delta \hat{a}_s + i\delta \hat{a}_s^\dagger) \\ &= \alpha_v \delta \hat{Q}_s - \sqrt{p}\alpha_s \delta \hat{Q}_v.\end{aligned}\quad (3.31)$$

Nota-se que, se pudermos fazer com que $\sqrt{p}\alpha_s = \alpha_v = \alpha$, as flutuações da soma e da diferença medidas pelos detectores serão proporcionais às quadraturas compostas que deseja-se obter:

$$\delta I_+ = \delta \hat{I}_1 + \delta \hat{I}_2 = \alpha (\delta \hat{P}_s + \delta \hat{P}_v) \text{ e} \quad (3.32)$$

$$\delta I_- = \delta \hat{I}_1 - \delta \hat{I}_2 = \alpha (\delta \hat{Q}_s - \delta \hat{Q}_v). \quad (3.33)$$

.....

A primeira alternativa ($\theta = 0$) possui a vantagem de fornecer medidas diretas, sem a necessidade de realizar soma e subtração de sinais eletrônicos. A desvantagem é que o travamento de uma cavidade de análise na dessintonia exata para promover a conversão das flutuações de fase em amplitude. Já a segunda alternativa ($\theta = \pi/2$) permite obter medidas sem uma cavidade de análise, e um sinal de travamento da fase θ de fácil obtenção. A desvantagem é que se faz necessário ter um bom balanceamento entre as intensidades do campo de entrada e do campo refletido pela cavidade de separação. Como a separação não é perfeita, ainda resta alguma energia na frequência da portadora após a reflexão. Por causa disso, o feixe coerente transmitido deve ser atenuado, para que Vitor produza um estado de intensidade similar ao feixe refletido pela cavidade de separação.

3.1.4 Bob

Dando sequência ao protocolo de teletransporte, no destino, Bob recebe as informações clássicas de Alice, juntamente com seu aporção do sistema de feixes emaranhados (Figura 3.5).

Figura 3.5: Bob: Estação destino. (PM 25-Modelo de modulador eletro-óptico; AC - Cavidade de análise; DET - Detector; AM - Modulação de amplitude; PM - Modulação de fase.)

Amplificação dos sinais clássicos Após a medida de Bell, os sinais clássicos passam por circuitos amplificadores com ganho $g_{\pm}$:

$$\delta I_+ = g_+ \alpha \left(\delta \hat{P}_s + \delta \hat{P}_{in} \right), \quad (3.34)$$

$$\delta I_- = g_- \alpha \left(\delta \hat{Q}_s - \delta \hat{Q}_{in} \right), \quad (3.35)$$

onde os ganhos $g_{\pm} = |g_{\pm}| e^{i\phi_{\pm}}$ podem ter sua *amplitude* e *fase* ajustadas eletronicamente .

Operação sobre a quadratura amplitude do feixe complementar A modulação de fase ocorre em duas etapas. Primeiro, o feixe complementar sofre uma modulação de *fase*, proporcional ao sinal clássico I_- . Iniciamos com o campo do feixe complementar:

$$\hat{a}_i = \delta \hat{P}_i + i \delta \hat{Q}_i + \alpha_i. \quad (3.36)$$

A modulação de fase (pm1) insere então um termo proporcional ao sinal de subtração I_- :

$$\begin{aligned} \hat{a}_{pm1} &= \delta \hat{P}_i + i \delta \hat{Q}_i + \alpha_i + i g_- \left(\delta \hat{Q}_s - \delta \hat{Q}_{in} \right) \\ &= i \left(g_- \alpha \delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - i g_- \alpha \delta \hat{Q}_{in} + \delta \hat{P}_i + \alpha_i. \end{aligned} \quad (3.37)$$

Experimentalmente, o ganho g_- será ajustado para maximizar a fidelidade do teletransporte. Nesta descrição matemática, este efeito é obtido ao fazermos $g_- = 1/\alpha$. Com isso

$$\hat{a}_{pm1} = i \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - i \hat{Q}_v + \delta \hat{P}_i + \alpha_i. \quad (3.38)$$

Após a modulação de fase, o feixe é injetado em uma cavidade de análise travada na lateral da ressonância. O objetivo é fazer com que a uma fase $\theta = \pi/2$ seja adicionada ao

campo, promovendo a conversão de flutuações de fase em flutuações de amplitude (vide seção 2.3.1). O campo refletido pela cavidade fica

$$\hat{a}_{re} = \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - \hat{Q}_v + i \delta \hat{P}_i + \alpha_i. \quad (3.39)$$

Operação sobre a quadratura fase do feixe complementar O feixe refletido pela cavidade de análise sofre mais uma modulação de fase, desta vez com um sinal proporcional ao sinal de soma clássico I_+ :

$$\begin{aligned} \hat{a}_{pm2} &= \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - \hat{Q}_v + i \delta \hat{P}_i + i \alpha_i - i g_+ \alpha \left(\delta \hat{P}_s + \delta \hat{P}_v \right) \\ &= \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - \hat{Q}_v + i \left(\delta \hat{P}_i - g_+ \alpha \delta \hat{P}_s \right) + i \alpha_i - i g_+ \alpha \delta \hat{P}_v. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Como anteriormente, o ganho g_+ é ajustado experimentalmente para maximizar o processo, fazendo com que $g_+ = 1/\alpha$. Obtém-se assim:

$$\hat{a}_{pm2} = i \left[\left(\delta \hat{P}_i - \delta \hat{P}_s \right) - i \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - \left(\delta \hat{P}_v - i \hat{Q}_v \right) + \alpha_i \right]. \quad (3.41)$$

Devido ao emaranhamento, as quadraturas de subtração de amplitudes $\left(\delta \hat{P}_i - \delta \hat{P}_s \right)$ e soma de fases $\left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right)$ devem tender a zero. Assumindo que seja assim, o campo na saída do experimento fica

$$\hat{a}_{out} = i \left[- \left(\delta \hat{P}_v - i \delta \hat{Q}_v \right) + \alpha_i \right], \quad (3.42)$$

cujo espectro de flutuações é idêntico ao do estado de entrada, diferindo apenas por uma fase global irrelevante. Dessa forma, as flutuações de natureza quântica que caracterizavam o estado de entrada são transferidas para um outro feixe de luz: *o estado quântico foi teletransportado*.

3.1.5 Vitor avalia o resultado

Figura 3.6: Vitor: recebe o estado de Bob e confere a fidelidade. (AC - cavidade de análise; BS - divisor de feixes; DET - detector.)

Após a realização do teletransporte, é necessário verificar se o procedimento foi bem sucedido. Como Alice e Bob não possuem nenhuma informação sobre o estado de entrada, não são capazes de compará-lo ao estado de saída para fazer esta conferência. Cabe então a Vitor, que criou o estado de entrada, verificar o sucesso do teletransporte (Figura 3.6). Vitor recebe o estado emitido por Bob e, através de uma cavidade de análise, realiza uma detecção autohomodina[27], caracterizando as propriedades quânticas do estado. Com estas informações, Vitor é capaz de avaliar as semelhanças entre os estados.

Na próxima seção será mostrado como a comparação os estados de entrada e saída é feita para avaliar o sucesso do protocolo de teletransporte através da medida da fidelidade.

3.2 Avaliação do Sucesso do Protocolo

Ao longo do desenvolvimento e operação de um processo de comunicação, o sucesso do protocolo precisa ser avaliado constantemente. Em qualquer circunstância prática, comunicação perfeita é impossível, o que faz com que um quantificador desse sucesso seja necessário. Dada a definição de um quantificador, pode-se propor objetivos factíveis com base na teoria, acompanhar a evolução da qualidade do processo em direção a estes objetivos e detectar problemas que venham a surgir durante a operação. No entanto, como estamos tratando de estados quânticos, uma simples medida dos estados envolvidos não é suficiente para caracterizá-los e permitir uma comparação entre saída e entrada. É neste aspecto que a presença de uma terceira parte, Vitor, o verificador, se mostra de importância fundamental. Ele é o guardião do conhecimento sobre a preparação do estado de entrada. Quando o desempenho do protocolo precisa ser avaliado por algum motivo, o estado de saída é direcionado para Vitor que, após várias repetições do processo, reconstrói estatisticamente o estado produzido e compara esta informação com o seu conhecimento de como o estado de entrada foi preparado.

3.2.1 Fidelidade do Teletransporte

Como ferramenta de comparação entre estados quânticos, utiliza-se, em geral, um grandeza conhecida por **fidelidade**. Este quantificador é uma estimativa teórica de qual seria o valor médio do operador densidade que descreve o estado de saída, caso este fosse avaliado com relação ao estado de entrada [52]:

$$\mathcal{F} = \langle \psi_{in} | \hat{\rho}_{out} | \psi_{in} \rangle. \quad (3.43)$$

Observe-se que, como a existência simultânea dos dois estados é impossível pela própria idealização do protocolo de teletransporte, o valor médio descrito pela equação não é uma média de medidas quânticas de um estado sobre um operador. Dadas as caracterizações experimentais dos estados realizadas por Vitor em momentos distintos, os parâmetros obtidos alimentam modelos teóricos dos estados em um espaço descritivo adequado. A definição apresentada acima representa assim, uma avaliação teórica da superposição de estados que foram caracterizados experimentalmente em momentos separados.

A fidelidade se mostra um quantificador interessante se observarmos os resultados que ela fornece para dois estados triviais. Caso o estado de saída seja idêntico ao estado de entrada, teremos $\hat{\rho}_{out} = |\psi_{out}\rangle \langle \psi_{out}| = |\psi_{in}\rangle \langle \psi_{in}|$, e a fidelidade será unitária. Caso os estados de entrada e saída sejam perfeitamente ortogonais, a fidelidade será, obviamente, nula. Estes dois casos ideais compõem, portanto, os extremos de uma escala contínua onde encontraremos os resultados de fidelidade para a execução de protocolos reais de teletransporte. Outra observação importante com relação à equação 3.43 é que ela tem aplicação limitada para o caso em que o estado de entrada é puro. Caso este não seja o caso, esta definição precisa ser devidamente adaptada.

Na sequência esta definição de fidelidade será desenvolvida para alguns casos que envolvem estados gaussianos, pois estes são de particular interesse neste trabalho.

Dada a equação 3.43, uma representação equivalente em termos de matrizes densidades dos estados de entrada e saída é:

$$\mathcal{F} = \text{Tr} [\rho_{in} \rho_{out}]. \quad (3.44)$$

Ao se representar os estados através da distribuição de Wigner, a seguinte identidade torna-se muito útil:

$$\text{Tr} [O_1 O_2] = \pi^n \int_{\mathbb{C}^n} d^{2n} \alpha W [O_1] (\alpha) W [O_2] (\alpha). \quad (3.45)$$

Aqui, n é o número de modos sobre o qual está definido o espaço de Hilbert, e O_1 e O_2 são dois operadores distintos genéricos que atuam neste espaço. Com base na identidade acima tem-se uma equação para a fidelidade em termos das respectivas funções de Wigner [53]:

$$\mathcal{F} = \pi^n \int_{\mathbb{C}^n} d^{2n} \alpha W[\rho_{\text{in}}](\alpha) W[\rho_{\text{out}}](\alpha). \quad (3.46)$$

Assumindo estados gaussianos, as funções de Wigner ficam da seguinte forma:

$$W[\rho, X] = \frac{\text{Exp} \left[-\frac{1}{2} (X - \bar{X})^T \sigma^{-1} (X - \bar{X}) \right]}{(2\pi)^n \kappa_2^{2n} \sqrt{\text{Det}[\sigma]}}, \quad (3.47)$$

onde $X = \{x_1, y_1, \dots, x_n, y_n\}^T$ é o vetor de variáveis no espaço de fases, de forma que $\alpha_k = \kappa_2(x_k + iy_k)$. O vetor dos valores médios das quadraturas é dado por $\bar{X} = \{\bar{x}_1, \bar{y}_1, \dots, \bar{x}_n, \bar{y}_n\}^T$, e σ é a matriz de covariância do estado, sendo σ^{-1} sua matriz inversa.

3.2.1.1 Fidelidade para Estados Monomodo

Estado de Entrada Coerente - Elipse de Ruído Alinhada Um primeiro exemplo simples é o caso onde, existindo uma quadratura com mais ruído do que outra, esta é alinhada com um dos eixos principais. Sendo assim, a matriz de covariância que representa este estado seria uma matriz diagonal do tipo:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix}, \quad (3.48)$$

onde, seguindo a convenção da referência [27], $\alpha = \Delta p^2$ e $\beta = \Delta q^2$. A matriz inversa fica então:

$$\sigma^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\alpha} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\beta} \end{pmatrix}. \quad (3.49)$$

Para estados gaussianos de um único modo ($n = 1$), a função de Wigner que os descreve pode ser expressa como:

$$W[\rho, X] = \frac{2}{\pi} \frac{\text{Exp} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x-\bar{x})^2}{\alpha} + \frac{(y-\bar{y})^2}{\beta} \right) \right]}{\sqrt{\alpha\beta}}. \quad (3.50)$$

Ao substituírmos as funções de Wigner correspondentes na equação 3.46, obtém-se:

$$\mathcal{F}_{\text{ICA}} = \frac{1}{\pi} \int \int dx dy \frac{\text{Exp} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x-\bar{x}_{\text{in}})^2}{\alpha_{\text{in}}} + \frac{(y-\bar{y}_{\text{in}})^2}{\beta_{\text{in}}} \right) \right]}{\sqrt{\alpha_{\text{in}}\beta_{\text{in}}}} \frac{\text{Exp} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x-\bar{x}_{\text{out}})^2}{\alpha_{\text{out}}} + \frac{(y-\bar{y}_{\text{out}})^2}{\beta_{\text{out}}} \right) \right]}{\sqrt{\alpha_{\text{out}}\beta_{\text{out}}}}. \quad (3.51)$$

Como o estado de entrada é assumido coerente, $\alpha_{\text{in}} = 1$ e $\beta_{\text{in}} = 1$. Obtemos então:

$$\mathcal{F}_{\text{ICA}} = \frac{2}{\sqrt{(1 + \alpha_{\text{out}})(1 + \beta_{\text{out}})}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(\bar{P}_{\text{out}} - \bar{P}_{\text{in}})^2}{1 + \alpha_{\text{out}}} + \frac{(\bar{Q}_{\text{out}} - \bar{Q}_{\text{in}})^2}{1 + \beta_{\text{out}}} \right) \right]. \quad (3.52)$$

É curioso notar que este resultado para a fidelidade possui duas porções bem distintas. Uma porção que envolve apenas as variâncias do estado de saída, e outra porção que também envolve os valores médios que descrevem o estado genérico deslocado. Esta equação para a fidelidade é útil caso o teletransporte insira ruído nas quadraturas de forma desbalanceada, um problema possível que precisa ser levado em conta.

Estado de Entrada Coerente - Elipse de Ruído Não Alinhada Um caso mais geral envolveria uma elipse de ruído rodada em relação ao sistema de referência definindo pelo vetor amplitude do campo. Neste caso, além de uma quadratura ter mais ruído do que outra, ($\alpha \neq \beta$), o eixo principal da elipse, correspondente a maior variância, não está alinhado à quadratura amplitude (ou fase) do campo. Nesta situação, a matriz de covariância possui termos fora da diagonal não nulos:

$$\sigma_{\text{coh}} = \begin{pmatrix} \alpha & \gamma \\ \gamma & \beta \end{pmatrix}, \quad (3.53)$$

onde γ representa a correlação entre as quadraturas, $\gamma = C(\hat{p}\hat{q})$, que surge devido ao ângulo de rotação da elipse. Neste caso, a fidelidade fica:

$$\mathcal{F}_{\text{ICNA}} = \frac{2}{\sqrt{1 + \alpha_{\text{out}} + \beta_{\text{out}} + \alpha_{\text{out}}\beta_{\text{out}} - \gamma^2}} e^{-\frac{(\bar{P}_{\text{out}} - \bar{P}_{\text{in}})^2(1 + \alpha_{\text{out}}) + (\bar{Q}_{\text{out}} - \bar{Q}_{\text{in}})^2(1 + \beta_{\text{out}}) + 2(\bar{P}_{\text{out}} - \bar{P}_{\text{in}})(\bar{Q}_{\text{out}} - \bar{Q}_{\text{in}})\gamma}{2(1 + \alpha_{\text{out}} + \beta_{\text{out}} + \alpha_{\text{out}}\beta_{\text{out}} - \gamma^2)}}. \quad (3.54)$$

Esta equação para a fidelidade é útil caso, além de inserir ruído nas quadraturas de forma desbalanceada, o teletransporte rode a elipse de ruído do estado de saída de alguma forma incompleta. Neste caso, o ângulo de rotação da elipse de ruído (inclusive em γ), precisa entrar no cômputo da fidelidade.

Estado de Entrada Térmico Quando $\alpha = \beta > 1$, o estado está em equilíbrio térmico. Esta classe de estados continua possuindo o carácter gaussiano, mas agora, ao contrário de um estado de vácuo ou de um estado coerente, há excesso de ruído nas quadraturas. A equação 3.55 mostra a matriz de covariância para um estado térmico:

$$\sigma_{\text{th}} = \begin{pmatrix} 2\bar{N} + 1 & 0 \\ 0 & 2\bar{N} + 1 \end{pmatrix}, \quad (3.55)$$

onde $\bar{N} = (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^{-1}$ é o **número médio de quanta térmicos** em equilíbrio. Dado que a pureza de um estado térmico é:

$$\mu(\sigma) = \frac{1}{\sqrt{\text{Det}(\sigma)}} = \frac{1}{2\bar{N} + 1}, \quad (3.56)$$

estados térmicos são inerentemente estados mistos. Este detalhe faz com que a equação 3.43 para a fidelidade não possa mais ser utilizada. Em seu lugar, uma fórmula mais geral é utilizada, onde estados de entrada mistos podem ser utilizados:

$$\mathcal{F} = \left(\text{Tr} \left[\sqrt{\sqrt{\rho_{\text{in}}} \rho_{\text{out}} \sqrt{\rho_{\text{in}}}} \right] \right)^2. \quad (3.57)$$

Na referência [54] o desenvolvimento é realizado para a fidelidade de um modo, envolvendo estados de entrada e saída térmicos com valores médios não nulos. O resultado é:

$$F_{1T} = \frac{1}{\left(\sqrt{(1 + \bar{N}_{\text{in}})(1 + \bar{N}_{\text{out}})} - \sqrt{\bar{N}_{\text{in}}\bar{N}_{\text{out}}} \right)^2} \exp \left[-\frac{1}{4} \left(\frac{(\overline{P_{\text{out}}} - \overline{P_{\text{in}}})^2 + (\overline{Q_{\text{out}}} - \overline{Q_{\text{in}}})^2}{1 + \bar{N}_{\text{in}} + \bar{N}_{\text{out}}} \right) \right], \quad (3.58)$$

onde foi assumido que $\bar{N} = \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{2} - 1$.

Características interessantes a se notar neste resultado são:

- Quando os valores médios dos estados coincidirem e caso o número de fótons térmicos médios dos campos de entrada e saída sejam iguais, obtém-se fidelidade unitária;
- Quando os valores médios dos estados coincidem, ao fazermos o número médio de fótons térmicos iguais a zero, $\bar{N}_{\text{in}} = 0$, e expressarmos o número de fótons médio em função das variâncias das quadraturas, recuperamos os resultados para a fidelidade com um estado de entrada coerente dada pela equação 3.52.

3.2.1.2 Fidelidade para Dois Modos

Quando o estado a ser teletransportado é composto por dois modos do campo eletromagnético, o cálculo da fidelidade precisa refletir esta situação.

Abaixo mostra-se uma equação da fidelidade para o teletransporte, dadas as seguintes condições:

- Estado de entrada coerente;
- Estado de saída descrito pela seguinte matriz de covariância,

$$\sigma = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \alpha \end{pmatrix}, \quad (3.59)$$

onde foi assumido que [27]:

- A matriz de covariância está escrita na base modal simétrica/antissimétrica.
- A fotocorrente medida na detecção espectral possui carácter estacionário, o que fornece as condições para zerar a diagonal secundária.
- Caso $\alpha \neq \beta$, a maior variância da elipse está alinhada a um dos eixos que definem as quadraturas amplitude e fase. Isso implica que devemos ter $\gamma = 0$.
- Não há desbalanceio de energia entre as bandas superior e inferior, o que implica que $\delta = 0$.

Dadas estas condições, a equação para a fidelidade fica:

$$F_{2C} = \frac{4}{(1 + \alpha)(1 + \beta)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(\overline{P}_{\text{out}}^s - \overline{P}_{\text{in}}^s)^2 + (\overline{Q}_{\text{out}}^a - \overline{Q}_{\text{in}}^a)^2}{1 + \alpha} + \frac{(\overline{Q}_{\text{out}}^s - \overline{Q}_{\text{in}}^s)^2 + (\overline{P}_{\text{out}}^a - \overline{P}_{\text{in}}^a)^2}{1 + \beta} \right) \right] \quad (3.60)$$

.....

Agora se faz necessário definir valores mínimos de fidelidade acima dos quais pode-se considerar que o processo de teletransporte foi bem sucedido. Na literatura encontram-se dois valores particularmente importantes, o limite clássico e o limite de não clonagem, os quais serão esclarecidos na sequência.

