

**Interferência Quântica em  
Cavidades de Baixa Finesse**

*Marco Antonio Sagiolo Leal*

TESE DE  
DOUTORADO

# Interferência Quântica em Cavidades de Baixa Finesse

**Marco Antonio Sagioro Leal**

Orientador: Sebastião J. N. de Pádua

Co-orientador: Franklin M. Matinaga

Tese de Doutorado apresentado ao Departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor em Ciências.

BELO HORIZONTE  
(2004)

“...É melhor tentar e falhar,  
que preocupar-se e ver a vida passar.  
É melhor tentar, ainda em vão,  
que sentar-se fazendo o nada até o final.  
Eu prefiro na chuva caminhar,  
que em dias tristes em casa me esconder.  
Prefiro ser feliz, embora louco,  
que em conformidade viver.”

(Martin Luther King)

# Dedicatória

Aos meus pais, Angelina e Mário (in memoriam),  
e à minha mana, Verinha.

# Agradecimentos

- Ao Prof. Sebastião de Pádua pela orientação, paciência nos meus momentos de rebeldia e amizade. Aprendi muito com você!
- Ao Prof. Franklin Matinaga pelas proveitosas discussões sobre efeitos em cavidades, cavidades semicondutoras e amizade;
- Aos mecânicos da oficina pelos serviços prestados, em especial, ao Sr. João pelos ensinamentos técnicos e paciência;
- Ao Rubens Menezes pelo desenvolvimento do controlador eletrônico da câmara de corrosão e amizade. Aos amigos Giba e Clóvis pela prestação dos serviços técnicos;
- À amiga Cristina da biblioteca, Marluce da secretaria e a todo pessoal da administração do Departamento pelos serviços prestados à condução deste trabalho;
- Ao amigo Stephen Walborn pelos programas dos motores de passo e grande ajuda na construção dos programas dos contadores SR400 e SR620;
- Aos amigos do laboratório, Caio, Léo, Olavo, Gustavo e Ivan pela paciência, convivência e aprendizado;
- Aos amigos, Alexandre, Wallon, Cristiano Fantini, Anderson, Makha, Jorge Ticona, Márcio, Guilherme Oswaldo... para citar alguns, entre tantos outros, pela convivência e aprendizado;
- Aos amigos da república que tornaram os últimos quatro anos mais divertidos;

- Ao Ivan, o mais cotidiano dos amigos, pelos inúmeros chás e cafés. Os almoços na Faculdade de Letras acompanhado de uma boa conversa, em geral, sobre filosofias do dia-a-dia.
- Ao amigo César Welter, pelas boas conversas nos corredores e bandeijão, pelos cafezinhos e, claro, pelas “voltas na lagoa”;
- Aos meus grandes amigos de Juiz de Fora, Chiquinho, Alexandre, Nando e Emerson, pelas horas de lazer [as famosas idas ao Cultural, idas ao “tio toninho” (Aos perdedores: as batatas! rrs) e por aí vai...] que me ajudaram a aliviar as tensões e preocupações durante este curso;
- À Nazaré Bandeira por ser companheira e pelo seu amor.
- À minha Mãe e Irmã pela paciência e dedicação nos momentos difíceis destes quatro anos; aos meus avós maternos que sempre acreditaram em mim. Obrigado pelo amor de vocês!
- À Sra. Maria José e sua família que me adotaram como membro da família. Obrigado pelo carinho e cuidado;
- A todos os meus professores, das “tias” do primário até o último orientador na academia, que contribuíram para eu chegar até aqui. A eles, o meu muito obrigado!
- Ao amigos do PUR pelos momentos de espiritualidade e amizade;
- Aos meus instrutores do SENAI (CFP-6, Petrópolis), Sr. José Ferreira e Sr. Álvaro, por terem despertado em mim o gosto pela física. Tenho saudades de vocês!
- Ao SEBRAE pela ajuda financeira no desenvolvimento da câmara de corrosão;
- Ao CNPq., Pronex-Semicondutores e Milênio-Informação Quântica pelo apoio financeiro;
- A Deus.