3.3 Critérios para a Fidelidade

Já enfatizamos na seção 3.1 a importância de que nem Alice nem Bob possuam conhecimento sobre o estado de entrada $|\psi_{\text{in}}\rangle$. No entanto, embora eles não saibam qual o estado escolhido por Vitor para ser teletransportado, nada impede que eles conheçam qual é o conjunto S do qual Vitor escolhe este estado, nem quais as probabilidades cada estado tem de ser escolhido $P(|\psi_{\text{in}}\rangle)$. Essas informações já pressupõem um conhecimento parcial sobre o estado e precisam ser consideradas ao se estabelecer critérios de sucesso do teletransporte. Dessa forma:

Todo critério útil para o alcance da teleportação deve ser ancorado em quaisquer [conjunto] S e [distribuição] $P(|\psi_{\text{in}}\rangle)$ que forem dados. Um critério não

têm sentido se os estados aos quais ele será aplicado não são mencionados explicitamente. (Em [52], tradução do autor.)

Devido a essa observação, os critérios de sucesso precisam ser definidos através de uma fidelidade média dentro do conjunto de estados possíveis, sopesados pela distribuição de probabilidades que rege a escolha destes estados:

$$\overline{\mathcal{F}} = \int_S P(|\psi_{\text{in}}\rangle) F(|\psi_{\text{in}}\rangle, \hat{\rho}_{\text{out}}) d|\psi_{\text{in}}\rangle. \quad (3.61)$$

Assim, se supormos que o conjunto S é formado por todos os vetores normalizados em um espaço de Hilbert de dimensão d , e que a escolha do estado de entrada é regida por uma distribuição uniforme, então a fidelidade média máxima possível fica:

$$\overline{\mathcal{F}} = \frac{2}{d+1}. \quad (3.62)$$

Com isso, dadas as condições acima, teríamos $\overline{\mathcal{F}} = 0$, caso $d \rightarrow \infty$. Por outro lado, caso o espaço de Hilbert fosse o de qubits ($d = 2$), a fidelidade média máxima seria de $\overline{\mathcal{F}} = \frac{2}{3}$, significando que, a partir deste valor, Alice e Bob tiveram acesso a algum recurso quântico para executar o protocolo.

3.3.1 O Limite Clássico

O limite clássico define um valor máximo para a fidelidade acima do qual o emaranhamento, um recurso intrinsecamente quântico, deve ter sido utilizado em alguma medida. Caso o conjunto S contenha apenas estados coerentes, a fidelidade média máxima alcançada utilizando apenas canais de comunicação clássicos, sem o uso de emaranhamento como recurso é

$$\overline{\mathcal{F}}_{1C} = \frac{1}{2}. \quad (3.63)$$

Este valor foi calculado para uma situação envolvendo o teletransporte de estados de vácuo em único modo no artigo de Braunstein *et al.* [52].

Pode-se verificar facilmente este resultado ao se observar a equação para o estado de saída do teletransporte (equação 3.41), reproduzida novamente abaixo:

$$\hat{a}_{pm2} = i \left[\left(\delta \hat{P}_i - \delta \hat{P}_s \right) - i \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right) - \left(\delta \hat{P}_v - i \hat{Q}_v \right) + \alpha_i \right]. \quad (3.64)$$

O desenvolvimento desta equação supõe uma situação ideal, com ganho unitário nos canais clássicos, ausência de perdas e ausência de ruído eletrônico. Se os feixes emitidos pela estação EPR possuísem emaranhamento perfeito, teríamos $\Delta \left(\delta \hat{P}_i - \delta \hat{P}_s \right)^2 = 0$ e $\Delta \left(\delta \hat{Q}_s + \delta \hat{Q}_i \right)^2 = 0$, o que nos forneceria na saída quadraturas com variância unitária, devida exclusivamente ao *shot-noise* do estado de entrada. O resultado seria uma fide-

dade de 100%. Por outro lado, caso a estação EPR enviasse para Alice e Bob dois feixes coerentes não correlacionados, os ruídos devido a estes feixes não se cancelariam, pelo contrário, seriam somados ao *shot-noise* do estado de entrada coerente. Teríamos então na saída

$$\alpha = \Delta p^2 = \Delta \left(\delta \hat{P}_i - \delta \hat{P}_s - \delta \hat{P}_v \right)^2 = \Delta \hat{P}_i^2 + \Delta \hat{P}_s^2 + \Delta \hat{P}_v^2 = 3, \quad (3.65)$$

$$\beta = \Delta q^2 = \Delta \left(\delta \hat{Q}_i + \delta \hat{Q}_s - \delta \hat{Q}_v \right)^2 = \Delta \hat{Q}_i^2 + \Delta \hat{Q}_s^2 + \Delta \hat{Q}_v^2 = 3, \quad (3.66)$$

onde, apropriadamente, consideramos não haver correlações entre os ruídos dos feixes envolvidos. Neste caso, ao inserirmos estes valores para α e β na equação para a fidelidade obtém-se o resultado esperado de $\frac{1}{2}$. A superação deste limite é suficiente para provar que algum recurso quântico foi utilizado no protocolo, sendo o principal marcador de sucesso do protocolo.

Braunstein *et al.*, basearam o cálculo supondo estados com valores médios nulos. No entanto, afirmam que a argumentação não depende de que a média da distribuição Gaussiana seja nula, e que a estratégia envolvendo estados não-vácuo, como os utilizados em nosso projeto, leva ao mesmo valor para a fidelidade máxima sem emaranhamento. Isso ocorre porque não existe nenhum limite físico fundamental para que os valores médios dos campos de entrada e saída sejam idênticos. Então, no limite máximo, a porção da equação para fidelidade relativa a estes valores médios pode ser considerada unitária. Já na porção relativa às variâncias, fidelidades máximas possíveis podem ser calculadas com base no conjunto de estados de entrada possíveis, e na quantidade de emaranhamento disponível. Dessa forma, apenas a porção relativa às variâncias precisa ser utilizada para definir os limites máximos possíveis para a fidelidade.

3.3.2 O Limite de Não Clonagem

Um segundo critério foi estabelecido por Grosshans e Grangier em um artigo de 2001 [55]. Os autores afirmam que o critério clássico não é suficiente, pois, embora qualquer valor acima dele implique necessariamente o uso de emaranhamento, este valor de fidelidade não pode garantir que não tenham sido feitas cópias do estado inicial durante o processo. Como o processo de teletransporte exige, por definição, que o estado inicial seja destruído e que não exista nenhuma cópia dele, atendendo, portanto, o teorema da não clonagem, um novo valor limite para a fidelidade pode ser estabelecido. Segundo os autores, o valor para a fidelidade máxima é dado pela seguinte expressão, dependente do valor M , o número de cópias produzidas:

$$\mathcal{F}_{1 \rightarrow M} \leq \frac{M}{2M - 1}. \quad (3.67)$$

Assim, quando se produz uma cópia ($M = 1$ original + 1 cópia = 2), o máximo de fidelidade possível é $\mathcal{F}_{1C} = \frac{2}{3}$. Portanto, uma fidelidade acima deste valor representa não só que o teletransporte utilizou o recurso quântico do emaranhamento, mas também garante que nenhuma cópia foi produzida durante o processo.

Qual dos critérios acima devemos utilizar para definir o sucesso do protocolo depende do uso que será feito do teletransporte[56]. A superação do limite de não clonagem, garante que a melhor cópia possível está com Bob, e não com algum intruso. A impossibilidade da existência de outras cópias mais fidedignas prejudicaria possíveis tentativas de espionar o sistema, uma característica desejável em sistemas de criptografia. Quando se deseja demonstrar apenas que recursos quânticos foram utilizados no protocolo, a superação do limite clássico é suficiente.

Ao se considerar que os valores médios dos estados de entrada e saída coincidem, ou que ambos são estados com valores médios nulos, pode-se obter alguns dos *benchmarks* associados às situações ideais. Na tabela 3.1 temos os resultados para a porção da fidelidade relativa às variâncias, considerando um estado de entrada coerente e três situações *ideais* notáveis, onde as variâncias do estado de saída possuem uma, duas ou três unidades de *shot-noise*, respectivamente. Com uma unidade de *shot-noise* para cada variância, o estado de saída é coerente e o teletransporte é considerado perfeito. Com duas unidades de *shot-noise*, obtém-se um valor de fidelidade equivalente ao limite de não-clonagem. Havendo um teletransporte ideal, este seria o resultado obtido caso o estado de saída fosse dividido em dois, adicionando uma unidade de ruído em cada cópia. Por fim, duas unidades de ruído seriam adicionadas ao estado de saída caso o protocolo fosse executado com feixes coerentes substituindo os feixes emaranhados.

$\alpha_{\text{out}} = \beta_{\text{out}}$ (s.n.u.)	F_{1C}
1	1
2	$\frac{2}{3}$
3	$\frac{1}{2}$

Tabela 3.1: **Benchmarks da Fidelidade para Teletransporte de Estados Coerentes.** Fidelidades teóricas para o teletransporte de estados coerentes de um modo são calculadas para três circunstâncias notáveis, em situações ideais (sem perdas, sem ruído): 1 - Ruído do estado de saída em *shot-noise* para ambas as quadraturas. 2 - Uma unidade extra de ruído para ambas as quadraturas. 3 - Duas unidades de ruído para ambas as quadraturas. (s.n.u.: unidades de *shot-noise*)

.....

Com a teoria explicitada acima, somos capazes de avaliar o sucesso de nossos resultados experimentais. No próximo capítulo mostrará os resultados obtidos na busca pelo teletransporte de informações quânticas em campos de cores distintas.

Capítulo 4

Implementação Experimental

Neste capítulo serão apresentados os principais resultados do trabalho de pesquisa experimental realizado por mim enquanto doutorando do Instituto de Física da USP. O trabalho foi realizado em equipe, mas com minha participação direta na maioria das etapas.

Inicia-se com a descrição de nossa fonte de luz, o laser Diabolo. Na sequência, o equipamento mais fundamental da montagem, e também o mais desafiador, é o Oscilador Paramétrico Óptico (OPO). Ele é nossa fonte de feixes intensos emaranhados, cujas propriedades quânticas são indispensáveis para a execução do teletransporte. Vários OPOs foram construídos até que chegássemos a uma configuração que atendesse minimamente nossas necessidades.

Depois da descrição do OPO, os detalhes técnicos dos outros componentes do sistema, o desenvolvimento da montagem do protocolo e os resultados de teletransporte obtidos serão apresentados.

4.1 A Fonte de Luz

4.1.1 O Laser Diabolo

Nossa fonte de luz laser para bombear o OPO é um laser comercial da marca InnoLight GmbH, modelo Diabolo, com potência nominal em 532 nm de 1 Watt. Neste equipamento, dois lasers de diodo bombeiam o modo fundamental de um cristal laser monolítico de Nd:YAG¹ que emite uma única frequência de luz em $\lambda = 1064$ nm. Uma pequena porção deste feixe é dirigido para uma porta de saída, formando um feixe auxiliar. A outra porção é direcionada a uma cavidade de dobramento contendo um cristal não linear que gera o segundo harmônico no comprimento de onda de $\lambda = 532$ nm. A estabilização eletrônica desta cavidade é feita através da técnica de Pound-Drever-Hall [57] (PDH) e

¹Acrônimo em inglês para *neodymium-doped yttrium aluminium garnet*. Significa um cristal (granada) de óxido de Alumínio e Ítrio, dopado com o íon Neodímio (III), que é o responsável pela atividade laser do cristal.

utiliza modulação na frequência de 12 MHz.

Conforme caracterização feita pelo grupo anteriormente, o feixe laser gerado pelo Diabolo, apesar de ser um dos menos ruidosos disponíveis no mercado, ainda não é silencioso o suficiente para nossas aplicações[36]. Para garantir um estado coerente nas frequências desejadas, o feixe emitido pelo Diabolo é filtrado espectralmente através de uma cavidade óptica.

4.1.2 Cavidade de Filtro do Bombeio

Conforme descrito na seção 2.3.2, uma cavidade de filtro é uma cavidade óptica cujas transmissões dos espelhos foram escolhidas para providenciar casamento de impedância como feixe incidente. Isso garante o máximo de transmissão em ressonância e o mínimo de transmissão fora de ressonância.

Nossa cavidade de filtro foi construída em anel, com dois espelhos planos de transmissão $T_{532} = 1\%$, e um espelho curvo. Este espelho curvo possui raio de curvatura de 100 cm, e uma cobertura HR para maximizar a reflexão. O perímetro da cavidade é de $L = 113$ cm. Esta geometria fornece uma cintura para o feixe de $w_0 = 290$ mm e um intervalo espectral livre de $\nu_{FSR} = 265$ MHz. Esta configuração de espelhos produz uma finesse de $F = 314$, e uma largura de banda teórica de $\nu_{BW} = 0.8$ MHz. Para a estabilização desta cavidade em ressonância utilizamos também a técnica de PDH, sendo que o sinal de modulação de referência é retirado do circuito de travamento do Diabolo, e a modulação do feixe de luz corresponde à que é inserida no feixe de luz pelo Diabolo, com uma frequência de 12 MHz.

4.2 A Fonte de Feixes Emaranhados

Um Oscilador Paramétrico Óptico (OPO) é formado por uma cavidade óptica contendo um meio com propriedades não-lineares. Por sua vez, cavidades ópticas são formadas por espelhos, que quando devidamente alinhados, promovem a superposição espacial dos feixes de luz sobre si mesmos, num processo de interferência análogo ao dos osciladores mecânicos. Nossos OPOs são compostos por cavidades ópticas de geometria linear, com apenas dois espelhos. Essa escolha evita perdas extras por espelhos adicionais além de permitir menores perímetros, ambas características desejáveis na produção de emaranhamento.

Apresentarei neste capítulo a versão atual deste sistema, identificada como TROPO 5. No entanto, ao longo do projeto, várias configurações de espelhos foram testadas, buscando atingir o conjunto de características desejados. Na tabela 4.1 mostramos alguns dados sobre os outros OPOs que foram construídos ao longo do projeto, incluindo suas características, alguns resultados experimentais obtidos e indicando os motivos pelos quais uma configuração foi substituída por outra. Detalhes do processo de desenvolvimento das

		TROPO 0	DROPO 1	DROPO 2	TROPO 1	TROPO 2	TROPO 3	TROPO 4	TROPO 5
	Início Montagem	set/06	dez/11	abr/13	ago/14	out/14	jan/15	out/15	fev/16
Cristal	Fabricante	Raicol	Litton	Raicol	Raicol	Raicol	Raicol	Raicol	Raicol
	T@532	30%	83%**	97%	20%	4%	11%	27.3%	15-29%
	ROC	50mm	50mm	10mm	25mm	10mm	25mm	50mm	10mm
Espelhos	T@1064	4%	3.4%**	5.12%	5.12%	5%	5.10%	5.10%	5.10%
	ROC	50mm	face plana	10mm	10mm	10mm	10mm	50mm	10mm
	Simetria	S	S*	S	AS	S	AS	S	S
	Ldif	13mm	49mm	17mm	33mm	17mm	27mm	9.5mm	14mm
	Lopt	28mm	58mm	31mm	48mm	32mm	43mm	25mm	29mm
	z0	16mm	7.6mm	~3.6mm	~3.6mm	3.6mm	4.8mm	14.7mm	4.6mm
	BW@1064	45MHz	1.9MHz	39-44MHz	50MHz	n.a.	33MHz	67MHz	51-56MHz
	FSR	5.1GHz	2.58GHz	4.8GHz	3.12GHz	4.7GHz	3.53GHz	6.1GHz	5.2GHz
	Pth medido	70mW	129mW	480mW	140mW	34mW	53mW	~140mW	35-180mW
	F@532	18	n.a.	n.a.	28	150	38	16	26-35
Parâmetros e Resultados Experimentais	F@1064-s	135	133	109	83	n.m.	106	100	92
	F@1064-i	115	133	123	62	n.m.	108	85	100
	Eficiência @532	86%	n.a.	n.a.	~100%	95%	67%	83%	83-87%
	Eficiência @1064-s	86%	71%	89%	68%	n.m.	86%	81%	81%
	Eficiência @1064-i	73%	71%	100%	51%	n.m.	88%	74%	75%
	Travamento	Muito Bom	n.t.	Ruim	n.t.	Muito Ruim	Muito Ruim	Muito Bom	Muito Bom
	Sp-	0.49(-3.1dB)	n.m.	0.36(-4.4dB)	n.m.	n.m.	0.54(-2.7dB)	0.33(-4.9dB)	0.45(-3.5dB)
	Sq+	0.65(-1.9)	n.m.	22.9(13.6dB)	n.m.	n.m.	3.8(5.8dB)	6.3(8dB)	0.84(-0.74dB)
	Mancini	0.32	n.m.	8	n.m.	n.m.	2.1	2.1	0.38
	Duan	1.14	n.m.	23	n.m.	n.m.	4.3	7	1.29
	VLF	1.29	n.a.	n.a.	n.m.	n.m.	2.2	6.5	1.27

Tabela 4.1: **OPOs construídos para o projeto desde 2011.** A área cinza representa o período a que este trabalho se refere. Em azul, motivos para a construção ou fatores positivos do OPO. Em vermelho, fatores negativos que motivaram sua alteração. Nosso cristal Litton têm 10mm de comprimento e é semimonolítico, com uma face HR@532-HR@1064 compondo um espelho plano e outra face com cobertura AR@532-AR@1064. Nossos cristais Raicol tem 12mm de comprimento e ambas as faces possuem cobertura AR@532/AR@1064. Todos os cristais são de KTP. ** As transmissões se referem ambas ao espelho curvo. ** O OPO é simétrico pois sua configuração é equivalente a dois espelhos de ROC=50mm. (HR - Altamente refletor($R > 99.9\%$); AR - Antirrefletor; S - Cavidade Simétrica; AS - Cavidade assimétrica; ROC - Raio e curvatura; BW - Largura de banda; FSR - Intervalo espectral livre; VLF - Valor para a desigualdade de van Loock-Furusawa[47]; n.a. - não aplicável; n.t. - não testado; n.m. - não medido)

versões anteriores do OPO podem ser encontrados no anexo B.

4.2.1 Características Principais

O OPO atualmente em operação é chamado de TROPO 5. A figura mostra uma ilustração de seus componentes principais. Na figura 4.1 mostra-se uma ilustração dos componentes principais de um TROPO.

Ele é um OPO triplamente ressonante, ou seja, as configurações óticas dos espelhos acarretam a formação de uma cavidade ótica para os três feixes de luz de interesse, **bombeio** ($\lambda = 532 \text{ nm}$), **sinal** e **complementar** ($\lambda \simeq 1064 \text{ nm}$). Não há controle para garantir a produção de feixes gêmeos degenerados (com exatamente o mesmo comprimento de onda), o que facilita muito a operação, mas faz com que os comprimentos de onda dos

Figura 4.1: Diagrama de um OPO triplamente ressonante. As linhas amarelas representam coberturas antirrefletoras. As linhas azuis as coberturas refletoras.

feixes gêmeos difram em alguns nanômetros em torno de 1064 nm.

Os espelhos do OPO são plano-côncavos e suas faces curvas possuem 10 mm de raio de curvatura, formando uma configuração simétrica. O espelho de entrada, por onde o feixe de bombeio é injetado, foi fabricado pela Laseroptik. Ele possui uma cobertura na face curva feita sob encomenda para fornecer transmissões nominais de $T_{532} = 30\%$ para o feixe de bombeio e $T_{1064} = 0.01\%$ para os feixes gêmeos. O espelho de saída, por onde os feixes gêmeos saem da cavidade, foi fabricado pela ATFilms. Ele possui uma cobertura na face curva feita sob encomenda para fornecer transmissões nominais de $T_{1064} = 4\%$ e $T_{532} = 0.01\%$. Os dois espelhos possuem suas faces planas cobertas uma camada antirrefletora para ambos os comprimentos de onda de operação.

O meio não-linear utilizado é o Titanil Fosfato de Potássio (KTP), material escolhido devido ao seu alto coeficiente de acoplamento não linear ($\chi^{(2)}$) e transparência razoável aos comprimentos de onda de interesse, entre outras características vantajosas. Na fabricação do cristal este é cortado de forma a permitir um casamento de fase do tipo II, implicando que os feixes gêmeos produzidos possuem polarizações ortogonais entre si. Neste texto a convenção utilizada é a de que o feixe com **polarização vertical** é chamado de **sinal**, e o feixe com **polarização horizontal** é chamado de **complementar**. O KTP apresenta um índice de refração médio de 1.81(1) para os feixes bombeio sinal e complementar. Este cristal foi fabricado pela empresa Raicol que também aplicou as coberturas antirrefletoras em ambas as faces para ambos os comprimentos de onda.

O pequeno raio de curvatura dos espelhos possibilitou construir uma cavidade óptica relativamente pequena. As faces curvas dos espelhos ficam a cerca de 2 mm de distância das faces ópticas do cristal. Como o cristal possui 12 mm de comprimento, a cavidade óptica possui um comprimento geométrico de $L_g = 19$ mm. Como o índice de refração médio do cristal para os comprimentos de onda em uso é de 1.81, o comprimento de difração da cavidade é de $L_d = 14$ mm, e o comprimento óptico é $L_o = 29$ mm. O perímetro sendo igual $L_d = 2L_o$, nos fornece um intervalo espectral livre de $\nu_{FSR} = 5.2$ GHz. Além disso, as cinturas dos feixes dentro do cristal são $w_0^{532} = 28 \mu\text{m}$ e $w_0^{1064} = 39 \mu\text{m}$.

4.2.2 Sistemas Auxiliares ao OPO

Sistema de Travamento Vários sistemas são necessários para a operação de um OPO. Como toda cavidade óptica, a distância entre os espelhos precisa ser controlada com precisão micrométrica. Isso porque, em geral, cavidades ópticas são operadas em ressonância, o que implica que o caminho óptico percorrido pela luz dentro da cavidade precisa ser um múltiplo de seu comprimento de onda. Esse controle é obtido através de um sistema servo controle, também conhecido como sistema de retroalimentação negativa. Para a obtenção do sinal de erro deste sistema utilizamos a técnica de travamento por modulação (Dither-Locking[58]) com uma frequência de 50 kHz. Um equipamento *Lock-in* produz o sinal de erro, que é enviado para um amplificador PID². Um dos espelhos da cavidade é montado sobre um dispositivo atuador piezoelétrico (PZT), que move o espelho para frente e para trás, de acordo com sinal recebido do PID. Quando o sistema está em pleno funcionamento, a cavidade permanece na posição de ressonância por um tempo razoável para a obtenção de medidas. No jargão da área, diz-se que ela está **travada**.

Controle de Temperatura Outro sistema necessário ao bom funcionamento do OPO é o sistema controle de temperatura de seu cristal. Conforme demonstrado em trabalho anterior do grupo, uma das causas de degradação do emaranhamento produzido pelo OPO é o ruído térmico dos fônons do cristal [49]. Para reduzir este ruído, a temperatura do cristal precisa ser idealmente reduzida em algumas dezenas de graus Celsius. Além disso, como a operação do OPO como um todo é muito sensível às flutuações de temperatura. Como a ressonância simultânea dos três campos é necessária para haver oscilação, e um dos parâmetros que define os comprimentos de onda dos feixes gêmeos é a temperatura do cristal, esta precisa ser finamente ajustada (e estabilizada) para garantir que os três campos sejam ressonantes ao mesmo tempo. Para atender a estes objetivos, o cristal é montado sobre um dispositivo Peltier, capaz de produzir um diferencial de temperatura entre duas superfícies ao ser atravessado por uma corrente elétrica. Este Peltier, por sua vez, é colocado sobre um trocador de calor de cobre, feito sob encomenda pela oficina mecânica de nosso Instituto. Pelo trocador de calor circula água resfriada, completando o sistema de resfriamento. O controle fino da temperatura do cristal é feito através de um circuito de retroalimentação negativa, do tipo PID. Este sistema fornece ao Peltier a corrente necessária para resfriar o cristal e, através do sinal de controle, ajusta o valor da corrente para estabilizar a temperatura.

Caso o resfriamento do cristal fosse feito em atmosfera normal ocorreria condensação nas faces ópticas do cristal, interrompendo o funcionamento do OPO. Para evitar isso, o OPO é instalado dentro de uma câmara de vácuo, com janelas ópticas e portas de acesso

²O PID, cujas siglas representam os termos Proporcional, Integral e Diferencial, é um circuito eletrônico muito utilizado em aplicações de controle. No nosso caso, apenas a porção PI do circuito é utilizada.

para permitir a passagem dos feixes de luz e sinais eletrônicos de alimentação e controle.

4.2.3 O Efeito do Ambiente Sobre o Espelho de Entrada

Após a montagem do OPO obtivemos um limiar de oscilação de 46 mW, um resultado dentro do esperado. Ao realizarmos vácuo, no entanto, o limiar subiu consideravelmente para 190 mW. Este comportamento não era de todo inesperado, pois já havia sido observado em outras circunstâncias. Nas ocasiões anteriores, a explicação foi a deformação mecânica que o vácuo causava no OPO, provocando desalinhamento e alteração da geometria da cavidade. Este processo era, em geral, revertido após realinhamento do feixe de bombeio. Desta vez, no entanto, mesmo um realinhamento cuidadoso não foi suficiente para recuperar o limiar original. Na busca pelas causas do aumento do limiar observamos que a finesse do feixe de bombeio diminuía ao realizarmos vácuo no sistema. Isso implicava que as perdas para o bombeio haviam aumentado. Suspeitando que poderia haver algo de estranho com o espelho de entrada, foi montada uma cavidade com o espelho de entrada utilizado e outro espelho idêntico, de mesmo lote. Nestas medidas, encontramos finesses (Eq. 2.91) compatíveis com 19% de transmissão no ar e 38% de transmissão para o sistema em vácuo. Por algum motivo que desconhecíamos, o ambiente que envolvia o espelho estava afetando suas características ópticas.

O comportamento anormal do espelho trouxe algumas dificuldades ao projeto. Primeiro, ele afetava a reprodutibilidade da operação, uma vez que deixamos de ter controle sobre a transmissão do espelho de entrada, o que afeta substancialmente o limiar de oscilação do OPO. Em segundo lugar, como a transmissão do espelho parecia diminuir com o vácuo, o limiar aumentava muito, chegando inclusive a ficar muito próximo da potência de bombeio que temos disponível. A única possível vantagem era que se conseguíssemos controlar esta transmissão com reprodutibilidade, poderíamos ser capazes de ajustar a transmissão do espelho de acordo com a necessidade.

Ao longo do projeto realizamos uma série de investigações para avaliar as causas deste comportamento e para desenvolver técnicas para lidar melhor com o problema. O espectro de transmissão fornecido pelo fabricante do espelho, mostrado na figura 4.2, indica uma das possíveis causas. Observa-se que a região espectral para o infravermelho é bastante plana. Já para a região do feixe de bombeio, em 532 nm, o comportamento é oscilatório. Esse comportamento aumenta as chances de que na região em torno do comprimento de onda de interesse a derivada da curva seja acentuada, fazendo com que a transmissão se altere muito com pequenas flutuações do comprimento de onda ou, em nosso caso, flutuações na constituição da cobertura do espelho.

Outra investigação foi avaliar o comportamento do OPO na presença de diversas atmosferas. Na ocasião, tínhamos condições de produzir na câmara de vácuo quatro condições diferentes. Vácuo, através de uma bomba mecânica; Ar sintético, disponível em um

Figura 4.2: Espectro de transmissão do novo espelho de entrada.

cilindro de gás, composto de 21% de O_2 e 79% de N_2 ; Ar ambiente, contendo umidade natural em torno de $\sim 60\%$; e Ar seco, obtido através da quebra de vácuo com ar ambiente através de uma mangueira contendo sílica gel. A figura 4.3 mostra o resultado destes testes. Notamos que quando a quebra do vácuo é feita tanto com ar sintético quanto com ar seco, a Finesse permanece razoavelmente estável. Apenas quando ar ambiente é introduzido na câmara é que ocorre alteração da Finesse. Como a diferença comum entre vácuo, ar sintético e ar seco para o ar atmosférico é a presença de umidade, concluímos que o espelho deve ser sensível à umidade presente no ar. Quando é feito vácuo sobre o espelho, este desseca, o que altera suas propriedades ópticas.

Para compreender melhor como a umidade afeta o espelho, o bolsista de iniciação científica Matheus dos Santos estudou o comportamento da transmissão do espelho enquanto a umidade do ar em torno dele era alterada. O espelho foi colocado dentro de uma câmara de vácuo, junto com um medidor de potência e um sensor de umidade comercial. A umidade interna foi alterada colocando-se dentro da câmara, ora uma placa de Petri com sílica gel, ora uma placa de Petri com água morna. O resultado principal pode ser observado na figura 4.4. Nela é possível perceber que, de fato, a umidade presente no ar afeta o comportamento óptico do espelho. Um outro detalhe é que este comportamento não é linear.

Numa tentativa de encontrar um procedimento padrão para aumentar a reprodutibili-

Figura 4.3: **Comportamento da Finesse do OPO para $\lambda = 532$ nm em diversas atmosferas.** **Azul:** Vácuo por 15 min. Início da medida e quebra do vácuo com ar atmosférico em $t = 10$ min. **Amarelo:** Vácuo por 15 min. Quebra do vácuo vácuo com ar sintético em $t = 0$ min. Abertura da tampa da câmara em $t = 10$ min. **Verde:** Vácuo por 5 min. Quebra de vácuo com ar secado com sílica gel em $t = 0$ min. Abertura da tampa da câmara em $t = 10$ min. O menor tempo de vácuo feito antes das medidas em verde pode explicar por que a finesse iniciou em um valor maior do que nas medidas anteriores.

Figura 4.4: Transmissão do Espelho 25016KL2 - Laseroptik em função da umidade relativa do ar produzida e medida dentro de uma câmara de vácuo fechada. . [59] (U.R.: umidade relativa do ar.)

Figura 4.5: **Comportamento da Finesse do OPO para $\lambda = 532$ nm em função da exposição à atmosfera ambiente.** Umidade relativa do ar: 46%. .

dade de operação do OPO, um outro teste foi realizado. O OPO foi deixado em vácuo por uma noite. No dia seguinte, o vácuo foi quebrado com ar ambiente e a finesse foi medida de forma automática por cerca de 30 minutos (Figura 4.5). Observa-se que foi obtido um comportamento compatível com o das figuras 4.3 e 4.4, sendo que neste experimento o comportamento não linear foi capturado.

Com este comportamento do espelho de entrada, a operação do OPO em vácuo ficou inviabilizada. O limiar de oscilação fica no limite da potência de bombeio disponível e, em algumas ocasiões, chega a ficar inalcançável. Decidimos operar o OPO em ar atmosférico e instalar uma armadilha fria para evitar condensação de água na superfície do cristal. Dessa forma fomos capazes de alcançar temperatura perto de -5°C . Esta temperatura está longe do ideal, pois temperaturas de até -23°C foram alcançadas em trabalhos anteriores[5], mas já permitiu alcançar algum emaranhamento. Como procedimento padrão de operação do OPO, para aumentar a reprodutibilidade de seu comportamento, adotamos o processo de fazer vácuo por 30 minutos, depois deixar o OPO exposto ao ar atmosférico por mais 30 minutos, e depois tampar a câmara de vácuo. Atuando dessa forma, esperamos colocar o OPO em uma configuração reprodutível, e à direita do máximo de finesse mostrado na figura 4.5. Dessa forma, caso haja alguma interação térmica entre a umidade adsorvida no espelho de entrada e a intensidade dos campos dentro da cavidade óptica, evita-se uma eventual condição de oscilação da transmissão deste espelho.

4.2.4 Caracterização do Emaranhamento produzido pelo TROPO 5

Após a montagem do TROPO 5, e obtida uma operação estável, foram realizadas medidas para caracterizar o emaranhamento produzido pelo OPO. Para avaliar se os resultados experimentais são satisfatórios, é interessante produzir uma previsão teórica das compressões de ruído esperadas do OPO. Observando as equações 2.106 e 2.109, alguns parâmetros do OPO são necessários para a análise. Na tabela 4.2 apresenta-se uma lista destes parâmetros os valores associados, juntamente com a sua forma de obtenção.

Ao se tentar prever os espectros de ruído das quadraturas subtração de amplitude e

Parâmetros		Forma de obtenção	Valores
Perdas totais gêmeos	γ'	Média finesses medidas gêmeos: $\gamma' = \frac{\pi}{F}$	$F_s = 92 \pm 3$, $F_i = 100 \pm 3$
Perdas úteis gêmeos	γ	Transmissão medida: $\gamma = \frac{T_{s,i}}{2}$	$T_{s,i} = 5.1 \pm 0.5\%$
Perdas espúrias gêmeos	μ	$\mu = \gamma' - \gamma$	$P = 1.5\%$
Perdas totais bombeio	γ'_0	Finesse bombeio: $\gamma'_0 = \frac{\pi}{F_0}$	$F = [26, 35]**$
Perdas úteis bombeio	γ_0	Medidas transmissão espelho: $\gamma_0 = \frac{T_0}{2}$	$T_0 = [18\%, 38\%]*$
Perdas espúrias bombeio	μ_0	Medida transmissão cristal: $\mu_0 = \gamma'_0 - \gamma_0$	$T_{\text{cristal}} \sim 85\%$
Tempo de percurso da luz no OPO	τ_c	Medida tamanho óptico OPO: $\tau_c = \frac{2L_o}{c}$	$\tau_c = 190 \pm 2 \text{ ps}$
Largura de banda feixes gêmeos	$\delta\omega$	$\delta\omega = \frac{\Delta\omega FSR}{F} = \frac{2\gamma'}{\tau_c}$	$\delta\omega_s = 2\pi (51 \pm 2) \text{ MHz}$ $\delta\omega_i = 2\pi (60 \pm 2) \text{ MHz}$
Frequência de análise	Ω	Escolhida com base em especificidades do sistema.	$\Omega = 15 \text{ MHz}$
Frequência de análise relativa	Ω'	$\Omega' = \frac{\Omega}{\delta\omega}$	$\overline{\Omega'} = 0.28$
Limiar de oscilação	$(p_0^{th})^2$	Medido experimentalmente	$(p_0^{th})^2 = [35 \text{ mW}, 180 \text{ mW}]*$
Potência de bombeio relativa	σ	Escolhida na ocasião da medida: $\sigma = \frac{(p_0^{in})^2}{(p_0^{th})^2}$	$\sigma = [1.05, 12]***$
Amplitude dos gêmeos relativa ao bombeio	β	$\beta^2 = \frac{\gamma'_0}{\gamma'} (\sqrt{\sigma} - 1)$	
Ruído de fase do bombeio	$S_{q_0}^{in}$	Medido ou estimado	$S_{q_0}^{in} = [1, 1.5]***$

Tabela 4.2: **Parâmetros do TROPO 5 relevantes para a quantificação do emaranhamento.** * Os dois valores representam os extremos encontrados em cada caso, devido principalmente ao comportamento variável do espelho de entrada. **Dependendo da condição de limpeza da óptica. ***Valores típicos.

soma de fase que um OPO poderia produzir, os dados da tabela 76 são inseridos nas equações 2.106 e 2.109, e o resultado é mostrado na figura 4.6. Observa-se nos gráficos que quanto mais perto do limiar for a potência de bombeio ($\sigma \rightarrow 1$), menor será o ruído de soma das quadraturas fase. Como neste limite a operação do OPO fica muito instável, na prática trabalhamos com $\sigma = 1.05$. Em dias muito bons conseguimos medir com $\sigma = 1.03$. Com relação à frequência de análise relativa, nota-se também que quando menor ela for, menor serão os espectros de ruído. A largura de banda do OPO, pela qual a frequência de análise é normalizada, depende de fatores construtivos do OPO (perdas ópticas e perímetro). Já frequência de análise é facilmente ajustada no gerador de função do sinal de modulação, mas a configuração do sistema impõe alguns limites. O limite superior é dado pela largura de banda do OPO. Ela define a região espectral onde o OPO produz emaranhamento, e não queremos operar em frequências maiores do que uma largura de banda ($\Omega' = 1$) pois o emaranhamento fica muito degradado. O limite inferior é dado pela largura de banda das cavidades de análise. Na teoria de rotação da elipse de ruído (Sec. 2.3.1), fica determinado que a razão entre a frequência de análise e a largura de banda da cavidade de análise precisa ser maior do que $\sqrt{2}$, para que ocorra uma conversão completa de ruído de fase em ruído de amplitude. Por fim, nossa montagem em particular possui duas frequências com excesso de ruído intrínseco à fonte laser, 12 MHz , e seu harmônico 24 MHz . Levando todas estas informações em consideração, escolhemos $\Omega = 2\pi 15 \text{ MHz}$, como frequência de análise, o que, dada a largura de banda do OPO

(a) Ruído em função da potência de bombeio relativa ao limiar de oscilação. $\Omega = 2\pi 15 \text{ MHz}$ (SQL: Ruído Quântico Padrão; s.n.u.: Unidades de *shot-noise*).

(b) Ruído em função da frequência de análise relativa à largura de banda. $\sigma = 1.1$ (SQL: Ruído Quântico Padrão; s.n.u.: Unidades de *shot-noise*).

Figura 4.6: **Espectros de Ruído das quadraturas soma de fases e subtração de amplitudes para o TROPO 5.** (Valores utilizados: $\overline{F}_{s,i} = 96$, $T_{s,i} = 5.1 \%$, $F_0 = 26$, $T_0 = 18\%$, $\overline{\delta\omega} = 2\pi 53.5 \text{ MHz}$, $S_{q_0}^{in} = 1.3$)

fornece uma frequência de análise relativa de $\Omega' = 0.3$. Um primeiro tipo de medida, relativamente simples de ser feita é uma medida de compressão de ruído de amplitude dos feixes gerados.

4.2.4.1 Medindo Compressão de Ruído de Amplitude

No caso da caracterização das correlações quânticas produzidas por um OPO, a medida de compressão de ruído de amplitude mais simples envolve a medida de correlações de amplitude entre os dois feixes gêmeos produzidos. É, portanto, uma caracterização de um estado comprimido de dois modos (*two mode squeezed state*).

Sistema de Aquisição Independente do estado luminoso que se esteja medindo, o processo de medida de ruído é basicamente o mesmo para cada feixe de luz. Ele envolve os seguintes passos:

- Divisão balanceada;
- Fotodetecção;
- Separação do sinal entre frequências DC e HF;
- Amplificação e filtragem;
- Demodulação;
- Aquisição; e
- Análise.

Experimentalmente, cada feixe de luz é dividido em um divisor de feixes polarizador (PBS). A divisão dos feixes é controlada a partir de uma lâmina de meia-onda, posicionada antes do PBS. Esta lâmina é ajustada para que os feixes sejam divididos meio a meio, de forma a garantir que os feixes resultantes tenham a mesma intensidade luminosa. Isso é importante pois é uma das suposições que será utilizada na análise mais adiante.

Cada feixe resultante é direcionado para um fotodetector que, como já descrito da seção 2.1.4, fornece dois sinais eletrônicos. Um associado à baixa frequência, chamado de sinal DC, e outro de alta frequência, chamado de sinal HF. O balanceamento dos feixes de luz entre os detectores é acompanhado pelo sinal DC dos detectores, o que pressupõem que as eficiências quânticas e os ganhos eletrônicos de cada detector que compõe cada par sejam semelhantes.

Os sinais eletrônicos HF são direcionados para um circuito filtro-amplificador. A filtragem é necessária pois a modulação em 12 MHz do sistema de travamento da cavidade de dobramento do Diabolo contamina todo o sistema dali por diante, sendo capaz de saturar a eletrônica HF. Por isso, tanto a frequência fundamental quanto o seu segundo harmônico são atenuados, enquanto as frequências adjacentes são amplificadas para melhorar a relação sinal-ruído.

O sinal amplificado-filtrado é então misturado a um sinal eletrônico de referência e a mistura é passada por um filtro passa-baixa. O sinal eletrônico corresponde a nosso oscilador local eletrônico, e sua frequência é nossa **frequência de análise**. Este é o processo de **demodulação** de sinais HF, necessário para permitir a conversão de informação presente em altas frequências ($\sim MHz$), em frequências passíveis de serem adquiridas por placas de aquisição computacionais ($\sim kHz$).

Este sinal é então enviado para nossas placas de aquisição. Estas são fabricadas pela National Instruments, modelo PCI-6133, e possuem uma taxa de aquisição de 2.5 MS/s (amostras por segundo). Um programa Labview é utilizado para fazer a aquisição, que registra uma amostra a cada $1.67 \mu s$, equivalendo a uma taxa de aquisição nominal de 600 kHz. Uma medida típica dura 742 ms, o que nos fornece 450 000 pontos de amostragem.

Este processo é repetido para quando não há luz incidindo sobre os detectores, de forma a permitir a aquisição de sinais referentes ao ruído puramente eletrônico (**Dark**). Também são adquiridos simultaneamente os sinais DCs gerados por cada detector.

Análise dos Dados Após a aquisição, os dados são analisados em um programa específico escrito na linguagem do Wolfram Mathematica, envolvendo os seguintes passos:

- Importação dos dados dos sinais e do *dark*, HF e DC para todos os detectores. No caso em que cavidades de análise são utilizadas, os sinais de transmissão das cavidades também são adquiridos, possuindo papel auxiliar na análise.

Condição	Detector	Sinal	Feixe		
			Sinal (<i>Signal</i>)	Complementar (<i>Idler</i>)	Bombeio (<i>Pump</i>)
Com Luz	Det 1	HF	$\delta V_{1,s}(t)$	$\delta V_{1,i}(t)$	$\delta V_{1,p}(t)$
		DC	$V_{1,s}(t)$	$V_{1,i}(t)$	$V_{1,p}(t)$
	Det 2	HF	$\delta V_{2,s}(t)$	$\delta V_{2,i}(t)$	$\delta V_{2,p}(t)$
		DC	$V_{2,s}(t)$	$V_{2,i}(t)$	$V_{2,p}(t)$
	Det Cav		$V_{cav,s}(t)$	$V_{cav,i}(t)$	$V_{cav,p}(t)$
Sem Luz	Det 1	HF	$\delta e_{1,s}(t)$	$\delta e_{1,i}(t)$	$\delta e_{1,p}(t)$
		DC	$e_{1,s}(t)$	$e_{1,i}(t)$	$e_{1,p}(t)$
	Det 2	HF	$\delta e_{2,s}(t)$	$\delta e_{2,i}(t)$	$\delta e_{2,p}(t)$
		DC	$e_{2,s}(t)$	$e_{2,i}(t)$	$e_{2,p}(t)$
	Det Cav		$e_{cav,s}(t)$	$e_{cav,i}(t)$	$e_{cav,p}(t)$

- Correção dos ganhos HF intra pares.
- **Soma e subtração** dos dados HF entre os pares de detectores de cada feixe:

$$\begin{aligned}
\delta V_{+,k}(t) &= \delta V_{1,k}(t) + \delta V_{2,k}(t), \\
\delta V_{-,k}(t) &= \delta V_{1,k}(t) - \delta V_{2,k}(t), \\
\delta e_{+,k}(t) &= \delta e_{1,k}(t) + \delta e_{2,k}(t), \\
\delta e_{-,k}(t) &= \delta e_{1,k}(t) - \delta e_{2,k}(t), \quad \text{para } k = \{s, i, p\}.
\end{aligned} \tag{4.1}$$

A subtração dos sinais fornece um sinal proporcional ao **ruído quântico padrão da luz** (SQL), também conhecido como ruído de *shot-noise* [35, 18]. A soma dos sinais, por sua vez, fornece um sinal proporcional ao ruído de amplitude do feixe completo. Como tanto o sinal de subtração quanto o de soma foram adquiridos através da mesma eletrônica, os ganhos eletrônicos e de transduções são os mesmos, fazendo com que, ao dividirmos o sinal de soma pelo de subtração, este fique normalizado pelo ruído quântico padrão.