# Resumo

Estudamos os padrões de interferência obtidos experimentalmente em eletrodinâmica quântica de cavidades de baixa finesse alimentadas por um campo não clássico gerado no processo espontâneo de conversão paramétrica descendente. Inicialmente, investigamos as interferências geradas por um interferômetro de Hong, Ou e Mandel modificado por uma cavidade de Fabry-Perot, colocada em um dos seus braços. No regime em que o comprimento da cavidade  $L$  é maior que o comprimento de coerência do pacote de um dos fótons do par  $l_{coh.}$ , efeitos de coalescência e anticoalescência são observados. Mostramos que a variação no comprimento da cavidade pode transformar pico em vale de interferência e vice-versa, embora  $l_{coh.} < L$ . O estado de momento dos pares de fótons, nas portas de saída do divisor de feixes, pode ser controlado pela mudança no comprimento da cavidade.

Num segundo trabalho, examinamos as mudanças na correlação dos pares de fótons quando seus correspondentes feixes são filtrados por uma cavidade de Fabry-Perot. Embora os pacotes de onda de cada um dos fótons do par sofram dispersão, observamos o efeito de cancelamento da dispersão do par quando a frequência do fóton está sintonizada com a frequência natural de ressonância da cavidade. Mostramos que este efeito tem análogo clássico. Quando os braços do interferômetro estão desbalanceados, observamos um efeito de interferência quântica que não possui análogo clássico. Este efeito de interferência não-clássico foi medido experimentalmente.

# Abstract

We study experimentally the pattern of interference that arises in empty cavities quantum electrodynamics of low finesse. In all experiment, we have been using the non classical resources of photon pairs produced by spontaneous parametric down conversion. In the first work, we reported on an interference of photons in the Hong-Ou-Mandel interferometer in which one photon of the pair passes through a symmetric cavity. In the regime, where the cavity length is larger than the one-photon coherence length, photon coalescence and photon anti-coalescence are observed. We have shown that by changing the cavity length, a coincidence peak can be transformed in a dip and vice-versa, even though the coherence length of the photon wavepacket is smaller than the cavity length. Coalescence and anticoalescence of the photon pairs that exits at the beam-splitter can be controlled by changing the length of the cavity.

In the second work, we report a non-classical result obtained experimentally from a two-photon interferometer constituted by a cavity. We compare the classical two-pulses coincidences obtained theoretically and its correspondent two-photon coincidences obtained experimentally. Non-classical interference arises from the frequency entangled two-photon state generated in the spontaneous down-conversion process. Classical coincidences calculation predicts a constant coincidence rate independent of the cavity. Moreover, under resonance condition between the resonator and the signal-idler photon central frequency, the cancellation of the dispersive-like effect is obtained in the quantum and classical cases.



# Índice

Capítulo 1 Apresentação	01
Capítulo 2 Elementos de Óptica Quântica	
2.1 Conversão Paramétrica Descendente	06
2.1.1 Introdução	06
2.1.2 Óptica Linear em Cristais Anisotrópicos	08
2.1.3 Casamento de Fase em Cristais Birrefringentes	11
2.1.4 Condição de Casamento de Fase	14
2.2 Interferometria de Alta Resolução	17
2.3 Cálculo da Taxa de Coincidências	18
2.4 Arranjo Experimental do Interferômetro de Hong-Ou-Mandel	22
Capítulo 3 Coalescência e Anticoalescência em Interferometria Quântica com Cavidade	
3.1 Apresentação	24
3.1 Cavidade de Fabry-Perot	25
3.2 Arranjo Experimental.	27