- **Soma** dos dados DC entre pares de detectores de cada feixe:

$$\begin{aligned}
V_{+,k}(t) &= V_{1,k}(t) + V_{2,k}(t), \\
e_{+,k}(t) &= e_{1,k}(t) + e_{2,k}(t), \quad \text{para } k = \{s, i, p\}.
\end{aligned} \tag{4.2}$$

- Partição dos 450 mil pontos em conjuntos para o cálculo estatística. Em geral, cada partição possui 1000 pontos, o que resulta em 450 pontos de medida para cada detector.
- Cálculo de estatísticas. Variância e média para os resultados HF, e média para os resultados DC:

$$\begin{aligned}
\Delta V_{+,k}^2 &= \text{Var}[\delta V_{+,k}(t)], \\
\Delta V_{-,k}^2 &= \text{Var}[\delta V_{-,k}(t)], \\
\Delta e_k^2 &= \text{Var}[\delta e_{+,k}(t)] = \text{Var}[\delta e_{-,k}(t)],
\end{aligned} \tag{4.3}$$

e

$$\begin{aligned}
\langle V_{+,k} \rangle &= \text{Mean}[\delta V_{+,k}(t)], \\
\langle \delta e_k \rangle &= \text{Mean}[\delta e_{+,k}(t)], \quad \text{para } k = \{s, i, p\}.
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Este último cálculo só é necessário quando o estado de ruído em análise é deslocado em relação ao vácuo através de modulação e, portanto, quando há interesse tanto nas variâncias quanto nos valores médios das quadraturas.

- No caso em que o ruído de mais de um feixe está sendo analisado, a covariância entre os ruídos dos feixes também é calculada:

$$\text{Cov}[A, B] = \text{Mean}[AB] - \text{Mean}[A] \text{Mean}[B]. \tag{4.5}$$

- Aqui, dependendo do estado e do tipo de análise desejados, teremos diferentes procedimentos. Para uma medida de compressão de **ruído de amplitude entre dois feixes**, é feito o cálculo das variâncias das quadraturas **soma e subtração** entre os feixes através das as identidades

$$\Delta(A \pm B)^2 = \Delta A^2 + \Delta B^2 \pm 2\text{Cov}[A, B].$$

Utilizando nossa notação, tem-se

$$\Delta p_{\pm,j,k}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_{+,j}^2 - \Delta e_j^2}{\Delta V_{-,j}^2 - \Delta e_j^2} + \frac{\Delta V_{+,k}^2 - \Delta e_k^2}{\Delta V_{-,k}^2 - \Delta e_k^2} \right) \pm \frac{\text{Cov}[\delta V_{+,j}, \delta V_{+,k}]}{\sqrt{(\Delta V_{-,j}^2 - \Delta e_j^2)(\Delta V_{-,k}^2 - \Delta e_k^2)}}, \tag{4.6}$$

para $\{j, k\} = \{s, i, p\}$, onde já foram realizadas a subtração das variâncias relativas a ruído eletrônico e a normalização pelo *shot-noise*.

Feixes distintos podem apresentar correlações e anticorrelações. Correlações são equivalentes à compressão de ruído numa quadratura subtração, enquanto que anticorrelações são equivalentes à compressão de ruído numa quadratura soma.

Ao medirmos a quadratura de subtração de amplitudes para os feixes sinal e complementar, nosso melhor resultado foi de -3.6 dB de compressão de ruído ($S_{p-} = 0.44$).

Para que a análise seja validada, um teste de **calibração de shot-noise** precisa ser realizado. Neste teste, os sinais HF e DC que chegam nos detectores são adquiridos

conforme várias potências luminosas são direcionadas para os detectores. Com este teste, é possível:

- Verificar a eficiência quântica dos detectores, garantindo que toda a intensidade dos feixes está atingindo a área de detecção do fotodiodo;
- Verificar que o ruído HF medido possui origens ópticas. Conforme a atenuação aumenta, as variâncias da subtração dos sinais (*shot-noise*) devem diminuir linearmente (Vide 4.7).
- Obter uma relação de ganhos HF entre os detectores de cada par, com vistas a corrigir as discrepâncias na análise.

Figura 4.7: Ruído da quadratura subtração de amplitudes dos feixes gêmeos, em função da transmissão permitida aos feixes para o sistema de detecção. $T = 21^\circ C$, $\sigma = 1.35$, $S_{p-}(T = 100\%) = 0.49(-3.1 \text{ dB})$. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*.)

Na sequência foram feitas medidas através da técnica de rotação da elipse de ruído.

4.2.4.2 Rotação da Elipse de Ruído

Uma medida completa do estado quântico dos campos exige que obtenhamos informação sobre quadratura fase do campo eletromagnético. Como já mencionado na seção 2.1.4, os fotodetectores acessam apenas a informação de amplitude. Dessa forma, um processo interferométrico é necessário para converter informação de fase em amplitude que então pode ser medida. Uma técnica comumente utilizada para acessar a quadratura fase é a detecção homodina [60, 61]. Esta técnica, no entanto, requer um oscilador local óptico como referência de fase. Como nosso OPO opera em modo não-degenerado, a necessidade de diversos osciladores locais, cada um com a mesma frequência de um dos feixes gêmeos, torna-se um problema. Uma solução alternativa, utilizada extensivamente por nosso laboratório, é a técnica de rotação da elipse de ruído, detecção com cavidades ópticas ou ainda, tomografia autohomodina [62, 63, 64, 29, 27, 65].

(a) Dados de transmissão de uma cavidade coletados durante o tempo de aquisição.

(b) Tempos de aquisição transformados para dessintonia relativa à largura de banda da cavidade.

Figura 4.8: **Transformação do tempo de aquisição em dessintonia relativa à largura de banda.**

A teoria fundamental de cavidades ópticas e rotação de elipse foi apresentada nas seções 2.3 e 2.3.1, como passo necessário para a compreensão do uso de cavidades ópticas no protocolo de teletransporte. Na sequência, descreve-se o uso de cavidades ópticas para a caracterização de estados quânticos da luz. Detalhes podem ser encontrados nas referências [29, 27, 65].

Análise dos Dados Uma medida de rotação de elipse envolve exatamente os mesmos passos descritos no processo de aquisição da seção 4.2.4.1, com uma pequena alteração. No processo de medida de ruído de amplitude, o estado que chega nos detectores é sempre o mesmo. Na detecção por rotação de elipse, cavidades ópticas posicionadas entre os feixes e seus detectores são varridas simultaneamente. Dessa forma, **as elipses de ruído dos campos são rodadas** enquanto os dados são adquiridos. Quando a cavidade é devidamente configurada, conversão completa de ruído de fase em amplitude ocorre em 4 momentos da varredura, permitindo a reconstrução completa dos estados dos campos.

A partir da aquisição dos dados, o seguinte processo de análise é levado a cabo.

- Sobre os dados dos valores médios da soma dos sinais DCs (ou das transmissões das cavidades), uma curva lorentziana é ajustada para se obter a largura de banda temporal e o tempo de ressonância das cavidades relativos à medida em questão. As escalas temporais são então normalizadas para refletir a dessintonia em unidades de largura de banda das cavidades. Na figura 4.8 observa-se o efeito da transformação, como uma etapa preparatória para poder ajustar os dados, expressos em função do tempo de aquisição, com uma curva em função da dessintonia relativa à largura de banda, Δ (Eq. 2.88).

- Sobre os dados de variâncias de cada feixe, e covariância de cada combinação de pares

possíveis, curvas teóricas são ajustadas, fornecendo os parâmetros que preencherão matriz de covariância do estado formado pelos feixes.

- Havendo justificativas para afirmar que o estado é gaussiano [66], a função de Wigner do estado pode ser reconstruída a partir da matriz de covariância [53], e a descrição do estado está completa.

No caso de investigação de estados gaussianos, as matrizes de covariância do estado (ou de algumas de suas partições), podem ser utilizadas em quantificadores para avaliar a força do emaranhamento. Para o caso bipartite, utilizamos o **critério de Duan**[43, 67] ($\Delta^2 p_- + \Delta^2 q_+ < 2$) e para emaranhamento tripartite, utilizamos uma das **desigualdades de van Loock-Furusawa**[47], ($\Delta p_-^2 + \Delta(q_+ - \alpha q_0)^2 < 2$), conforme brevemente citado na seção 2.4.2.

Na caracterização do TROPO 5, várias medidas foram feitas em diversas temperaturas e em duas condições de operação do OPO. Nas figuras 4.9a e 4.9b tem-se os resultados destas medidas.

Figura 4.9: **Caracterização do Emaranhamento do TROPO 5.** (a) Resultados das medidas de emaranhamento quando avaliados sob o critério de Duan. (b) Resultados das medidas de emaranhamento quando avaliados sob o critério de van Loock-Furusawa. As medidas foram realizadas com o OPO operando em duas temperaturas, 17 °C e 2 °C, e para várias potências de bombeio. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*.)

Como um exemplo de como uma medida envolvendo a técnica de rotação da elipse de ruído, tem-se na figura 4.10 um gráfico mostrando o resultado de nossa melhor medida até aquele momento. No caso do melhor resultado obtido, ilustrado na figura 4.10, obtivemos os seguintes valores para as variâncias relevantes: $S_{p_-} = 0.45 \pm 0.03$ (-3.47 dB), $S_{q_+} = 0.84 \pm 0.10$ (-0.74 dB), resultando em um valor para o critério de Duan de $\Delta p_-^2 + \Delta q_+^2 = 1.29 \pm 0.10$ (-2.04 dB). Ao utilizarmos a informação de fase do bombeio para otimizar a compressão do ruído, obtivemos para o critério de van Loock-Furusawa $\Delta p_-^2 + \Delta(q_+ - \alpha q_0)^2 = 1.27 \pm 0.10$, com o parâmetro ajustado $\alpha = 0.15 \pm 0.05$. Isso

Figura 4.10: **Resultados experimentais de uma medida de rotação de elipse de ruído.** **Amarelo:** Soma dos ruídos dos feixes sinal e complementar, (S_+). **Azul:** Subtração dos ruídos dos feixes sinal e complementar, (S_-). **Verde:** Ruído composto entre os três feixes, sinal complementar e bombeio, utilizado para avaliar o critério de van Loock-Furusawa. As linhas contínuas representam as curvas ajustadas para a obtenção dos parâmetros desejados. As condições de medida foram: Potência de bombeio 5% acima do limiar de operação; Cristal a 2°C de temperatura; Atmosfera de ar sintético a 1 atm de pressão. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*; b.w.u.: Unidades de largura de banda da cavidade de análise.)

demonstra que nas condições em que foi feita a medida, a informação do bombeio não confere ganhos significativos.

Com este resultado para o critério de Duan, um resultado há muito aguardado, consideramos a produção de emaranhamento suficiente, e passamos a focar nos outros elementos necessários ao protocolo de teletransporte.

4.3 Implementação do Protocolo de Teletransporte

Com um desempenho satisfatório alcançado pelo OPO, o restante do sistema pode receber nossa atenção definitiva. Na figura da página 46 mostra-se um esquema detalhado do protocolo de teleportação, como inicialmente concebido. Conforme o desenvolvimento do projeto foi avançando, algumas alterações foram implementadas.

4.3.1 Detalhes da Montagem

A primeira alteração foi a retirada a cavidade de Bob do projeto (Figura 4.11). O objetivo foi diminuir o número de cavidades necessárias, diminuir o número de sistemas de travamento e simplificar a operação. O conjunto EOM PM025 mais a cavidade foi substituída por um LM0202, capaz de modular amplitude quando devidamente instalado. Uma desvantagem do LM0202 é que ele produz mais perdas ópticas do que o PM25, mas avaliámos que a mudança seria positiva ainda assim. As outras cavidades ópticas já haviam sido montadas anteriormente e estavam posicionadas em lugares apropriados. Após o

Figura 4.11: **Alteração do projeto para simplificar operação.** Sai uma cavidade e um modulador de fase e entra um modulador de amplitude para Bob. (DET - Detector; PBS - Divisor de Feixes Polarizador; AC - Cavidade de Análise; AM - Modulador de Amplitude; PM - Modulador de Fase.)

estabelecimento do alinhamento óptico entre cada elemento do sistema, foram realizados os acordos de modo dos feixes às cavidades ópticas.

Divisor de Feixes de Alice Para a realização da medida conjunta em Alice, é necessária a combinação de dois feixes em um cubo divisor de feixes não polarizado (BS). Após alguns testes com os elementos disponíveis no laboratório, chegamos à conclusão que estes estavam em mau estado. Manchas eram visíveis no cimento interno dos cubos, e as perdas ópticas se mostraram importantes ($\sim 2.5\%$) e os desbalanceios também foram relevantes (6-10%). Decidimos implementar um sistema alternativo. Através do uso de dois cubos polarizadores e de uma lâmina de meia-onda, é possível obter o comportamento de um único divisor de feixes. Apesar do aumento do número de superfícies que poderiam causar perdas, os cubos polarizadores disponíveis no laboratório estavam em melhores condições. Apesar do fato das perdas totais terem aumentado ($\sim 3.4\%$), a montagem foi mantida dado, o benefício adicional de permitir o balanceamento preciso através da lâmina de onda.

Eletrônica de Travamento Na medida em que os caminhos ópticos foram sendo concluídos, procedeu-se à instalação dos sistemas de travamento eletrônico. Estes sistemas são circuitos de retroalimentação negativa e são imprescindíveis para o funcionamento da maioria das cavidades ópticas do projeto. Todo sistema de controle por retroalimentação negativa precisa de um sinal, em geral, elétrico que seja proporcional ao desvio do sistema do seu estado desejado, um *signal de erro*. As cavidades que precisam ser travadas em ressonância (Cav. de Filtro, OPO, Cav. Separação) necessitam de um esquema especial para a geração do sinal de erro, uma vez que o sinal das cavidades, sem nenhuma transformação, é simétrico com relação à dessintonia. Utilizamos as técnicas de PDH[57, 68] (Cavidade de Filtro), Dither-Locking[57, 68] (OPO) e Hänsch-Couillaud[69] (Cav. Separação). Para sistemas travados à meia altura, o próprio sinal de transmissão serve como sinal de erro, devendo apenas passar por um circuito subtrator para descontar um *offset* proporcional ao sinal de entrada. São travados, assim, as cavidades de Alice, Bob, Bombeio e o Interferômetro de Mach-Zehnder.

Após a geração do sinal de erro, um circuito de retroalimentação negativa [70] contendo um amplificador do tipo Proporcional - Integral - Diferencial (PID) transforma o sinal de erro e atua no PZT da cavidade para providenciar estabilização e travamento.

Cavidade de Separação A cavidade que Vitor utiliza para separar as correlações quânticas contidas nas bandas laterais do feixe complementar de sua portadora também precisa estar travada em ressonância. Inicialmente, tentamos utilizar também a técnica de Dither-Locking, mas as modulações inseridas eram propagadas para as etapas seguintes. Em especial o sistema subsequente, o Mach-Zehnder, detectava estas modulações de forma eficiente e irremediável, e por isso a técnica de travamento precisou ser alterada. Em seu lugar, adotamos uma técnica que utiliza a combinação entre as componentes ortogonais de polarização do feixe incidente e sua interação com uma cavidade óptica em anel. Esta interação provoca um efeito no feixe refletido chamado de Hänsch-Couillaud, efeito este que pode ser utilizado para produzir um sinal de erro proporcional à dessintonia da cavidade ao feixe incidente [69]. Para implementar esta técnica de travamento, foi necessário instalar um cubo polarizador adicional na saída da cavidade de separação. Isso foi necessário para impedir que o feixe de entrada, ao incidir sobre o primeiro cubo do conjunto, contaminasse sinal de Hänsch-Couillaud e impedisse o travamento.

Interferômetro de Mach-Zehnder A medida conjunta que Alice precisa realizar acaba por formar um interferômetro do tipo Mach-Zehnder, um dos braços sendo composto pelo feixe do estado de entrada, e o outro pelo feixe complementar refletido pela cavidade de separação. A existência de uma relação de fase bem definida entre os dois feixes é imprescindível para a desejada interferência entre eles, mas implica que esta fase precisa ser controlada para variações dos caminhos ópticos. Isso também é feito através de um sistema de retroalimentação negativa. No caso, um dispositivo piezoelétrico atua sobre um espelho de um dos braços do interferômetro, provocando uma mudança no tamanho do caminho óptico do feixe. Um dos detectores na saída do interferômetro é utilizado para captar o sinal de interferência, que é então alimentado no circuito de travamento. Neste caso nenhuma técnica extra para a geração de sinal de erro é necessária, pois o travamento desejado é na meia altura do sinal senoidal de interferência e, assim, ele próprio serve de sinal de erro.

Cavidade de Análise de Alice Um outro travamento que precisamos efetuar durante uma execução do protocolo de teletransporte é o da cavidade de análise de Alice. Esta cavidade tem por objetivo a rotação da elipse de ruído em um ângulo específico, quando há conversão do ruído de fase do feixe incidente em ruído de amplitude[27, 29]. Como este ângulo é atingido com uma dessintonia não nula, é necessário que o travamento seja na lateral do pico de transmissão da cavidade, e técnicas mais sofisticadas para geração

de sinal de erro não são necessárias.

Cavidade de Vitor A cavidade de Vitor não precisa ser travada durante a execução do protocolo, apenas varrida. No entanto, seu travamento é interessante para a realização de testes e para o ajuste dos parâmetros dos canais clássicos. A técnica utilizada no travamento é a mesma da utilizada na cavidade de Alice.

Construção e Teste da Eletrônica de Aquisição Após alguns estudos da eletrônica de nossos detectores de alta frequência, chegamos à conclusão de que um novo circuito amplificador HF proporcionaria uma melhor razão sinal-ruído. Por isso, foram construídos novos detectores HF, utilizando uma nova geração de amplificadores operacionais mais silenciosos, voltados para a região de radiofrequência. Também foram necessárias a fabricação da eletrônica dos canais clássicos, que permitem o ajuste dos ganhos e da defasagem de cada canal. Esta eletrônica foi feita localmente, sendo que a maior parte do trabalho foi feito pelos técnicos do Instituto, e os ajustes e consertos rápidos foram realizados pelos próprios membros da equipe.

Toda a eletrônica de aquisição foi testada e calibrada, de acordo com procedimentos já estabelecidos. Em particular, o sinal de saída de todos os componentes foram avaliados com um analisador de espectro. Os detectores HF tiveram seus ganhos DC ajustados, e seus ganhos HF intra-pares determinados. Os filtros/amplificadores tiveram suas frequências de de filtro recalibradas.

Após o alinhamento óptico, acordo de modo e instalação dos sistemas de travamento, e a conferência do sistema de aquisição e operação HF, a montagem estava pronta para alguns testes em direção ao teletransporte.

4.3.2 Testes de Modulação

Para avaliar o funcionamento dos Moduladores Eletro-ópticos (EOMs), bem como do sistema de aquisição, realizamos alguns testes de modulação.

4.3.2.1 Modulação por Bob

Neste teste, um gerador de função foi utilizado para inserir um sinal senoidal nos EOMs de Bob, produzindo modulação da fase e amplitude no feixe. Na figura 4.12a a modulação de fase é verificada dado o aumento do ruído justamente nas porções onde ocorre a transformação de ruído de fase em amplitude no processo de rotação da elipse de ruído. Já na figura 4.12b, verifica-se a modulação de amplitude, sendo que há diminuição do ruído nas regiões de conversão de ruído de fase em amplitude, devido a ausência de modulação nesta quadratura.

Figura 4.12: Vitor mede as modulações de fase (a) e amplitude (b) inserida no feixe IR do Diabolo por Bob. Canal 1.1. $P_{Mefisto} = 11 \text{ mW}$; $f_{mod} = 14,97 \text{ MHz}$; $P_{mod} = -21 \text{ dBm}$.

Figura 4.13: Teste de compensação de modulação. Modulação inserida no AOM e compensada no EMO-AM de Bob pelo mesmo sinal.

4.3.2.2 Compensação de Modulação

Para avaliar o funcionamento de apenas uma parte do sistema, decidimos inserir uma modulação de amplitude no Diabolo e avaliar a capacidade do sistema de reverter a modulação inserida. Para inserir a modulação, instalamos um Modulador Acusto-óptico (AOM) no feixe IR do Diabolo. Isso permitiu testar uma boa parte dos componentes do protocolo de teletransporte sem depender do travamento delicado do OPO.

Um teste simples inicial envolveu a inserção de modulação no AOM, para gerar modulação de amplitude e a inserção do mesmo sinal de modulação no EOM-AM de Bob. Com pequenos ajustes do ganho e defasagem permitidos pela eletrônica do canal clássico, foi possível compensar a modulação original, como era esperado. Na figura 4.13 mostramos uma medida rápida desta compensação. Nela é importante notar que é possível reduzir o ruído inserido, restando apenas um pequeno excesso.

Outro teste com avanços maiores sobre o protocolo é o de compensar a modulação inserida pelo AOM não injetando o mesmo sinal no EOM, mas medindo uma parte do feixe modulado com a estrutura de Alice. Esta informação obtida por Alice é então enviada à Bob através dos canais clássicos e, com os ajustes necessários é utilizada por este para operar os EOMs de Bob e compensar a modulação inicial. Na figura 4.14 mostramos os resultados deste teste. Como é possível observar, houve uma redução do

Figura 4.14: Teste de compensação de modulação. Modulação inserida no AOM e compensada pelos sinais medidos por Alice.

ruído adicionado, mas não tão eficiente como a do outro teste. Ainda assim, dado o sucesso parcial, decidimos avançar em direção à realização do protocolo e realizamos um teste do sistema completo, utilizando o OPO e realizando todos os travamentos necessários.

4.3.3 Primeira Execução do Protocolo de Teletransporte

Com todos os sistemas testados e funcionando razoavelmente, realizamos nossa primeira medida do protocolo de teletransporte. Esta foi uma medida preliminar, feita para avaliar o funcionamento de todos os componentes do sistema trabalhando em conjunto. As condições escolhidas foram:

- Razão entre a potência de bombeio e a potência de limiar: $\sigma = 1, 2$;
- Temperatura do cristal: $T = 19 \text{ }^{\circ}\text{C}$;
- Câmara de vácuo em condições atmosféricas;
- Potência do sinal de modulação (quando aplicável): $P_{mod} = -16 \text{ dBm}$.

Utilizamos os mesmos parâmetros dos canais clássicos que foram utilizados para otimizar as compensações das modulações clássicas da seção anterior (4.3.2.2).

Após o alinhamento e balanceamento dos feixes ópticos, um evento de medida corresponde em ligar os integradores dos travamentos um a um, na sequência correta, até obter a condição onde todos os sistemas estão travados adequadamente. Nesse instante, o software de aquisição é disparado e uma medida é realizada.

A medida do estado de entrada produzido por Vitor é realizada utilizando a cavidade de Alice como cavidade de análise para realizar a rotação da elipse de ruído. Neste caso, a lâmina de onda do sistema que forma o BS do Mach-Zehnder é ajustada para maximizar a transmissão para Alice. Uma vez medido o estado de entrada, a lâmina é reajustada para produzir a interferência necessária para a realização do teletransporte.

Nesta primeira realização foram produzidos 3 estados de entrada distintos para serem teletransportados. O estado de vácuo, essencialmente um feixe de entrada com intensidade nula, um estado modulado apenas em fase e um estado modulado apenas em

amplitude. Na figura 4.15 mostramos os resultados experimentais das melhores execuções do teletransporte destes três estados. Como é possível observar nos gráficos dos dados experimentais, foi possível obter uma certa semelhança de forma entre os estados de entrada e de saída, embora estejamos longe da perfeição. Em particular, o processo provocou um aumento razoável do ruído e uma assimetria indesejada no resultado do teletransporte dos estados de entrada que requereram modulação. Acreditamos que esta assimetria pode ser fruto de um travamento impreciso da cavidade de separação, fazendo com que as bandas laterais sejam refletidas de forma assimétrica. O excesso de ruído nos estados de saída foi atribuído, essencialmente, ao ajuste inadequado dos parâmetros para os canais clássicos, visto que foram utilizados os mesmos parâmetros do experimento anterior. Já era esperado que, numa próxima rodada de medidas, seria necessário ajustar os ganhos e fases dos canais clássicos com mais cuidado. Através de uma análise teórica preliminar calculamos as fidelidades destas execuções do protocolo. Seus valores se encontram na tabela 4.3.

Nessa primeira execução do protocolo, não haviam grandes expectativas de alcance de altas fidelidades. Como teste preliminar estas medidas foram bem sucedidas. Elas demonstraram o funcionamento simultâneo de todos os travamentos, permitiram dar uma ideia inicial dos procedimentos envolvidos em uma medida de teletransporte, além de servirem para esclarecer quais otimizações seriam necessárias. Notamos que precisávamos otimizar o travamento da cavidade de separação para ser mais resistente a flutuações de intensidade e realinhar a cavidade de Vitor, com o objetivo de reduzir do efeito de Hänsch-Couillaud.

Estado de Entrada	Fidelidade
AM	13%
PM	13%
Vácuo	29%

Tabela 4.3: Valores preliminares calculados para as fidelidades dos estados de entrada produzidos.

Concluimos que é necessário abaixar a temperatura do cristal do OPO para melhorar nossas chances de atingirmos os *benchmarks* de fidelidade. O grande marco que esta medida representou foi que o sistema está completo e o protocolo é passível de ser executado com todos os seus travamentos.

4.3.4 Otimizações no Sistema

4.3.4.1 Diminuição das Perdas Ópticas

Com as alterações, novas fontes de perdas foram introduzidas, o que necessariamente degrada as correlações quânticas. Para avaliar as alterações necessárias e otimizar a fidelidade, novas medidas de compressão de ruído de amplitude e emaranhamento foram realizadas. Medimos $S_{p-} = 0.068$ (-1.6dB), para compressão de ruído de subtração de

Figura 4.15: Dados experimentais da primeira execução do protocolo de teletransporte.

amplitudes. Para medida com rotação de elipse, obtivemos $S_{p-} = 0.63$ (-2.0 dB), e $S_{q+} = 1.04$ (0.17 dB), o que nos fornece um valor para o critério de Duan de $\Delta p_-^2 + \Delta q_+^2 = 1.67$ (-0.8 dB). As condições de medida foram ($T_{\text{crystal}} = 5^\circ\text{C}$, $\sigma = 1.1$, $P_{th} = 42$ mW). Como não alcançamos compressão de ruído de fase, o emaranhamento não fica caracterizado completamente, mesmo que tenhamos conseguido violar Duan.

Avaliamos os resultados com relação à previsão teórica do OPO, para saber se o problema está nas perdas dentro ou fora dele, e notamos que as perdas externas eram mais importantes. Foram medidas as transmissões de todos os elementos ópticos após o OPO. Observamos que uma lâmina de meia onda estava com perdas de aproximadamente 40%, devendo ser a grande responsável pela degradação do emaranhamento. O sistema passou por uma limpeza cuidadosa, realinhamento, correção de polarização e troca da lâmina de onda com problema.

As perdas medidas para Alice e Bob ficaram em 46% e 48% respectivamente, incluindo as perdas devido à ineficiência quântica dos detectores e as perdas pela interrupção das cavidades. Novas medidas de compressão de ruído foram realizadas. Com todas as cavidades interrompidas obtivemos $S_{p-} = 0.60$ (-2.3 dB), o que corresponde a perdas de 52%. Somente com a cavidade de separação interrompida, a compressão ficou em $S_{p-} = 0.60$ (-2.4 dB), que equivale a perdas totais de 50%, e com a cavidade de separação travada em ressonância, tivemos $S_{p-} = 0.80$ (-0.99 dB) (Perdas de 76%). Este comprometimento da compressão de ruído, indicava que alguma mudança precisava ser feita na cavidade de separação. Observando as imagens dos dados, notamos a provável causa do comprometimento do squeezing causado pela cavidade de separação (Fig. 4.16). O ruído medido em Alice com a cavidade de separação travada fica bastante diminuído. Isto deve ter sido provocado pela forte atenuação da portadora causada pela cavidade de separação. Este fato isolado não seria um problema, uma vez que as flutuações são normalizadas pelo *shot-noise*. A questão é que elas ficam muito próximas do ruído eletrônico, o que compromete a qualidade da informação obtida. Dessa forma tínhamos um dilema. Uma cavidade de separação com uma largura da banda muito estreita provoca uma atenuação exagerada da portadora. Uma largura de banda maior permitiria uma maior reflexão da portadora, mas também aumentaria a atenuação na frequência de análise.

4.3.4.2 Retirada da Cavidade de Separação

A solução para o problema foi a substituição da cavidade de separação por um espelho $R=99\%$. A portadora e as bandas laterais seriam quase que totalmente refletidas, implicando poucas perdas. Ao mesmo tempo, a portadora transmitida ainda é suficiente para que seja modulada para a produção do estado de entrada. Ela conterà um pouco das flutuações das bandas laterais, o que torna a solução menos elegante. Ainda assim, estas flutuações serão atenuadas em três ordem de grandeza nas variâncias, de modo que sua contribuição para o estado de entrada gerado por Vitor pode ser desprezada. Por fim, uma

Figura 4.16: **Dados brutos de uma medida de compressão de ruído com a cavidade de separação travada.** O travamento da cavidade de separação faz com que ruído de Alice fique muito menor do que o ruído de Bob e também muito próximo do ruído eletrônico (dark).

Figura 4.17: **Retirada da Cavidade de Separação.** A estrutura da cavidade e o espelho de entrada da cavidade de separação foram mantidos em seu lugar, mas o espelho de saída foi trocado por uma janela óptica plana. O caminho óptico da cavidade foi interrompido para evitar qualquer efeito de interferência remanescente. (DET - Detector; BS - Divisor de Feixes; PBS - Divisor de Feixes Polarizador; FC - Cavidade de Filtro.)

outra vantagem da solução é a de que ela é de fácil implementação. Basta reaproveitar o espelho de entrada da cavidade, que possui $T = 1\%$, substituir o espelho de saída da cavidade de separação por uma janela ótica e interromper a cavidade para evitar qualquer efeito de cavidade restante. Na figura 4.17 detalha-se como fica o esquema do protocolo com a retirada da cavidade de separação.

Medida de Emaranhamento Tripartite Após a retirada da cavidade de separação, novas medidas de emaranhamento com rotação de elipse foram realizadas com os três feixes. Nosso melhor resultado foi para $\sigma = 1.2$, à $T_{cristal} = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, onde obtivemos $S_{p-} = 0.63$ (-2.0 dB) e $S_{q+} = 0.85$ (-0.7 dB). Ao calcular os critérios de emaranhamento bi e tripartite, temos $\Delta p_-^2 + \Delta q_+^2 = 1.5$ (-1.3 dB) para Duan e $\Delta p_-^2 + \Delta (q_+ - \alpha q_0)^2 = 1.1$

, com $\alpha = 0.38$. Com as perdas sob controle, passamos a realização do teletransporte quântico mais simples possível em nosso sistema, quando o estado de entrada é o estado de vácuo.

4.3.5 Teletransporte do Vácuo

Teletransportar um estado de vácuo consiste em bloquear fisicamente o feixe de luz transmitido pelo espelho de entrada do interferômetro de Mach-Zehnder, e executar o protocolo nesta condição. Apesar de soar trivial, esse teste provê um diagnóstico mais fácil do funcionamento do sistema com relação às variâncias do estado de saída. Uma simplicidade adicional desta configuração é que ela não requer o travamento do interferômetro de Mach-Zehnder.

Através de um analisador de espectro, observamos cada quadratura separadamente na região espectral em torno da frequência de análise. Com a cavidade de Vitor **fora de ressonância**, medíamos a **quadratura amplitude**. Com ela **travada à meia altura**, medíamos a **quadratura fase**. As saídas HF dos dois detectores de Vitor após os filtros-amplificadores eram subtraídas eletronicamente para a medida de *shot-noise*, nosso padrão de intensidade de ruído. A soma eletrônica dos dois detectores fornecia o sinal que desejávamos medir. Após o ajuste dos parâmetros ganho e defasagem, do canal clássico em questão, observávamos os ruídos com ou sem a operação de Bob em seu feixe.

O funcionamento do teletransporte do vácuo pode ser compreendido da seguinte forma. O estado de vácuo, um estado coerente, possui ruído de quadraturas igual ao nível de *shot-noise* associado à flutuação de amplitude de um feixe coerente. Um teletransporte perfeito forneceria na saída também um estado coerente. Teoricamente, um resultado perfeito depende de compressões de ruído **infinitas** em ambas as quadraturas, sendo, portanto, fisicamente impossível. Caso tivéssemos este recurso disponível, ao medirmos o ruído de um só feixe, no caso, o feixe que Bob recebe, teríamos ruído infinito. Com Bob operando neste feixe com a informação de Alice, o ruído do estado de saída seria trazido para o mínimo possível, o *shot-noise*, e o teletransporte teria sido realizado com fidelidade de 100%. Portanto, um dos efeitos de um protocolo de teletransporte bem sucedido é a redução do ruído das quadraturas do feixe gêmeo que Bob recebe através da informação que ele recebe de Alice. Quanto maior o emaranhamento, maior é o ruído do feixe não corrigido, mas também, mais perto do *shot-noise* fica o ruído quando Bob faz a correção.

Havendo a possibilidade apenas de compressões de ruído **finitas**, a assinatura do teletransporte é a redução de ruído medido quando a informação clássica de Alice fica disponível para Bob, supondo que os parâmetros do canal clássico estão devidamente ajustados.

Num primeiro momento, o teletransporte do vácuo foi realizado separadamente para cada quadratura. Enquanto um canal clássico era ajustado, o outro permanecia desligado.

Figura 4.18: **Teletransporte de Vácuo - Quadratura Amplitude.** Azul: *Shot-noise*. Amarelo: Ruído de saída (Vitor) com o feixe de Alice para os detectores de amplitude interrompido. Verde: Ruído de saída (Vitor) com o feixe de Alice liberado. A redução deste ruído implica que a informação que o EOM de Bob está aplicando no feixe aumentou a fidelidade do estado de saída em função do estado de entrada (vácuo). Detalhes da medida: $\sigma = 1.2$, $T_{\text{cristal}} = 0^\circ C$.

Figura 4.19: **Teletransporte de Vácuo - Quadratura Fase.** Azul: *Shot-noise*. Amarelo: Ruído de saída (Vitor) com o feixe de Alice para os detectores de fase interrompido. Verde: Ruído de saída (Vitor) com o feixe de Alice liberado. A redução deste ruído implica que a informação que o EOM de Bob está aplicando no feixe aumentou a fidelidade do estado de saída em função do estado de entrada (vácuo). Detalhes da medida: $\sigma = 1.2$, $T_{\text{cristal}} = 0^\circ C$.

Na figura 4.18, mostramos o resultado para nosso melhor resultado de teletransporte da quadratura amplitude do vácuo.

O mesmo procedimento foi realizado para o ajuste dos parâmetros do canal de fase. Com a cavidade de Alice travada em meia altura, medindo informação de fase, portanto, esta informação era enviada para Bob. Bob operava na quadratura fase de seu feixe, reduzindo seu ruído. A cavidade de Vitor, também travada à meia altura, media o ruído de fase para verificar se haveria diminuição do ruído. O resultado após a otimização do ganho e defasagem do canal clássico é mostrado na figura 4.18.

Para cada traço de cada quadratura, tiramos a média dos dados dentro da largura de banda que será utilizada na aquisição (600 kHz), e calculamos a diferença entre o estado de saída e o *shot-noise*. Para a amplitude, estado de saída ficou com 1.32 dB acima do *shot-noise* e para a fase, 1.71 dB. Se estes valores tivessem sido adquiridos simultaneamente, o valor da fidelidade para o teletransporte do estado de vácuo ficaria em 83%, o que

é excelente, visto que fica acima do limite de não-clonagem. Este valor de fidelidade representa um parâmetro para a fidelidade possível em nossa montagem. Ela não reflete uma execução bem sucedida do protocolo, por dois motivos principais: primeiro, por que o teletransporte exige redução de ruído nas duas quadraturas simultaneamente; segundo, porque o estado de vácuo é um estado trivial, e não representa um teste verdadeiro para o protocolo. Caso, no lugar dos feixes gêmeos, colocássemos dois feixes coerentes, poderíamos conseguir uma fidelidade ainda maior, sem nenhuma modulação em Bob. Virtualmente, poderíamos alcançar, inclusive, fidelidade unitária. O verdadeiro teste do teletransporte envolve a geração, medida e teleportação de estados (coerentes ou térmicos) deslocados, ou seja, estados gaussianos com valor médio de fótons diferente de zero.

Em seguida explicaremos as alterações na eletrônica que foram necessárias para a medida deste tipo de estados.

4.3.5.1 Alteração da Eletrônica HF para Medida dos Valores Médios

Durante as medidas de teletransporte do vácuo, percebemos que os canais clássicos deixavam de funcionar corretamente em certas circunstâncias. Investigando o problema, notamos que dependendo da potência luminosa utilizada, a eletrônica dos canais clássicos saturava com ruído de frequência abaixo da frequência de análise. Para evitar essa saturação, colocamos capacitores em linha na entrada e saída dos circuitos dos filtros/amplificadores, fazendo com que as frequências mais baixas fossem filtradas. Isso resolveu o problema e foi feito para todos os filtros/amplificadores, inclusive Vitor, para garantir ganhos equivalentes entre os canais de medida do estado de entrada e saída.

Na mesma ocasião, em outra parte do sistema de aquisição, capacitores que estavam em linha precisaram ser retirados. Para medirmos o **valor médio** dos estados modulados nos feixes em 15 MHz , era necessário ter acesso as frequências baixas **após** a demodulação. Nas medidas de ruído quântico feitas em nosso laboratório até aqui, os demoduladores possuíam capacitores em linha como filtros passa-alta, filtrando em 10 kHz . A vantagem deste filtro em baixa frequência era que o sistema ficava mais robusto às alterações ambientais. É comum que os cabos captem por efeito antena o sinal de referência, que possui uma potência relativamente alta. Caso devido a este efeito os sinais na entrada dos demoduladores tenham alguma componente espúria proporcional ao sinal de referência, teremos um sinal DC espúrio na saída do demodulador, cuja amplitude é sensível à posição dos cabos. Ao se colocar capacitores em série no percurso do sinal dentro do demodulador, este sinal DC é filtrado e os sinais sempre oscilam em torno do zero. Esta faixa eliminada é insignificante comparada com a largura de banda de medida (600 kHz), e não compromete o acesso à informação desejada. Além disso, como os valores médios presentes nas bandas laterais são nulos por definição, apenas o cálculo das variâncias era necessário.

No caso de caracterização dos estados de entrada e saída do teletransporte, estamos

(a) Teletransporte vácuo, Modulação de Fase, Medindo Fase. Traço rosa: com a atuação de Bob, Linha Azul: sem atuação de Bob, Linha verde: *Shot-noise*.

(b) Teletransporte vácuo, Modulação de Fase E Amplitude, Medindo Fase. Traço rosa: com a atuação de Bob só em fase, Linha Azul: com a atuação de Bob em fase e amplitude.

Figura 4.20: **O modulador de amplitude não modula só amplitude, mas também fase.**

interessados não só nas variâncias mas também nos valores médios relativo aos deslocamentos que produzimos no estado de entrada, e que queremos produzir e medir no estado de saída. Essa informação é encontrada em baixa frequência, após a demodulação. Por isso, os capacitores que atuavam como filtro passa alta nos circuitos dos demoduladores de Alice (Amplitude e Fase) e Vitor foram substituídos por curto-circuitos.

Essas alterações no demoduladores e nos filtros-amplificadores tornou necessária uma nova calibração do sistema de aquisição HF, que foi realizada na sequência.

4.3.5.2 Supressão de Ruído da Quadratura Fase - *Feedforward*

Ao realizarmos o teletransporte simultâneo das duas quadraturas fase e amplitude, o seja, com os dois canais clássicos atuando simultaneamente para operar em Bob, não tivemos um bom resultado. Ao modular a amplitude, a fase também acaba sendo modulada e o ruído de fase aumentava muito. Nas figuras 4.20 o efeito é demonstrado.

Como pode-se ver, a modulação de amplitude insere cerca de 3.6 dB de ruído na fase, comprometendo o teletransporte desta quadratura. Para corrigir este efeito, um esquema de *feedforward* foi montado. Neste esquema, o sinal de amplitude, que acaba contaminando a quadratura fase, é dividido antes de entrar no modulador de amplitude. Uma fase de π é inserida no sinal e então este é somado ao sinal enviado ao modulador de fase. O objetivo é que o modulador de fase faça um papel duplo, modular a informação do canal de fase de Alice e corrigir a contaminação que o modulador de amplitude causa na quadratura fase. Para isso, utilizamos provisoriamente o amplificador-defasador designado para o canal clássico do bombeio. Na figura 4.21 tem-se o resultado, mostrando que o *feedforward* foi bem sucedido.

Na sequência, foi realizada uma medida do teletransporte de fase com modulação de

Figura 4.21: **Feedforward**. Em azul, o ruído de fase sem nenhuma modulação. Em amarelo, o ruído de fase com a modulação de amplitude ligada. Em verde, a modulação de amplitude e o *feedforward* ligado.

Figura 4.22: **Teletransporte da quadratura fases do vácuo com Feedforward**. Em azul tem-se o *shot-noise* do ruído de fase. Em amarelo sem a correção de Bob. Em verde, o ruído de fase é atenuado, com Bob modulando fase, amplitude e o *feedforward* ligado.

amplitude ligada. A figura 4.22 mostra o resultado.

4.3.6 Teletransporte de Vácuo - Primeira Medida de Quadratura Simultânea

Refizemos as medidas em separado, mas com todos os sistemas ligados (Figura 4.23). O melhor valor de fidelidade nesta rodada foi $F_{1CS} = 77\%$ ($S_p = 1.43$, $S_q = 1.78$). Em nossa primeira medida completa de teletransporte do vácuo, Bob utilizou os dois canais clássicos para modular em ambas as quadraturas, o *feedforward* estava funcionando e Vitor mediu o estado de saída com a técnica de rotação de elipse. Na figura 4.24 tem-se a imagem do resultado. Obtivemos uma fidelidade de $F_{1CS} = 63\%$, ($S_p = 1.64$, $S_q = 2.75$). Apesar de uma fidelidade alta, a redução de ruído de fase ainda não foi considerada suficiente.