3.3	Cálculo da Função de Correlação	27
3.4	Resultados Experimentais e Discussão	31
3.5	Interferência e Indistinguibilidade	36
Capítulo 4 Efeitos de Dispersão e Interferência em Cavidades Ópticas		
4.1	Introdução	44
4.2	A Cavidade como Elemento Dispersivo	46
4.3	Coincidências de Pulsos Clássicos	47
4.4	Coincidências de Fótons Emaranhados	52
4.5	Discussão	56
4.6	Arranjo Experimental e Alinhamento	60
Capítulo 5 Considerações Finais		
5.1	Conclusões e Perspectivas	65
5.2	Publicações	68
Apêndice Sistema Automático para <i>Etching</i> Seletivo em Estruturas de $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$		
0.1	Introdução	69
0.2	Preparo da Amostra e Solução	70
0.3	Descrição do Sistema de <i>Etching</i>	71
0.4	Algumas Aplicações	74
0.4.1	Filmes de AlGaAs	74
0.4.2	Microcavidades Semicondutoras	75

0.5 Conclusão	76
Bibliografia	78

# Capítulo 1

## Apresentação

*“O ponto importante numa ciência não é o complicado formalismo matemático, nem a experimentação ritualística. Ao contrário, o coração da ciência é uma espécie de honestidade vivaz que advém de se querer realmente saber que diacho está acontecendo!”*

*(Saul-Paul Sirag)*

Neste trabalho, investigamos a física dos padrões de interferência gerados por uma cavidade do tipo Fabry-Perot quando alimentada por uma fonte de luz não clássica produzida no processo de conversão paramétrica descendente espontânea (CPD), uma das mais importantes fontes utilizada nos estudos de interferência quântica. A CPD foi proposta teoricamente por Klyshko em 1969 [1] e demonstrada por Burnham e Weinberg em 1970 [2]. No processo de CPD, um fóton de alta energia interage de maneira não ressonante com um meio não linear e é convertido, espontaneamente, em dois fótons correlacionados em frequência e momento. As frequências e os momenta dos pares de fótons convertidos (frequentemente chamados *signal* e *idler*) obedecem às leis de conservação de momento e energia. A geração deste campo não clássico é detalhada na seção (2.1). A cavidade é simétrica e formada por espelhos dielétricos planos separados por uma distância  $L$ . Os dois trabalhos experimentais apresentados nesta obra foram feitos em regimes distintos: no primeiro, o comprimento  $L$  é maior que o comprimento de coerência do

pacote de onda de um dos fótons do par  $l_{coh.}$ ; o segundo, num regime de microcavidade, temos  $L < l_{coh.}$ .

Iniciamos nosso trabalho, interessados em processos de passagem de um pacote de onda de um fóton por uma cavidade, motivados pelos resultados teóricos obtidos por C. Olindo [3]. Tais resultados prevêem padrões de interferência, gerados por interferometria quântica, devido à indistinguibilidade entre processos que levam à coincidência após um divisor de feixes. Estes processos envolvem dois fótons, sendo que um deles passa por uma cavidade colocada em um dos braços do interferômetro, enquanto seu conjugado percorre o braço vazio. As diferentes maneiras de transmissão do fóton através da cavidade formam os eventos indistinguíveis que estão associados ao aparecimento do efeito de interferência. Para o estudo dos processos de transmissão fóton-cavidade, utilizamos uma técnica de interferometria de quarta ordem desenvolvida por Hong, Ou e Mandel (HOM) em 1987 [4]. Na proposta original, os pares de fótons gerados na CPD são enviados às portas de entrada de um divisor de feixes. Variando a diferença de caminho entre os dois feixes, podemos observar um vale de coincidências quando o atraso relativo entre os fótons dos pares é menor que o tempo de coerência de um dos fótons do par. Embora possa se pensar que o efeito de interferência de HOM surge somente quando os fótons se encontram simultaneamente no divisor, e alguma interação local faça a escolha de qual caminho o par deve seguir, tem-se demonstrado que este pensamento não é o correto [5]. Na verdade, não se trata de dois fótons idênticos interferindo localmente no divisor, mas da interferência entre caminhos de Feynman indistinguíveis [4], que nos conduzem ao mesmo evento de coincidência. Esta indistinguibilidade gera o agrupamento dos pacotes de onda nas portas de saída do divisor nos levando ao vale de HOM. Então, em princípio, dois fótons que alcançam o divisor em tempos diferentes, mas que preservam a indistinguibilidade dos caminhos de Feynman, podem nos conduzir à interferência. Neste caso, tem-se demonstrado que a interferência pode ser do tipo destrutiva (vale de coincidências), construtiva (pico de coincidências) e até mesmo ser aniquilada dependendo da diferença de fase entre as amplitudes de probabilidade do par de fótons

[5-9]. A nossa contribuição a este assunto é apresentada no capítulo 3. Utilizamos uma versão modificada do interferômetro de HOM, onde uma cavidade de Fabry-Perot foi colocada no braço *idler* do interferômetro. Quando o comprimento de coerência do fóton é suficientemente pequeno em relação ao comprimento da cavidade, um grande número de caminhos de Feynman podem ser construídos devido à impossibilidade de se distinguir processos de detecção gerados por um atraso específico na propagação do fóton no braço *signal* do interferômetro e alguns possíveis tempos de trânsito do seu gêmeo no interior da cavidade. Assim, um padrão de interferência é observado de modo que picos ou vales de interferência surgem em múltiplos inteiros do comprimento da cavidade [10]. Os vales de coincidências estão associados a efeitos de coalescência e os picos à anticoalescência dos pares de fótons na saída do divisor de feixes, embora a distância relativa entre os fótons *signal-idler* seja maior que o comprimento de coerência de cada fóton do par. Entende-se por coalescência, pares de fótons saindo pela mesma porta de um divisor de feixes; na anticoalescência, cada fóton do par sai necessariamente por portas distintas do divisor. Demonstramos que podemos controlar os efeitos de coalescência e anticoalescência dos pares, nas portas de saída do divisor, realizando uma fina variação no comprimento da cavidade, mantendo-se fixa a diferença de comprimento entre os braços do interferômetro. A periodicidade entre os picos e vales de interferência depende da razão entre a diferença de comprimento entre os braços do interferômetro e o comprimento da cavidade. Recentemente, o estudo da mudança na correlação em quarta ordem, devido a uma cavidade tipo Fabry-Perot, tem despertado interesse tanto teórico [11] quanto experimental [12]. Como exemplo, o conceito de *mode locking*, usado na produção de pulsos curtos em lasers, tem sido aplicado, de forma similar, em osciladores paramétricos ópticos que operam abaixo do limiar de operação para produzir estado de dois-fóton *mode locking* [13, 14, 15]. Efeitos de coalescência e anticoalescência têm sido implementados para a construção de portas quânticas [16] e sugerido em outras implementações destas portas via interferometria com cavidades [17].

Classicamente, dois pulsos de luz propagando através de dois meios dispersivos difer-

entes sofrerão efeitos de dispersão e a taxa de coincidência entre os dois pulsos será alterada. No entanto, quando pares de fótons emaranhados produzidos pela conversão paramétrica descendente são considerados, Franson [18] demonstrou que efeitos dispersivos experimentados por um dos fótons pode cancelar exatamente o efeito do outro de tal maneira que a taxa de coincidências se mantém inalterada. Nosso interesse nestes efeitos está na verificação experimental dos resultados teóricos apresentados por Agarwal e Gupta [19]. Eles examinaram as mudanças na correlação dos fótons, quando os feixes *signal* e *idler* passam através de uma cavidade de Fabry-Perot, que atua como elemento dispersor. A natureza quântica da anticorrelação em frequência entre os fótons *signal* e *idler* leva ao cancelamento do efeito tipo-dispersivo, introduzido pela cavidade, quando a frequência central dos respectivos pacotes *signal* e *idler* coincidem com a frequência de ressonância da cavidade. Além disso, este efeito ocorre na condição de interferômetro *balanceado*, isto é, quando os braços do interferômetro têm o mesmo comprimento. Entretanto, sob as mesmas condições, mostramos que o modelo clássico correspondente indica que o efeito de cancelamento da dispersão é também um efeito clássico. Sob a mesma configuração experimental, um efeito de interferência surge devido à anticorrelação do campo de dois fótons associado à propriedade de filtragem espectral da cavidade dentro do interferômetro *desbalanceado*. Construímos um modelo teórico mais amplo que aquele apresentado por Agarwal para levar em conta os efeitos de interferência quântica e mostrar de modo mais intuitivo o porquê do efeito de cancelamento tipo-dispersivo. O estudo básico do cancelamento da dispersão baseado em campo óptico de forte correlação tem interesse prático em informação quântica, tais como comunicação quântica [20, 21] e sincronismo de relógios [22], visto que o acúmulo de efeitos de dispersão ao longo das linhas de transmissão óptica causa problemas de comunicação.