Aqui é preciso ressaltar que estes resultados de fidelidade **não** significam sucesso na superação dos *benchmarks* como descritos na seção 3.2.1. Isso porque eles se aplicam apenas quando o conjunto de estados disponíveis para Vitor teletransportar é o conjunto de todos os estados coerentes. No teletransporte do estado de vácuo este conjunto contém

Figura 4.23: **Teletransporte Vácuo. Medida em separado com todos os sistemas ligados.**

Figura 4.24: **Teletransporte de ambas as quadraturas simultaneamente.** Ambos os canais clássicos foram postos em operação e a medida simultânea das duas quadraturas foi feita com a técnica de rotação de elipse. Amarelo: Execução do protocolo sem o envio de informação pelos canais clássicos. Verde: Execução do protocolo com o envio de informação pelos canais clássicos. Detalhes da medida: $\sigma = \frac{55 \text{ mW}}{51 \text{ mW}} = 1.08$, $T_{\text{cristal}} = 2^\circ\text{C}$. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*; b.w.u.: unidades de largura de banda.)

apenas este estado, e os critérios não se aplicam. Precisamos desenvolver nossa capacidade de gerar e medir estados com valor médio não nulo para então comparar os resultados de fidelidade com estes critérios.

4.3.6.1 Bob ganha uma cavidade

Na busca por melhorar um pouco mais a porção da fidelidade relativa às variâncias, decidimos reverter para o protocolo original, onde Bob possui uma cavidade de análise para operar na quadratura amplitude. Isso elimina a necessidade do *feedforward*, já que utilizamos dois moduladores de fase PM25, que pareceram não afetar a quadratura oposta como os moduladores LM0202.

Nesta nova configuração, o modulador de fase de Bob, o PM25, foi mantido, e a etapa de modulação de amplitude, antes composta por um modulador de polarização (LM0202) mais um PBS, foi substituída por uma cavidade de análise e um PM25. A figura 4.25 ilustra a mudança. Um modulador de fase antes da cavidade de Bob insere a informa-

ção do canal clássico de fase recebida de Alice. A cavidade inverte as quadraturas, e a informação de fase, que antes estava localizada na quadratura fase, agora está localizada na quadratura amplitude. Da mesma forma, a informação de amplitude, que antes da cavidade estava localizada na quadratura amplitude, após a cavidade fica localizada na quadratura fase. Um outro modulador de fase atua sobre esta quadratura fase inserindo a informação do canal clássico de amplitude. É importante notar que, com a cavidade, Bob sempre entregará na saída o mesmo estado a menos de uma rotação global de $\frac{\pi}{2}$.

Figura 4.25: **Bob ganha uma cavidade.** (DET - Detector; AC - Cavidade de Análise; PC - Controle de Fase; PM - Modulador de Fase.)

4.3.6.2 Esclarecendo a Nomenclatura

Nesta altura, um grande esforço é necessário para evitar confusão entre os termos, pois as mesmas palavras, **fase** e **amplitude**, podem se referir a diferentes elementos do protocolo. Para melhor esclarecer os termos e evitar confusão, passa-se agora a descrever os usos distintos dos termos “fase” e “amplitude”.

Quadraturas do Campo Eletromagnético Fase e amplitude são duas quadraturas do campo eletromagnético. Enquanto que a quadratura amplitude é mensurável diretamente com fotodetectores, a quadratura fase necessita de um processo interferométrico. Se partirmos de uma quadratura generalizada do campo eletromagnético, a **quadratura amplitude** é aquela cuja fase relativa à portadora é nula, enquanto que para a **quadratura fase**, esta fase é $\frac{\pi}{2}$ (Sec. 2.1.2). As quadraturas do campo eletromagnético podem ser consideradas como sendo o meio físico sobre o qual a informação quântica é baseada.

Modulação de Quadraturas Quando moduladores atuam sobre os campos, **moduladores de fase** inserem informação clássica sobre a quadratura fase. **Moduladores de amplitude**, idealmente, inserem informação clássica sobre a quadratura amplitude (Sec. 2.1.5) .

Medida de Quadraturas A medida de fase e amplitude também se refere à informação que está contida nas quadraturas do campo eletromagnético que chega ao sistema de medida. Assume-se que este sistema de medida é composto por uma cavidade de análise, dois detectores e sistema de aquisição correspondente. Quando uma cavidade de análise está em varredura, ao entrar e sair de ressonância, o campo

passa por quatro conversões de ruído de fase em amplitude. Quando a cavidade está fora de ressonância, mede-se a **quadratura amplitude** do campo. Quando nossas cavidades de análise estão travadas à meia altura, mede-se a **quadratura fase** do campo (Se. 3.1.3).

Parâmetros da Modulação do Estado de Entrada Ao modularmos em fase e amplitude para a geração do estado de entrada a ser teletransportado, estamos operando sobre o estado do feixe original um operador deslocamento. O estado original, que antes tinha valores médios nulos, agora é deslocado na direção da quadratura fase e/ou da quadratura amplitude. Este deslocamento para cada quadratura é expresso através de um número complexo e, portanto, possui duas variáveis, que, em geral, são expressas como sendo uma amplitude de modulação e uma fase de modulação. A **amplitude de modulação** é proporcional à amplitude do sinal elétrico na frequência de referência, produzido pelo gerador de função e enviado aos moduladores. A **fase de modulação** é, na verdade, uma fase relativa entre o sinal enviado aos moduladores e o sinal de referência utilizado na demodulação (Sec. 2.1.5) .

Valores Médios do Estado Quântico Ao deslocarmos os campos em duas quadraturas, estamos em geral, atuando em dois modos do campo eletromagnético. Dessa forma, quatro grandezas são necessárias para descrever o valor médio dos campos na frequência de análise. Os valores médios do estado de entrada são proporcionais aos parâmetros da modulação inserida pelos moduladores. Os valores médios do estado de saída, quando medidos, devem se assemelhar aos parâmetros do estado de entrada quando tivermos uma alta fidelidade, levando em conta que a cavidade de Bob promove uma inversão entre as quadraturas. Dependendo da base escolhida para descrever o estado, os valores médios podem ser expressos de diversas formas, sempre correspondendo a um **valor médio de fase** e um **valor médio da amplitude** associados aos respectivos modos do campo. Duas bases comuns no texto são a base de modos das bandas inferior e superior e a base das combinações simétrica e antissimétrica das bandas laterais (Equações 2.84 e 2.85).

Canais Clássicos Alice mede simultaneamente as duas quadraturas da combinação em um divisor de feixes do campo do estado de entrada e do campo do feixe gêmeo recebido por Alice. Estas medidas geram dois sinais de informação clássica, um relativo à fase medida por Alice, o **canal clássico de fase (Q)**, outro relativo à amplitude medida por Alice, o **canal clássico de amplitude (P)** (Seção 3.1.4).

Parâmetros dos Canais Clássicos Cada canal clássico possui dois parâmetros eletrônicos que precisam ser ajustados para otimizar o teletransporte. Um **ganho eletrônico**, que altera a amplitude dos sinais clássicos e uma **defasagem eletrônica**,

que corresponde a um atraso no tempo e a uma diferença de fase na frequência de análise dos sinais clássicos (Seção 3.1.4).

Informação Quântica O travamento de uma cavidade de análise em posição de conversão de ruído de fase em amplitude faz com que a informação quântica, que antes estava localizada em uma quadratura, agora esteja localizada na quadratura oposta. Após uma cavidade nesta configuração, a quadratura amplitude do campo eletromagnético possui **informação da quadratura fase** do campo original, e a quadratura fase do campo eletromagnético possui **informação da quadratura amplitude** do campo original (Parágrafos 3.1.4 e 3.1.4).

No decorrer do texto, adotou-se o cuidado necessário para que a distinção entre os diversos conceitos fique clara, senão pela expressão completa dos termos, ao menos pelo contexto.

4.3.6.3 Conferência do Desacoplamento da Modulação de Fase e Amplitude com a Cavidade de Bob

A modulação das quadraturas fase e amplitude foi testada para se ter certeza de que a cavidade de Bob estava de fato permitindo o desacoplamento entre as duas quadraturas. As medidas foram feitas modulando em 15 MHz, na menor potência que o gerador de função fornece, diretamente no EOM anterior à cavidade de Bob.

O EOM PM25 é um modulador de fase e estava localizado antes da cavidade de Bob. Quando queríamos um feixe modulado em fase, mantínhamos a cavidade de Bob fora de ressonância. Quando queríamos um feixe modulado em amplitude, a cavidade de Bob era travada à meia altura, e a modulação de fase passava a ser convertida em modulação de amplitude. Para medir fase, a cavidade de Vitor era travada à meia altura, convertendo a informação de fase em amplitude e permitindo a detecção da informação de fase pelos seus detectores. Quando queríamos medir amplitude, a cavidade de Vitor era deixada fora de ressonância. Na figura 4.26a, tem-se o resultado de modulação de fase. É possível verificar um grande sinal presente na quadratura fase, enquanto que nenhum sinal é detectado na quadratura amplitude, como esperávamos. Na figura 4.26b, observa-se o efeito da modulação de amplitude. Nota-se que um sinal robusto na quadratura amplitude e um sinal insignificante na quadratura fase. A modulação cruzada entre os sinais é inferior a -20 dB, comprovando-se assim o sucesso da inserção da cavidade na montagem de Bob.

4.3.6.4 Medidas com a Cavidade de Bob

Na sequência, realizamos novas medidas de teletransporte do vácuo, agora com a cavidade de Bob instalada. A figura 4.27 mostra os dados experimentais e o ajuste para o melhor

Figura 4.26: Teste da pureza da modulação de fase e amplitude com a cavidade de Bob.

Figura 4.27: **3ª medida simultânea do teletransporte do estado de vácuo.** Os ajustes forneceram $S_p = 2.67$ e $S_q = 1.48$, o que resulta em uma fidelidade de 66%. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*; b.w.u.: Unidades de largura de banda.)

resultado. A fidelidade obtida ficou ligeiramente melhor, passamos de 63% para 66%. Nota-se também a inversão da figura em torno do eixo horizontal, quando comparamos a figura 4.27 com a figura 4.24, devido à inversão de quadraturas que a cavidade de Bob produz. Relativamente satisfeitos com o teletransporte do vácuo, decidimos avançar na direção do teletransporte de um estado deslocado não trivial. Passamos então a estudar a geração e a detecção destes estados, o que envolve a aquisição e a análise de valores médios em HF.

4.3.7 Teletransporte Clássico

No teletransporte clássico, os feixes gêmeos correlacionados gerados pelo OPO são substituídos pelo feixe auxiliar infravermelho produzido pelo Diabolo. O feixe é injetado na porta vazia do PBS que faz a separação entre os feixes sinal e complementar do OPO. Com uma lâmina de meia onda colocada antes deste cubo, é possível balancear os feixes de saída simulando as potências que o OPO entrega para cada feixe. Alinhamento e acordo

de modo foram realizados para que o acoplamento destes feixes fique similar ao dos feixes gêmeos.

Com o uso do Diabolo, não esperamos que, mantidas as operações de Bob, haja redução de ruído, como observado nas seções anteriores. O que esperamos produzir e medir são valores médios não nulos nas quadraturas tanto do estado de entrada quanto no estado de saída. Estes dados podem então ser utilizados para ajustar os ganhos e fases dos canais clássicos, de forma a permitir que a porção da equação para a fidelidade relativa aos valores médios forneça uma boa fidelidade. A principal vantagem do uso do Diabolo como fonte de luz é que ele é muito mais estável do que o OPO enquanto possibilita a produção de estados deslocados da mesma forma.

4.3.7.1 Aquisição e Análise de Valores Médios

Para caracterizar completamente um estado deslocado do campo eletromagnético, além de termos acesso à quadratura fase, precisamos ser capazes de medir e analisar as médias dos sinais HF.

A eletrônica de aquisição e a análise dos dados de uma medida de compressão de ruído já foram descritas na seção 4.2.4.1. Os detalhes adicionais necessários para uma medida e análise de rotação de elipse de estados não deslocados foram descritos na seção 4.2.4.2. Agora, com a necessidade de medida dos valores médios do campo, algumas diferenças são adicionadas à montagem e à análise.

Uma alteração fundamental no sistema de aquisição é a retirada dos capacitores em série com o sinal, conforme já descrito na seção 4.3.5.1. No programa de análise, os novos passos seguintes permitem a determinação das grandezas associadas aos valores médios dos campos:

- Após a partição dos dados, além dos cálculos das variâncias, também é realizado o cálculo das médias para cada partição.
- Após a subtração do valor do ruído eletrônico (*Dark*), essencial após a alteração dos demoduladores, é feita a normalização com a raiz quadrada do valor de *shot-noise*.
- Um ajuste é feito com a equação dos valores médios em função da dessintonia para a obtenção dos parâmetros que caracterizam os valores médios do estado que está sendo medido.

4.3.7.2 Caracterização do Estado de Entrada

Para a caracterização do estado de entrada produzido por Vitor através da técnica de rotação de elipse, utilizamos a cavidade de Alice. O feixe produzido por Vitor é dividido em dois no divisor de feixe balanceado do interferômetro Mach-Zehnder. Uma das portas

Figura 4.28: **Dados Brutos HF Brutos.** Azul: Ruído eletrônico (*Dark*). Amarelo: Sinal HF de um dos detectores de Alice após a demodulação.

(a) **Ajuste dos Valores Médios.** Os resultados do ajuste foram $A_{am} = 8.6$, $\phi_{am} = 5.6$ rad, $A_{pm} = 32$, $A_{pm} = 5.6$ rad.

(b) **Ajuste das Variâncias.** Os resultados do ajuste foram $\alpha = 1.1$ e $\beta = 1.2$. O estado foi produzido sobre um feixe coerente, o Diabolo.

Figura 4.29: **Caracterização de um estado de entrada modulado apenas em fase.** (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*, b.w.u.: Unidades de largura de banda.)

de saída percorre o caminho óptico já estabelecido até a cavidade de Alice. Esta cavidade é então posta em varredura e a eletrônica de aquisição operada para a realização da medida. As figuras 4.28 e 4.29 exibem o resultado da caracterização do estado de entrada quando apenas uma modulação de fase é introduzida.

É importante notar que o feixe do estado de entrada produzido por Vitor é dividido por dois no segundo BS do interferômetro Mach-Zehnder. Assim, as amplitudes medidas por Alice precisam ser compensadas quando forem comparadas às amplitudes do estado de saída medidas por Vitor.

Um detalhe relevante que surgiu no momento da análise dos dados com valores médios foi que alguns picos inesperados surgiram nas variâncias. Notamos que os picos coincidiam as regiões de rápida variação dos dados brutos. Concluímos que as partições para cálculo de variância estavam muito grandes para a rápida variação da amplitude dos dados neste intervalo. A solução foi diminuir o tamanho das partições de 1000 para 100 pontos, o que resolveu o problema.

Figura 4.30: **Ajuste dos Valores Médios para um estado de saída.** (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*, b.w.u.: Unidades de largura de banda.)

4.3.7.3 Caracterização do Estado de Saída

O estado de saída é produzido por Bob e entregue a Vitor que, com sua cavidade para análise e seu sistema de aquisição, faz uma medida de rotação de elipse. Na figura 4.30 mostramos os resultados de uma caracterização de um estado de saída por Vitor. No caso, o estado de entrada já havia sido alterado para modulação de amplitude (com modulação de fase também presente). Infelizmente, durante a medida, um dos canais clássicos estava desligado e a fidelidade do estado de saída produzido ficou totalmente comprometida. Assim mesmo, mostramos o resultado na figura, como demonstração de medida de um estado de saída. Com a continuação do projeto por novos alunos, esperamos obter dados mais consistentes e consolidados.

4.3.7.4 Teletransporte Clássico

Além de estudar a caracterização dos valores médios dos estados de entrada e saída, uma das utilidades do teletransporte com o Diabolo é o ajuste dos parâmetros dos canais clássicos. Ao produzirmos na saída um sinal com o aspecto que corresponda ao estado de entrada, pode-se ter confiança de que os parâmetros dos canais clássicos foram ajustados corretamente. O ajuste pode ser feito na tela de um osciloscópio, o que prescinde uma aquisição e análise dos dados, muito mais demorada e complexa.

Com os canais clássicos devidamente ajustados, é feita uma aquisição completa do protocolo de teletransporte com o feixe coerente do Diabolo, *sem o OPO*, portanto. Chamamos essa execução de *teletransporte clássico* pois, neste caso, os feixes que chegam a Alice e Bob não possuem correlações. Essa aquisição é útil para conferir o ajuste dos canais clássico e também para caracterizar o estado de entrada gerado por Vitor. Nas figuras 4.31 e 4.32 temos um exemplo de medidas e ajustes para uma execução do protocolo desse tipo. Não esperamos obter fidelidades maiores do que 50% quando recursos quânticos não são utilizados. De fato, através dos resultados dos ajustes mostrados na tabela 4.4, calculamos a fidelidade completa e relativa apenas às variâncias, onde obtemos

valores de 48% para ambas.

Figura 4.31: **Teletransporte Clássico - Estado de entrada deslocado - Dados brutos das medidas de Alice.** Azul: ruído eletrônico. Amarelo: sinal HF com luz. A figura mostra os resultados para medidas dos canais clássicos geradas por Alice, durante uma execução do teletransporte *clássico*. Estes sinais fornecem os valores médios que fazem parte da caracterização do estado de entrada. Com relação às variâncias, para cálculos de fidelidade, o estado de entrada pode ser considerado coerente.

Figura 4.32: **Teletransporte Clássico - Estado de saída medido por Vitor.** Ajustes feitos sobre os dados adquiridos por Vitor em uma execução do teletransporte *clássico*, para a quadratura cosseno. Devido à técnica de rotação de elipse, ambas as quadraturas amplitude e fase podem ser medidas. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*; b.w.u.: Unidades de largura de banda.)

4.3.8 Teletransporte Quântico

A única diferença entre o teletransporte quântico para o clássico é o uso do OPO como fonte de luz. Logicamente, dada a instabilidade intrínseca associada, a queda dos travamentos fica muito mais frequente e as operações se tornam muito mais sensíveis.

Como uso do OPO, a expectativa é que com a ausência de operação por Bob, o estado de saída fique muito ruidoso, enquanto que com a presença das operações, o estado de saída deve ter seu ruído diminuído (dado que houve um correto ajuste dos parâmetros dos

	Entrada	Saída
$\langle \hat{P} \rangle$	$-0.5 \sqrt{s.n.u.}$	$-0.5 \sqrt{s.n.u.}$
$\langle \hat{Q} \rangle$	$-10.7 \sqrt{s.n.u.}$	$-10.9 \sqrt{s.n.u.}$
$\alpha = \Delta^2 \hat{P}$	$1 s.n.u.$	$3.6 s.n.u.$
$\beta = \Delta^2 \hat{Q}$	$1 s.n.u.$	$2.7 s.n.u.$

Tabela 4.4: Comparação entre os valores ajustados dos parâmetros que caracterizam os estados de entrada e saída.

canais clássicos). Nas figuras 4.33 e 4.34 têm-se as imagens dos resultados experimentais de uma execução do protocolo quântico para um estado de entrada deslocado. Na tabela 4.5 são mostrados os resultados dos ajustes. No caso, a geração do estado de entrada foi otimizada para modular fase. Estes resultados se comparam aos mostrados na seção 4.3.7.4 acima pois foram realizados aproximadamente nas mesmas condições. Como

Figura 4.33: **Teletransporte Quântico - Estado de entrada deslocado - Dados brutos das medidas de Alice.** **Azul:** ruído eletrônico. **Amarelo:** sinal HF com luz. Como a informação medida por Alice é clássica, os sinais eletrônicos são passíveis de cópia e amplificação. A figura mostra os resultados para medidas dos canais clássicos geradas por Alice, durante uma execução do teletransporte *quântico*. Estes sinais fornecem os valores médios que fazem parte da caracterização do estado de entrada. Já as variâncias destas medidas não são características do estado de entrada, já que sofrem o aumento de ruído devido à medida ser conjunta com um dos feixes gêmeos. Para cálculos de fidelidade, uma primeira aproximação é considerar o estado de entrada como sendo coerente.

pode-se notar, houve uma razoável concordância entre os valores médios. Isso implica que houve um ajuste razoável das fases e do ganho dos canais clássicos, cujo módulo deve estar próximo da unidade. Ao calcularmos o termo da fidelidade relativo às variâncias para estado de entrada coerente, obtemos um valor de 60%. Se levarmos em conta também o termo relativo aos valores médios, a fidelidade cai para 45%. Algumas otimizações ainda serão realizadas na continuidade do projeto para conseguirmos ultrapassar o valor desejado de 50%, em particular a realização do protocolo com resfriamento do cristal do OPO. Isso permitirá uma melhor compressão de ruído na quadratura fase, devido

Figura 4.34: **Teletransporte Quântico - Estado de saída medido por Vitor.** Ajustes feitos sobre os dados adquiridos por Vitor em uma execução do teletransporte quântico, para a quadratura cosseno. Devido à técnica de rotação de elipse, ambas as quadraturas amplitude e fase podem ser medidas. Detalhes de operação do OPO: $T_{cristal}$ 18 °C; σ 1.1. (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*; b.w.u.: Unidades de largura de banda.)

a diminuição do ruído de fônons. Estamos confiantes que nas próximas realizações do protocolo com as devidas otimizações poderemos superar os 5% de fidelidade restantes, superar o limite clássico e concluir pela comprovação do sucesso de nosso protocolo de teletransporte quântico.