O capítulo 2 traz uma revisão introdutória de alguns tópicos de óptica linear e não linear de meios anisotrópicos, aplicados à física da conversão paramétrica descendente, e alguns tópicos de interferferometria quântica necessários ao entendimento deste trabalho. O capítulo seguinte apresenta um estudo teórico e experimental de efeitos de coalescência

e anticoalescência em eletrodinâmica de cavidade via interferometria quântica. No capítulo 4, apresentamos a teoria e o experimento que demonstram os efeitos de interferência e cancelamento tipo-dispersivo em cavidades de Fabry-Perot.

Temos interesse na investigação da interação de fótons emaranhados com um meio absorvedor no interior de microcavidades semicondutoras de  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  crescidas em substrato de  $GaAs$  [23]. Para a experiência proposta acima, o campo de radiação que interage com as microcavidades deve ser transmitido através dela. Isto nos obriga a termos amostras de microcavidades semicondutoras que não tenham o substrato em sua estrutura, visto que ele absorve a radiação com o comprimento de onda dos fótons de interesse gerados na conversão paramétrica. Para tanto, utilizamos uma técnica de corrosão química para a retirada do substrato [24, 25]. Projetamos e construímos uma câmara de corrosão com controle opto-eletrônico que retira seletivamente o substrato da amostra sem danificar a microcavidade [26]. A técnica de corrosão para o preparo das microcavidades é apresentada no apêndice do final deste trabalho.



# Capítulo 2

## Elementos de Óptica Quântica

### 2.1 Conversão Paramétrica Descendente

#### 2.1.1 Introdução

Considere um laser de alta frequência  $\omega_3$  incidindo em um cristal não linear tal que a resposta do campo no interior do dielétrico seja proporcional à susceptibilidade elétrica de segunda ordem do meio  $\chi^2$  [Fig.(2.1)]. O feixe laser é, em geral, chamado de feixe de bombeamento (*pump*). A conversão paramétrica descendente (CPD) é o processo em que um fóton de energia  $\hbar\omega_3$  incidente no cristal é convertido de forma não ressonante em outros dois fótons de energias  $\hbar\omega_1$  e  $\hbar\omega_2$ , frequentemente chamados *signal* e *idler*. O processo conserva energia,

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2, \quad (2.1)$$

e momento,

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (2.2)$$

Esta última relação é conhecida também como condição de casamento de fase.

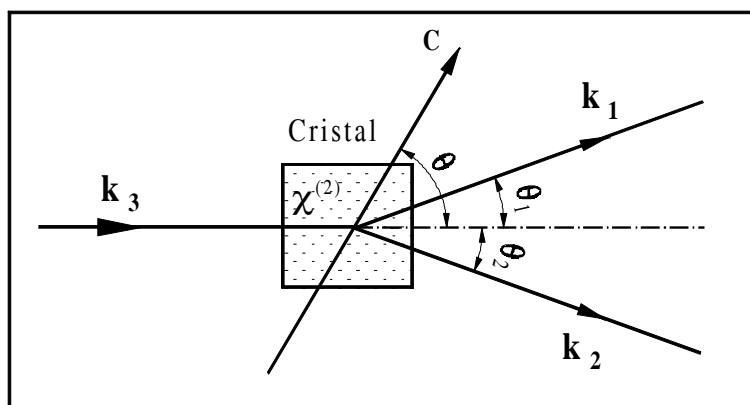


Figura 2-1: Geometria do processo de conversão paramétrica descendente de um cristal uniaxial. O eixo-C indica o eixo óptico do cristal.

O espectro da luz gerada no processo de luminescência paramétrica (outro nome dado a CPD) se apresenta como uma conveniente fonte de luz não clássica, emaranhada em energia e momento [27]. Durante a última década, esta fonte tem se mostrado útil na demonstração de aspectos não clássicos da mecânica quântica [28, 29], aplicação em criptografia [30], metrologia [31] e tecnologias de informação quântica [32]. O modelo físico para o entendimento da CPD não pode ser completamente entendido por meio da eletrodinâmica clássica. Como exemplo, a teoria ondulatória clássica não pode descrever o processo espontâneo na geração dos feixes *signal* e *idler*, isto é, o fato da interação dos campos envolvidos terem valores iniciais iguais a zero. No entanto, mostra-se que um modelo quântico que descreva o acoplamento entre os campos *pump*, *signal* e *idler*, mediado por um meio não linear, descreve o processo de luminescência paramétrica espontânea [33]. Não discutiremos o modelo de interação entre os campos envolvidos na CPD que é detalhado em [33] e rediscutido em [34, 35, 36]. Nos restringiremos somente a resultados de interesse, como as condições (2.1) e (2.2). Elas formam condições necessárias para a geração da luminescência paramétrica em cristais, mas não condições suficientes. Em geral, o cristal precisa reunir algumas propriedades ópticas para que a condição de

casamento de fase (2.2) seja atendida. Assim, vamos dedicar as próximas seções à óptica de cristais e à condição de casamento de fase.

### 2.1.2 Óptica Linear em Cristais Anisotrópicos

Quando uma onda eletromagnética se propaga por um meio anisotrópico, formam-se dipolos de origem eletrônica ou molecular, cujas direções, em geral, são diferentes do campo elétrico da onda no meio. Se os dipolos não são paralelos ao campo aplicado  $\mathbf{E}$ , então a polarização  $\mathbf{P}$  e o vetor deslocamento  $\mathbf{D}$  não são paralelos ao campo  $\mathbf{E}$ . A susceptibilidade elétrica  $\chi$ , que governa a resposta eletromagnética do meio, é representada por um tensor de segunda ordem. As componentes da polarização são dadas por  $P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j$ , sendo  $\chi_{ij}$  o tensor de susceptibilidade. O tensor dielétrico  $\epsilon$  pode ser escrito em termos do vetor deslocamento, cujas componentes são dadas por  $D_j = \epsilon_0(1 + \chi_{ij})E_j = \epsilon_{ij}E_j$ , onde o tensor susceptibilidade  $\chi_{ij}$  foi substituído pelo tensor permissividade dielétrica  $\epsilon_{ij}$  que passará a representar as características ópticas do meio. O tensor  $\epsilon_{ij}$  é simétrico, de modo que as propriedades dielétricas do cristal estão caracterizadas por seis quantidades independentes de uma matriz 3x3. Os valores dos elementos  $\epsilon_{ij}$  dependem da escolha do sistema de coordenadas adotado em relação à estrutura do cristal. É possível encontrar um sistema de coordenadas no cristal tal que o tensor dielétrico seja diagonal, de modo que as componentes do vetor  $\mathbf{D}$  se reduzam à  $D_j = \epsilon_j E_j$ , onde  $\epsilon_{jj} = \epsilon_j$  ( $j = x, y, z$ ). As coordenadas  $(x, y, z)$  definem os eixos e planos principais do cristal. Os índices de refração principais ao longo destes eixos são definidos como  $n_j = (\frac{\epsilon_j}{\epsilon_0})^{1/2}$ , onde  $j = x, y, z$ . Para cristais não magnéticos, a densidade de energia armazenada no campo elétrico é dado por  $U = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$ . Em relação aos eixos principais, a superfície de energia constante no espaço-D é dada por

$$\frac{D_x^2}{\epsilon_x} + \frac{D_y^2}{\epsilon_y} + \frac{D_z^2}{\epsilon_z} = 2U. \quad (2.3)$$

Definindo  $\mathbf{r} = \mathbf{D}/\sqrt{2U\epsilon_0}$  e considerando (2.3), obtemos a superfície