	Entrada	Saída
$\langle \hat{P} \rangle$	$(-5.8 \pm 0.4) \sqrt{s.n.u.}$	$(-4.5 \pm 0.5) \sqrt{s.n.u.}$
$\langle \hat{Q} \rangle$	$(-2.8 \pm 0.3) \sqrt{s.n.u.}$	$(-2.9 \pm 0.2) \sqrt{s.n.u.}$
$\alpha = \Delta^2 \hat{P}$	1 s.n.u.	$(2.7 \pm 0.2) s.n.u.$
$\beta = \Delta^2 \hat{Q}$	1 s.n.u.	$(2.0 \pm 0.2) s.n.u.$

Tabela 4.5: Comparação entre os valores ajustados dos parâmetros que caracterizam os estados de entrada e saída.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Ao longo do desenvolvimento deste projeto enfrentamos uma série de dificuldades de naturezas variadas. Uma parte das dificuldades é inerente ao trabalho experimental de pesquisa e pode ser sintetizada no dizer: “Por mais que exista um favorito, o melhor corredor só é conhecido após a corrida”. Em vários momentos de decisão, nosso melhor conhecimento das circunstâncias nos indicava uma direção que só poderia ser confirmada como a melhor alternativa através de sua implementação. Em alguns momentos estivemos corretos, em outros não. Apesar das intenções frequentemente frustradas, houve enorme aprendizado, é claro. Desde técnicas de travamento de cavidades inéditas no laboratório, como o travamento da cavidade de separação por efeito de Hänsch-Couillaud, passando pelo desenvolvimento de procedimentos para lidar com um espelho com problemas, até a compreensão sobre a produção e medida de estados deslocados, também incipiente no *know-how* o grupo até aqui.

Dentre os resultados alcançados, alguns se destacam. Um dos grandes marcos alcançados foi a obtenção do emaranhamento com TROPO 5, quando obtivemos para o critério de Duan o valor de $\Delta p_-^2 + \Delta q_+^2 = 1.29 \pm 0.10$ (-2,04 dB). Este resultado permitiu encerrar a busca por uma fonte de feixes emaranhados, permitindo que o restante do protocolo de teletransporte fosse desenvolvido. A realização do teletransporte do estado de vácuo também foi um feito importante. Mesmo que representando um passo intermediário, o sucesso na redução do ruído em direção ao *shot-noise* obtida com o ajuste dos parâmetros dos canais clássicos recobrou a confiança da equipe na possibilidade de sucesso do projeto. Por fim, a execução completa do protocolo juntamente com a visualização dos gráficos dos valores médios e seus ajustes nos coloca muito perto de um resultado de grande relevância. Obtivemos uma fidelidade de 45%, e temos a expectativa de obter algo acima dos 50% nas próximas execuções do protocolo.

O projeto continua agora sendo executado por novos membros. Após as otimizações previstas se mostarem bem sucedidas, o projeto pretende explorar as capacidades únicas da montagem para efetuar um teletransporte simultâneo de dois modos do campo, incluindo estados com desbalanceio de energia entre as bandas laterais.

Apêndice A

Resumo das Características das Cavidades Ópticas

	F	2L (mm)	FSR (Mhz)	BW (Mhz)	T (%)	P (%)
OPO (@532)	32 ± 15*	58.40 ± 0.20	5137 ± 40	160 ± 75	15.8 ± 0.7*	2.32 ± 0.12*
OPO (@1064-V)	92 ± 3	58.40 ± 0.20	5137 ± 40	56 ± 1.9	6.59 ± 0.21**	0.014 ± 0.019**
OPO (@1064-H)	100 ± 3	58.40 ± 0.20	5137 ± 40	51 ± 1.6	6.08 ± 0.18**	0.013 ± 0.018**
Pump (H)	95.3 ± 2	388 ± 5	915 ± 12	9.60 ± 0.24	6.30 ± 0.10	0.081 ± 0.019
Separação	299 ± 6	640 ± 6	469 ± 4	1.57 ± 0.03	1.025 ± 0.015	0.026 ± 0.004
Alice (H pol)	87.5 ± 0.9	404 ± 5	743 ± 9	8.49 ± 0.14	6.85 ± 0.06	0.088 ± 0.016
Alice (V pol)	479 ± 13	404 ± 5	743 ± 9	1.55 ± 0.05	1.22 ± 0.03	0.082 ± 0.006
Vitor (H pol)	86.0 ± 1.0	408 ± 5	735 ± 9	8.55 ± 0.14	6.90 ± 0.10	0.153 ± 0.021
Vitor (V pol)	472 ± 10	408 ± 5	735 ± 9	1.56 ± 0.04	1.168 ± 0.020	0.151 ± 0.03

Medidos em 03/03/2018

Tabela A.1: **Características principais das cavidades ópticas.** *Como a transmissão do espelho de entrada para @532 nm é muito sensível à umidade, o valor da finesse medida e as grandezas derivadas não são confiáveis, constando aqui apenas para referência.**Devido a dificuldades experimentais em injetar o feixe auxiliar 1064 nm no OPO e medir o seu sinal de reflexão, a distribuição das perdas entre úteis (T) e espúrias (P) está provavelmente comprometida.

Apêndice B

A construção de uma fonte confiável de feixes gêmeos

B.1 Desenvolvimentos Anteriores

No começo do período de mestrado do autor, em 2011, após alguns anos de operação extremamente profícua, achou-se por bem construir um novo OPO para o laboratório em substituição ao OPO triplamente ressonante (TROPO 0) que estava em operação desde 2006. Como foi demonstrado pelo grupo neste período, no OPO triplamente ressonante as correlações quânticas são distribuídas entre os três campos interagentes na cavidade (bombeio, sinal e complementar), resultando no **emaranhamento tripartite**[44, 71, 5]. O protocolo de teletransporte que desejávamos implementar, no entanto, pedia apenas correlações entre sinal e complementar. Como as correlações entre os campos dos feixes gêmeos sozinhos são mais fracas no TROPO, optou-se por construir um OPO duplamente ressonante (DROPO). Nele o emaranhamento seria distribuído apenas entre os feixes gêmeos (**emaranhamento bipartite**). Esperava-se maximizar as correlações e com isso aumentar as chances de obter uma alta fidelidade no teletransporte¹.

O primeiro OPO duplamente ressonante foi construído em 2011 (DROPO 1). Consistia num sistema semimonolítico, onde uma das faces do cristal recebe uma cobertura altamente refletora, substituindo um dos espelhos necessários para formar a cavidade. Este OPO apresentou perdas muito grandes para o infravermelho, atribuídas a degradação na cobertura antirrefletora do cristal, evidenciada por manchas visíveis nesta face. Por causa disso, a utilização deste cristal foi considerada inviável. O laboratório possuía dois outros cristais da marca Raicol, mas que eram não-monolíticos. Após a compra de novos espelhos, necessários para formar uma cavidade duplamente ressonante com estes cristais, a construção do segundo DROPO (DROPO 2) foi iniciada em abril de 2013. Mais detalhes sobre este OPO serão apresentados na seção B.2. Em junho de 2013, marcando o

¹Detalhes sobre este OPO podem ser encontrados na dissertação de mestrado do autor [17]

início de meu doutorado, iniciei a construção de um segundo OPO, replicando o DROPO 2, para uso num projeto de *entanglement swapping* (OPO-S).²

Através da extrapolação do limiar obtido no TROPO 0, foi previsto um limiar em torno de 200 mW para o DROPO 2. No entanto, após a construção e otimização do sistema, ele apresentou um limiar de oscilação mínimo de 380mW (480mW típicos). Atribuímos a discrepância provavelmente ao efeito de desvio da intensidade do feixe com relação ao seu vetor de onda num cristal anisotrópico (*walk-off*), efeito este que não foi considerado na extrapolação teórica. No OPO considerado como base de cálculo, a cintura do feixe de bombeio era maior (55 μm) enquanto que no OPO-T, ela ficou em 25 μm . Com a diminuição da cintura, o *walk-off* se tornou importante para a superposição dos feixes, condição que afeta diretamente o limiar de oscilação.

Este fato teve implicações no desenvolvimento do *entanglement swapping*. O projeto inicial era utilizar a mesma fonte de laser, modelo Diabolo fabricado pela Innolight, para bombear os OPOs necessários para o *entanglement swapping*. Este laser consegue atualmente produzir no máximo cerca de 600 mW e, portanto, não é capaz de bombear simultaneamente dois OPOs, ambos com limiares da ordem de 400 mW. Após a avaliação e o descarte de algumas alternativas possíveis, o projeto de *entanglement swapping* foi descontinuado.

B.2 DROPO 2

A equipe concentrou então seus esforços na construção do DROPO 2. A configuração escolhida foi composta por um espelho de entrada com transmissão para o verde de $T_{532} = 97,4 \%$ e para o infravermelho de $T_{1064} = 0,0017 \%$. O espelho de saída possuía transmissão para o verde de $T_{532} = 0,015 \%$, e para o infravermelho de $T_{1064} = 5,12 \%$. Ambos os espelhos possuíam raio de curvatura de $ROC = 10 \text{ mm}$, formando uma cavidade simétrica cujo modo espacial possuía um comprimento de Rayleigh de $z_0 \simeq 3,6 \text{ mm}$. As finesses para os feixes gêmeos ficaram em 111, correspondendo a perdas totais de 5.7%. O OPO possuía um intervalo espectral livre de 5 GHz, e uma largura de banda de 45 MHz.

Quando posto em operação, este OPO apresentou um limiar de oscilação típico de $P_{th} = 480 \text{ mW}$ enquanto esperávamos algo em torno de $P_{th} = 200 \text{ mW}$. A discrepância foi atribuída ao efeito de *walk-off*, que não foi considerado no cálculo teórico do limiar. Apesar da dificuldade na operação que o alto limiar causava, os 600mW fornecidos pelo laser Diabolo eram suficientes. Ao mesmo tempo, o laser Verdi havia se mostrado monomodo

²O *entanglement swapping* consiste no teletransporte de um estado de entrada já emaranhado com outro sistema, resultando em emaranhamento entre dois sistemas que não interagiram previamente, o sistema gêmeo do estado de entrada e o estado de saída do teletransporte. Em nosso projeto seriam necessários dois OPOs, um para produzir os feixes do canal quântico para o teletransporte e outro para produzir o estado de entrada.

em uma avaliação preliminar e, por isso, ambos os projetos foram levados adiante.

Medida de Compressão de Ruído do DROPO 2 Após a construção do OPO e a instalação e teste de todo o aparato de detecção, foi possível medir a compressão de ruído para a quadratura subtração de amplitudes. O ruído comprimido ficou em $S_{p-} = 0,359$ (-4 dB), alcançando o resultado esperado. Considerando a natureza quântica da luz, perdas ópticas retiram aleatoriamente fótons dos feixes, desfazendo os pares de fótons. É de se esperar, portanto, que perdas ópticas degradem as correlações quânticas. Na figura B.1 mostramos as medidas do ruído S_{p-} em função da diminuição das perdas. Este resultado atesta que estas correlações são devidas a emaranhamento entre os feixes gêmeos.

Figura B.1: Ruído da quadratura subtração de amplitudes dos feixes gêmeos, em função da transmissão permitida aos feixes para o sistema de detecção. $T = 21^\circ\text{C}$, $\sigma = 1.35$, $S_{p-}(T = 100\%) = 0.49$ (-3.1 dB). (s.n.u.: Unidades de *shot-noise*.)

Para a medida do ruído da quadratura de soma das fases, o processo de medida envolve a técnica de rotação da elipse de ruído por cavidades de análise. Na figura B.2 pode-se ver o resultado da medida com esta técnica para as quadraturas de subtração de amplitude e soma de fase. Através do ajuste de curvas teóricas aos pontos experimentais encontrou-se para a quadratura de subtração das amplitudes, um ruído de 0.45 (-3.5 dB), próximo ao esperado. No entanto, para a quadratura da soma das fases, encontramos um ruído de 22.9 (14 dB), um valor muito acima do esperado e que não caracteriza compressão de ruído. A explicação encontrada foi que o laser Diabolo, apesar de ter excelente qualidade, continha ruído de fase que era transferido para os feixes gêmeos. Este ruído excedente comprometeria seriamente a qualidade do teletransporte. Por isso a filtragem espectral do bombeio se tornou indispensável para diminuir o ruído clássico. Como a cavidade de filtro não seria mais utilizada, a instalamos para filtrar o feixe fornecido pelo laser Diabolo.

Como mencionado anteriormente, a transmissão de um feixe de luz por uma cavidade de filtro pode reduzir consideravelmente a potência disponível. A estimativa era de que os 600mW fornecidos pelo Diabolo se tornassem 390mW após a cavidade. Esta potência não era suficiente sequer para bombear *um* DROPO, quanto mais *dois*, como precisávamos

Figura B.2: Gráfico dos ruídos de subtração de amplitude (azul) e soma das fases (rosa), em função da dessintonia entre a frequência da onda portadora e a frequência de ressonância das cavidades de análise. Nesta figura o OPO estava operando na temperatura de 18°C .

para o *entanglement swapping*. A alternativa que nos restou foi abandonar o projeto de OPOs duplamente ressonantes e retornar a utilizar TROPOs que, devido à tripla ressonância, possuem um limiar de oscilação intrinsecamente menor.

B.3 TROPO 1

Instalação e travamento da cavidade de filtro ao laser Diabolo Após instalação na mesa do Diabolo e acordo de modo, a cavidade de filtro apresentou dificuldades de travamento. As tentativas envolveram duas técnicas distintas para a produção do sinal de erro. A primeira, chamada *dither locking*, já foi apresentada na seção B.2. Nesta técnica o laser é modulado em *baixa frequência* (kHz) e o sinal de erro é obtido através da demodulação do sinal *transmitido* pela cavidade. No caso do laser Diabolo, a modulação foi inserida na corrente elétrica que alimenta seus diodos de bombeio. Após algumas tentativas sem sucesso passamos para outra técnica de obtenção do sinal de erro chamada **Pound-Drever-Hall** (PDH)[57]. Esta técnica é uma variação do *dither locking* convencional onde a modulação possui frequência mais alta (faixa de MHz). Estas altas frequências geram bandas laterais no espectro de frequência que são distinguíveis da linha do laser. Devido à estreita largura de banda da cavidade de filtro, apenas o sinal de *reflexão* da cavidade contém termos de modulação, uma vez que frequências desta ordem de grandeza são filtradas (refletidas) pela cavidade. Esta técnica possui a vantagem de ser menos suscetível à variações na intensidade do laser, uma vez que o sinal refletido é mínimo quando a cavidade está ressonante. Além disso, a presença das bandas laterais acarreta numa maior região de captura para travamento, que passa a ter a largura espectral das duas bandas laterais).

A modulação em alta frequência (12 MHz) já está presente no laser pois é utilizada internamente no travamento da cavidade de dobramento. O sinal de modulação fornecido pelo Diabolo precisa apenas ser amplificado adequadamente para ser usado na demodulação.

Após várias tentativas frustradas de ajuste da *eletrônica* de travamento, a solução veio através da melhoria da estabilidade *mecânica* da cavidade de filtro. Descobriu-se que o suporte do sistema espelho curvo - PZT tornava a estrutura muito instável mecanicamente, provavelmente devido aos graus de liberdade de ajuste que permitia. A solução foi retirar o suporte e colar o PZT na base metálica. Com esta alteração conseguimos alcançar um travamento adequado da cavidade de filtro.

Montagem do TROPO 1 O primeiro OPO triplamente ressonante foi montado com espelhos de $T_{532} = 20\%$ para o espelho de entrada e $T_{1064} = 5,12\%$ para o espelho de saída. O cristal de KTP com casamento de fase do tipo II e 12 mm de comprimento foi fabricado pela Raicol. A menor potência de limiar alcançada foi $P_{th} = 140 \text{ mW}$, quando a cavidade apresentava uma finesse de 28 para o verde, 83 para o feixe sinal, 106 para o feixe complementar. O comprimento de difração foi de $L_{dif} = 33 \text{ mm}$.

O limiar de oscilação em 140mW, mais alto do que os 60mW previstos teoricamente, indicavam perdas espúrias muito grandes. Uma forma de avaliar o problema é calcular a **eficiência quântica** do OPO, definida como

$$\eta \equiv \frac{\gamma}{\gamma + \mu} = \frac{\gamma}{\gamma'}. \quad (\text{B.1})$$

Nesta equação γ é proporcional a transmissão pelo espelho de saída, considerada perda útil ($T = 2\gamma$) e $\gamma' = \gamma + \mu$ é proporcional às perdas totais, incluindo as perdas espúrias, 2μ . Como as perdas totais podem ser medidas experimentalmente através da finesse, tem-se que

$$\eta \simeq T \frac{F}{2\pi} \quad (\text{B.2})$$

para cavidades com grande finesse. No caso do TROPO 1 as eficiências quânticas para os feixes gêmeos ficaram em 51% e 68%, muito abaixo do esperado. Após investigar a causa das perdas espúrias, concluímos que a cobertura do espelho de entrada estava degradada. Por causa disso o espelho precisou ser substituído.

B.4 TROPO 2

Dentro do conjunto de espelhos pertencentes ao laboratório encontramos um lote que havia sido produzido comercialmente pela LaserOptik GmbH. Havia espelhos com raio de curvatura menor (10mm), possibilitando a construção de uma cavidade simétrica menor do que a anterior. Uma cavidade menor tem um intervalo espectral livre maior o que é vantajoso produzir compressão de ruído (vide equação 2.106). Além disso, cavidades simétricas são preferíveis pois a faixa de comprimentos para formar uma cavidade estável é contínuo. Na figura B.3 mostramos um gráfico do comprimento de Rayleigh em função do tamanho (de difração) da cavidade. Nota-se a presença de uma faixa onde z_0 não é definido

Figura B.3: Comprimento de Rayleigh da cavidade em função da distância entre os espelhos.

quando a cavidade é assimétrica, compondo uma região de instabilidade. É possível notar também que as derivadas da função são muito mais acentuadas no caso assimétrico o que, em geral, aumenta a susceptibilidade à variações no tamanho da cavidade.

Com este OPO foi obtido um limiar de 34mW, razoavelmente menor do que o anterior. Infelizmente, surgiram dificuldades quando tentamos travá-lo. Uma cavidade mais fechada para o verde aumenta a intensidade internamente. Com isso, mais luz é absorvida pelo cristal e efeitos térmicos passam a interferir na estabilidade do sistema[72, 73, 35].

A alternativa encontrada foi trocar o espelho de entrada por outro mais transmissor para 532nm.

B.5 TROPO 3

Como não haviam espelhos de ROC=10mm com maior transmissão para 532nm, optamos por um espelho de ROC=25mm, retornando para a configuração assimétrica. Este espelho possuía $T_{532} = 11\%$, tendo sido fabricado pela Innolight GmbH. As finesses ficaram em 38, 108 e 106, para verde, sinal e complementar, respectivamente. A cavidade possuía um comprimento de difração de $L_{dif} = 27,4 \text{ mm}$. O limiar obtido foi de 50mW foi considerado satisfatório.

Medidas de compressão de ruído Após a melhora no travamento do OPO, as cavidades de análise e os detectores foram instalados e alinhados. A eletrônica de detecção foi conferida e uma medida de ruído com as cavidades inativadas foi realizada. Sem rotação de elipse de ruído pelas cavidades mede-se apenas a quadratura subtração de amplitudes. Encontrou-se um valor de $S_{\hat{p}-} = 0,49(-3,1 \text{ dB})$.

Medidas de emaranhamento bipartite Na sequência, realizamos uma medida com as cavidades de análise totalmente operacionais. No procedimento, as cavidades para cada feixe são varridas sincronamente e os dados são captados durante um intervalo de varredura. A rotação de elipse promove a alternância entre as quadraturas que estão

Figura B.4: Intensidade de ruído medido para as quadraturas subtração de amplitude (azul) e soma de fase (bordo) em função da dessintonia relativa à largura de banda.

sendo medidas (vide seção 2.3.1). Os resultados experimentais podem ser observados na figura B.4. Um ajuste teórico [31, 27] para as curvas de rotação de elipse permite obter os valores para as quadraturas de subtração de amplitudes e soma de fases, que nesta medida resultaram em $S_{\hat{p}-} = 0,54(-2,7 \text{ dB})$ e $S_{\hat{q}+} = 3,8(5,8 \text{ dB})$. Com estes valores fica caracterizado o emaranhamento através do **critério de Mancini**: $(\Delta^2 q_+ \Delta^2 p_- = 0,879 < 1)$ [74]. O **critério de Duan**[43, 67], mais restritivo e necessário para o teletransporte, por muito pouco não foi atingido $(\Delta^2 p_- + \Delta^2 q_+ = 2,01 \not< 2)$.

Uma possibilidade para aumentar o grau de compressão de ruído envolve as correlações passadas para o bombeio refletido. Sabe-se que no TROPO as correlações quânticas distribuídas para o bombeio são importantes. Poderíamos tentar violar o critério correspondente ao de Duan para o caso tripartite, **critério de van Loock-Furusawa** caso tivéssemos medido o ruído do bombeio refletido. Além disso, uma informação importante reforça a necessidade de se medir o ruído do bombeio. Segundo Pirandola *et al.* (ref. [46]), a injeção adequada do sinal de ruído do bombeio no processo de teletransporte pode ajudar Bob a reconstruir o estado de entrada e aumentar a fidelidade. Este fato ajudaria a minimizar as desvantagens da utilização de um OPO triplamente ressonante. Por causa disso, instalamos uma cavidade de análise para o bombeio refletido. A medida de rotação de elipse de ruído passa então a envolver a varredura síncrona de três cavidades.

Medidas de emaranhamento tripartite foram realizadas, mas o critério de van Loock-Furusawa não foi atingido. O melhor resultado obtido foi $\Delta p_-^2 + \Delta(q_+ - \alpha q_0)^2 = 2,2 \not< 2$, onde $\alpha = 0,7$ é um parâmetro ajustado para minimizar o ruído. (Figura B.5) A maior dificuldade durante as medidas foi o travamento. O OPO entrava em operação contínua por períodos curtos, durante os quais as cavidades precisavam ser sincronizadas e a captação de dados realizada. A queda no travamento sugeriu novamente problemas com efeitos térmicos. Decide-se substituir novamente o espelho de entrada com o objetivo de diminuir a influência destes efeitos.

Figura B.5: Medida de emaranhamento com rotação de elipse para os três campos. azul - subtração das amplitudes; roxo - soma das fases; amarelo - fase do bombeio.

Figura B.6: **Fotografia em detalhe da superfície côncava do espelho de entrada do TROPO 4.** Percebe-se que os pontos danificados ainda deixam uma área livre que fica no centro do espelho.

B.6 TROPO 4

Montagem e travamento O TROPO 4 foi montado com espelho ainda mais transmissor para 532 nm, $T_{532} = 27,3\%$. Este espelho possui uma cobertura muito parecida com o espelho de entrada do TROPO 0. As perspectivas não eram boas, pois o espelho estava visivelmente danificado (fig. B.6). Ainda assim, decidimos montar um OPO com este espelho, já que ele era uma última alternativa e enquanto novos espelhos eram comprados. Optou-se por montar uma cavidade simétrica com $ROC = 50\text{ mm}$ e comprimento igual a $L_{dif} = 9,5\text{ mm}$. O limiar ficou em 140 mW , considerado muito bom dada a condição do espelho de entrada. Os efeitos térmicos diminuíram colaborando para uma melhor estabilidade do travamento.

Medidas de Ruído Novas medidas foram realizadas com esta configuração, mas novamente o critério para emaranhamento tripartite não foi alcançado $\Delta p_-^2 + \Delta (q_+ - \alpha q_0)^2 = 2,4 \not\leq 2$.

(a) **Partes internas do novo sistema de refrigeração.** Base trocadora de calor, serpentinas e flange de passagem estanque soldadas numa peça única. O sistema permitiu a eliminação de conexões de água dentro da câmara. Para comparação de tamanho, a flange mostrada é no padrão NW50, com 75 mm de diâmetro.

(b) **Visão superior da câmara de vácuo com novo sistema de refrigeração instalado.** Para comparação de tamanho, os furos da base distam 25 mm entre si.

Figura B.7: Detalhes da nova montagem do TROPO 4.

Otimizações de sistemas diversos Uma dos problemas levantados durante a realização das medidas foi a dificuldade em abaixar a temperatura do cristal devido a problemas com o vácuo. Estes problemas se repetiram ao longo de todo o período do experimento e uma solução definitiva precisava ser encontrada. Optou-se por eliminar as conexões de água de dentro da câmara de vácuo, através da confecção de uma peça única de cobre. Foram unidas através de solda a flange de passagem estanque, duas serpentinas (entrada e saída de água) para dar um mínimo de flexibilidade e a base trocadora de calor. O resultado é mostrado na figura B.7a. Com esta alteração obtivemos um vácuo inédito com a câmara de vácuo, chegando a 10h no fundo de escala do sensor de vácuo. Também realizamos uma busca sistemática por fontes de ruído que afetassem o travamento. Neste processo, as conexões elétricas foram melhoradas e as vibrações mecânicas geradas pela bomba de vácuo e pelo sistema de refrigeração foram isoladas. O resultado foi uma melhora substancial do travamento do OPO, tanto em estabilidade quanto em ruído.

B.7 TROPO 5

O TROPO 5 é o OPO atualmente em operação, e foi descrito em detalhes na seção 4.2. Na sequência, são descritos algumas alterações da montagem realizadas durante a implementação do protocolo de teletransporte para otimizar o funcionamento do OPO.

Isolamento Acústico da Câmara de Vácuo do OPO Havia um ruído incômodo no OPO travado que afetava os travamentos à jusante do OPO. Algo em torno de 20%. Percebemos um ruído acústico sendo gerado pelo fluxo de água no dissipador de calor do OPO. Para evitar a reverberação interna deste ruído, as superfícies internas da câmara

Figura B.8: **Isolamento acústico da câmara de vácuo do OPO.** Para comparação de tamanho, os furos da mesa óptica distam 25 mm entre si.

de vácuo foram forradas com plástico bolha. Isso pareceu melhorar o travamento. Uma melhora significativa também ocorreu após a inversão do sentido do fluxo de água no dissipador. Imaginamos que algumas imperfeições dentro da tubulação provocam mais ou menos ruído dependendo do sentido do fluxo da água.

Na tentativa de eliminar as flutuações uma análise cuidadosa das frequências do ruído do OPO foi feita. Flutuações entre 550 Hz e 600 Hz apareceram com o OPO livre e em varredura, mas a princípio estavam controladas com P e PI. Ainda assim, procedemos a tentar eliminar estas flutuações, por garantia. Elas pareciam aumentar com o ar-condicionado, portanto, havia indicação de que tivessem natureza acústica. Além disso, ficavam mais intensas quando som nesta frequência era gerado perto da câmara de vácuo. Não foi possível distinguir qual peça dentro da câmara era a responsável, pois estas peças demonstraram ter frequências de ressonâncias na faixa de kHz. Uma última tentativa foi utilizar apoios de sorbotano embaixo da placa base da câmara. Como o ruído pareceu ligeiramente aumentar ao invés de diminuir, e como o alinhamento do OPO ficou extremamente sensível, o sorbotano foi retirado.

Como o plástico bolha teve efeito na atenuação do ruído e reverberação dentro da câmara de vácuo, ele foi substituído por placas de espuma (Figura B.8). Dessa forma, ainda é possível realizar vácuo na câmara (o plástico bolha iria estourar e talvez danificar o OPO), mesmo que a um nível menor, devido à gaseificação da grande área superficial das espumas.

Otimização do Limiar de Oscilação do OPO Após o surgimento de problemas com o limiar do OPO, foi notada uma camada de condensado sobre o espelho de entrada. Não foi possível determinar se era umidade ou alguma outra substância, mas o embaçamento saiu facilmente após a passagem de um lenço de limpeza. Após a limpeza, realinhamento e otimização de todo o OPO, obtivemos um limiar de oscilação de 30 mW, um mínimo inédito para esta montagem (TROPO 5).

Novo circuito de controle de Temperatura Um novo circuito de temperatura foi fabricado pelos técnicos do departamento. O ajuste do PID foi feito para operação em 5 °C. Com o novo ajuste, o controlador ficou mais sensível, mas aparentou estar um pouco melhor, já que as flutuações da depleção ficaram menos perceptíveis.

Troca dos cabos de alimentação para eliminar ruído Um ruído de grande intensidade surgiu no sistema na frequência da linha (60Hz). Ao averiguarmos o sistema, notamos que alguns cabos de alimentação DC dos circuitos não eram blindados. Novos cabos foram construídos e as flutuações de baixa frequência desapareceram.

		TROPO 0	DROPO 1	DROPO 2	TROPO 1	TROPO 2	TROPO 3	TROPO 4	TROPO 5	
Espelhos	Entrada	T@532	30%	83%*	97%	20%	4%	11%	27,3%	30%**
		ROC	50mm	50mm	10mm	25mm	10mm	25mm	50mm	10mm
	Saída	T@1064	4%	3,4%*	5,1%	5,1%	5,1%	5,1%	5,1%	5,1%
		ROC	50mm	face plana	10mm	10mm	10mm	10mm	50mm	10mm

Tabela B.1: Parâmetros dos espelhos dos principais OPOs construídos desde 2006. A área cinza representa o período a que este trabalho se refere. ** As transmissões se referem ambas ao espelho curvo. ** A cavidade é simétrica pois sua configuração é equivalente a dois espelhos de ROC=50mm. (ROC - Raio e curvatura; S - Cavidade Simétrica; AS - Cavidade assimétrica;)

Referências Bibliográficas

- [1] Samuel L. Braunstein and H. J. Kimble. Teleportation of continuous quantum variables. *Phys. Rev. Lett.*, 80(4):869–872, Jan 1998. [7](#), [9](#), [16](#), [45](#)
- [2] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik. Unconditional quantum teleportation. *Science*, 282:706, 1998. [7](#), [9](#), [16](#)
- [3] A. S. Villar, L. S. Cruz, K. N. Cassemiro, M. Martinelli, and P. Nussenzveig. Generation of bright two-color continuous variable entanglement. *Phys. Rev. Lett.*, 95:243603, 2005. [7](#), [9](#)
- [4] A. S. Villar, K. N. Cassemiro, K. Dechoum, A. Z. Khoury, M. Martinelli, and P. Nussenzveig. Entanglement in the above-threshold optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24:249, 2007. [7](#), [9](#)
- [5] A. S. Coelho, F. A. S. Barbosa, K. N. Cassemiro, A. S. Villar, M. Martinelli, and P. Nussenzveig. Three-color entanglement. *Science*, 326(5954):823–826, 2009. [7](#), [9](#), [43](#), [75](#), [115](#)
- [6] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, 70:1895 – 1899, 1993. [9](#), [15](#), [45](#)
- [7] Dorit Aharonov. Quantum computation. *Annual Reviews of Computational Physics*, VI:259–346, 1999. [13](#)
- [8] David P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.*, 48(9-11):771–783, 2000. [13](#)
- [9] Peter W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Review*, 41(2):303–332, Jun. 1999. [14](#)
- [10] Ashley Montanaro. Quantum algorithms: an overview. *njp Quantum Information*, 2(15023), 2016. [14](#)
- [11] Richard P. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6/7), 1982. [14](#)
- [12] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, and C. Monroe AND J. L. O’Sbrien. Quantum computers. *Nature*, 464:45–53, March 2010. [14](#)
- [13] Scott Aaronson. The limits of quantum computers. *Sci. Amer.*, 298:62–69, 2008. [14](#)
- [14] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature*, 453:1023–, June 2008. [14](#), [15](#)

- [15] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:777–780, 1935. 15, 43
- [16] D. Bouwmeester, Jian-Wei Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 390:575, 1997. 16
- [17] Igor Konieczniak. Teletransporte de informação quântica entre campos de cores distintas. Master's thesis, Instituto de Física, University of São Paulo, São Paulo, 2013. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/tde-29102014-161152/>>. Acesso em: 2016-02-17. 17, 45, 115
- [18] H.A. Bachor and T.C. Ralph. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Physics textbook. Wiley, 2004. 19, 23, 34, 79
- [19] G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, and C. Cohen-Tannoudji. *Introduction to Quantum Optics: From the Semi-classical Approach to Quantized Light*. Cambridge University Press, 2010. 19, 28
- [20] D.F. Walls and G.J. Milburn. *Quantum Optics*. Springer Study Edition. Springer Berlin Heidelberg, 2012. 19, 28, 40
- [21] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Applied Optics*, 5:1550, 1966. 20
- [22] Jerald G. Graeme. *Photodiodeamplifiers: op amp solutions*. McGraw-Hill, 1995. 23, 24
- [23] Ap Technologies Ltd. Photodiode theory of operation, 2016. Disponível em:<<https://www.aptechnologies.co.uk/support/SiPDs/operation>>. Acesso em 10 de set. de 2018. 24
- [24] Renné Medeiros de Araújo. Basics for measuring light quantum fuctuations and correlations in the lab. *Internal Communication*, 2015. 24
- [25] A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, New York, 1989. 26
- [26] M.O. Scully and S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1997. 28, 40
- [27] F. A. S. Barbosa, A. S. Coelho, K. N. Cassemiro, P. Nussenzveig, C. Fabre, A. S. Villar, and M. Martinelli. Quantum state reconstruction of spectral field modes: Homodyne and resonator detection schemes. *Phys. Rev. A*, 88:052113, Nov 2013. 31, 32, 56, 58, 61, 81, 82, 86, 121
- [28] H.A. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics*. CBLs, 2004. 34
- [29] Alessandro S. Villar. The conversion of phase to amplitude fluctuations of a light beam by an optical cavity. *American Journal of Physics*, 76(10):922–929, 2008. 34, 35, 81, 82, 86
- [30] F. A. S. Barbosa. *Robustez do Emaranhamento em Variáveis Contínuas e Fotodetecção de Feixes Intensos no Domínio Espectral*. Tese de doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2013. 35, 39

- [31] Alessandro de Souza Villar. *Emaranhamento Multicolor entre Feixes Intensos de Luz*. PhD thesis, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2007. 36, 39, 42, 121
- [32] Nicolai B. Grosse, Syed Assad, Moritz Mehmet, Roman Schnabel, Thomas Symul, and Ping Koy Lam. Observation of entanglement between two light beams spanning an octave in optical frequency. *Phys. Rev. Lett.*, 100:243601, Jun 2008. 37
- [33] M. D. Reid and P. D. Drummond. Quantum correlations of phase in nondegenerate parametric oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, 60:2731–2733, Jun 1988. 39
- [34] M. D. Reid and P. D. Drummond. Correlations in nondegenerate parametric oscillation - squeezing in the presence of phase diffusion. *Phys. Rev. A*, 40(40):4493, 1989. 39
- [35] Marcelo Martinelli. *Compressao de ruido quantico e efeitos transversos em osciladores paramétricos óticos*. PhD thesis, Instituto de Física, Universidade de São Paulo., São Paulo, 2002. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/tde-29052002-175731/>>. 39, 40, 79, 120
- [36] Katuscia N. Cassemiro. *Correlações Quânticas MuMulticolor no Oscilador Paramétrico Óptico*. PhD thesis, Instituto de Física - Universidade de São Paulo, 2008. 39, 68
- [37] Antonio. *Emaranhamento multicolor para redes de informação quântica*. PhD thesis, Instituto de Física - Universidade de São Paulo, 2013. 39
- [38] E. Wigner. On the quantum correction for thermodynamic equilibrium. *Physical Review*, 40:749–759, 1932. 40
- [39] C. Gardiner and P. Zoller. *Quantum Noise: A Handbook of Markovian and Non-Markovian Quantum Stochastic Methods with Applications to Quantum Optics*. Springer Series in Synergetics. Springer, 2010. 40
- [40] Serge Reynaud and Antoine Heidmann. A semiclassical linear input output transformation for quantum fluctuations. *Optics Communications*, 71(3,4), May 1989. 40
- [41] C Fabre and S Reynaud. Quantum noise in optical systems: A semiclassical approach. In J. Zinn-Justin. J. Dalibard, J.-M. Raimond, editor, *Les Houches, Session LIII, 1990 - Fundamentals Systems in Quantum Optics*, volume 53. NATO Advanced Study Institute on Fundamental Systems in Quantum Optics, Elsevier Science Publishers, 1990. 40
- [42] C. Fabre, E. GiaE. Giacobino. Heidmann, and S. Reynaud. Noise characteristics of a non-degenerate optical parametric oscillator - application to quantum noise reduction. *Journal de Physique*, 50(10):1209–1225, 1989. 41
- [43] Lu-Ming Duan, G. Giedke, J. I. Cirac, and P. Zoller. Inseparability criterion for continuous variable systems. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2722, 2000. 43, 83, 121

- [44] A. S. Villar, M. Martinelli, C. Fabre, and P. Nussenzveig. Direct production of tripartite pump-signal-idler entanglement in the above-threshold optical parametric oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, 97:140504, 2006. [43](#), [115](#)
- [45] K. N. Cassemiro, A. S. Villar, M. Martinelli, and P. Nussenzveig. The quest for three-color entanglement: experimental investigation of new multipartite quantum correlations. *Opt. Express*, 15(26):18236–18246, Dec 2007. [43](#)
- [46] Stefano Pirandola, Stefano Mancini, and David Vitali. Conditioning two-party quantum teleportation within a three-party quantum channel. *Phys. Rev. A*, 71:042326, Apr 2005. [43](#), [121](#)
- [47] Peter van Loock and Akira Furusawa. Detecting genuine multipartite continuous-variable entanglement. *Phys. Rev. A*, 67:052315, May 2003. [43](#), [69](#), [83](#)
- [48] H. Yonezawa, T. Aoki, and A. Furusawa. Demonstration of a quantum teleportation network for continuous variables. *Nature*, 431:430, 2004. [43](#)
- [49] J. E. S. César, A. S. Coelho, K. N. Cassemiro, A. S. Villar, M. Lassen, P. Nussenzveig, and M. Martinelli. Extra phase noise from thermal fluctuations in nonlinear optical crystals. *Phys. Rev. A*, 79:063816, Jun 2009. [44](#), [71](#)
- [50] P. van Loock, Samuel L. Braunstein, and H. J. Kimble. Broadband teleportation. *Phys. Rev. A*, 62:022309, Jul 2000. [45](#)
- [51] Jing Zhang and Kunchi Peng. Quantum teleportation and dense coding by means of bright amplitude-squeezed light and direct measurement of a Bell state. In *Phys. Rev. A* [51], page 064302. [52](#), [130](#)
- [52] Samuel L. Braunstein, Christopher A. Fuchs, and H. J. Kimble. Criteria for continuous-variable quantum teleportation. *Journal of Modern Optics*, 47(2-3):267–278, 2000. [57](#), [62](#)
- [53] Alessandro Ferraro, Stefano Olivares, and Matteo Paris. *Gaussian States in Quantum Information*. Bibliopolis, 01 2005. [57](#), [83](#)
- [54] Paulina Marian and Tudor A. Marian. Optimal purifications and fidelity for displaced thermal states. *Phys. Rev. A*, 76:054307, Nov 2007. [60](#)
- [55] Frédéric Grosshans and Philippe Grangier. Quantum cloning and teleportation criteria for continuous quantum variables. In *Phys. Rev. A* [55], page 010301. [63](#), [130](#)
- [56] Samuel L. Braunstein and Peter van Loock. Quantum information with continuous variables. *Rev. Mod. Phys.*, 77:513–577, Jun 2005. [64](#)
- [57] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(2):97–105, 1983. [67](#), [85](#), [118](#)
- [58] A.D. White. Frequency stabilization of gas lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1(8):349–357, Nov 1965. [71](#)

- [59] Matheus José Oliveira dos Santos. Variação da transmissão da luz do espelho em função da umidade do ar. 25016kl2 - laseroptik. *Relatório Científico - PIBIq/CNPQ*, 2018. [74](#)
- [60] H. Yuen and J. Shapiro. Optical communication with two-photon coherent states—part iii: Quantum measurements realizable with photoemissive detectors. *IEEE Transactions on Information Theory*, 26(1):78–92, January 1980. [81](#)
- [61] A. I. Lvovsky and M. G. Raymer. Continuous-variable optical quantum-state tomography. *Rev. Mod. Phys.*, 81:299–332, Mar 2009. [81](#)
- [62] G. C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (fm) spectroscopy. *Appl. Phys. B*, (32):145, 1983. [81](#)
- [63] P. Galatola, L.A. Lugiato, M.G. Porreca, P. Tombesi, and G. Leuchs. System control by variation of the squeezing phase. *Optics Communications*, 85(1):95 – 103, 1991. [81](#)
- [64] A. Zavatta, F. Marin, and G. Giacomelli. Quantum-state reconstruction of a squeezed laser field by self-homodyne tomography. *Phys. Rev. A*, 66:043805, Oct 2002. [81](#)
- [65] F. A. S. Barbosa, A. S. Coelho, K. N. Cassemiro, P. Nussenzveig, C. Fabre, M. Martinelli, and A. S. Villar. Beyond spectral homodyne detection: Complete quantum measurement of spectral modes of light. *Phys. Rev. Lett.*, 111:200402, Nov 2013. [81](#), [82](#)
- [66] A. S. Coelho, F. A. S. Barbosa, K. N. Cassemiro, M. Martinelli, A. S. Villar, and P. Nussenzveig. Analyzing the gaussian character of the spectral quantum state of light via quantum noise measurements. *Phys. Rev. A*, 92:012110, Jul 2015. [83](#)
- [67] R. Simon. Peres-horodecki separability criterion for continuous variable systems. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2726, 2000. [83](#), [121](#)
- [68] Eric D. Black. An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1):79–87, 2001. [85](#)
- [69] T. W. Hansch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics Communications*, 35(3):441 – 444, December 1980. [85](#), [86](#)
- [70] Gene F. Franklin, J. David Powell, and Abbas Emami-Naeini. *Feedback Control of Dynamic Systems*. Prentice Hall, 4th ed. edition, December 2002. [86](#)
- [71] K. N. Cassemiro, A. S. Villar, P. Valente, M. Martinelli, and P. Nussenzveig. Experimental observation of three-color optical quantum correlations. *Opt. Lett.*, 32:695, 2007. [115](#)
- [72] C. Richy, K. I. Petsas, E. Giacobino, and C. Fabre. Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(3), March 1995. [120](#)
- [73] M. Martinelli, C. L. Garrido Alzar, P. H. Souto Ribeiro, and P. Nussenzveig. Classical and quantum properties of optical parametric oscillators. *Brazilian Journal of Physics*, 31(4), Dec. 2001. [120](#)

- [74] Vittorio Giovannetti, Stefano Mancini, David Vitali, and Paolo Tombesi. Characterizing the entanglement of bipartite quantum systems. *Phys. Rev. A*, 67:022320, Feb 2003. [121](#)