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1, \quad (2.4)$$

conhecida como indicatriz óptica. Esta equação nos permite determinar propriedades ópticas do cristal por uma construção geométrica. Vamos nos restringir à categoria de cristais uniaxiais, empregado na geração da CPD em nossos experimentos. Para este caso,  $n_x = n_y = n_o$  e  $n_z = n_e$ . A superfície (2.4) passa a ter simetria cilíndrica em torno do eixo- $z$  definindo a direção do vetor de onda  $\mathbf{k}$  dentro do cristal. O vetor  $\mathbf{k}$  forma um ângulo  $\theta$  com o eixo óptico  $z$ , como mostra a Fig.(2.2). O plano que contém o eixo  $z$  e o vetor  $\mathbf{k}$  é chamado plano principal  $\alpha$ . A superfície normal a  $\mathbf{k}$ , limitada pela superfície do elipsóide, forma uma elipse de semi-eixos  $n_1$  e  $n_2$ . Para cristais uniaxiais, o semi-eixo  $n_1$  se encontra no plano- $xy$  e tem valor  $n_1 = n_o$ , que independe de  $\theta$ . Por outro lado, o valor de  $n_2$  depende da orientação entre  $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{z}$ , portanto  $n_2 = n_e(\theta)$ . O feixe de luz de polarização ortogonal ao plano principal  $\alpha$  é chamado feixe ordinário; o campo paralelo ao plano  $\alpha$ , feixe extraordinário. Em especial, os índices de refração nas direções ortogonal e paralela ao plano  $\alpha$  são  $n_e(\pi/2) = n_o$  e  $n_e(0) = n_e$  [ver Eq.(2.5)]. A diferença  $\Delta n = n_o - n_e$  caracteriza a birrefringência no cristal. Para cristais com birrefringência negativa,  $n_o > n_e$  (ex. BBO, LiIO<sub>3</sub>); em cristais positivos,  $n_o < n_e$ . Em geral, podemos decompor  $n_e(\theta)$  nas componentes paralela e perpendicular ao eixo óptico e reescrever (2.4) como

$$\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} = \frac{1}{n_e^2(\theta)}. \quad (2.5)$$

Portanto, o índice de refração depende da direção de propagação da onda. Quando  $\theta = 0$ , o vetor  $\mathbf{k}$  está ao longo do eixo óptico e a birrefringência desaparece. Ambas polarizações experimentam o mesmo valor  $n_o$ . O módulo da birrefringência  $\Delta n$  aumenta a partir de  $\theta = 0$  e atinge um máximo em  $\theta = 90^\circ$ . As ondas ordinárias e extraordinárias se propagam ao longo do meio com índices  $n_o$  e  $n_e(\theta)$ , respectivamente. Os índices de

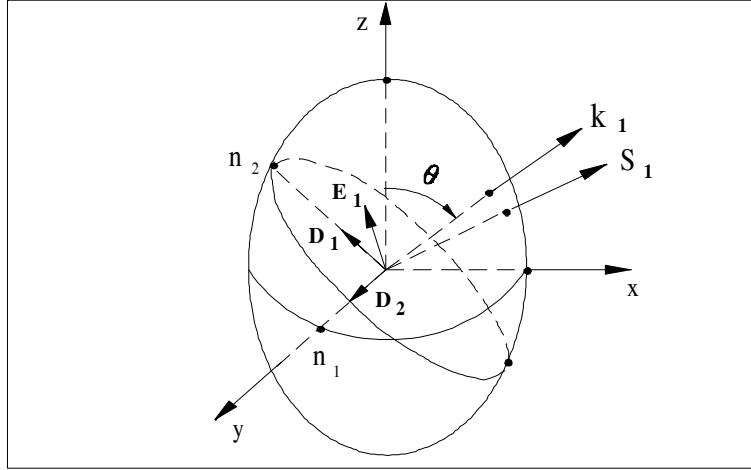


Figura 2-2: Indicatriz óptica para um cristal uniaxial negativo ( $n_o > n_e$ ). Os semi-eixos  $n_1$  e  $n_2$  são índices de refração para os dois modos normais  $\mathbf{D}_1$  e  $\mathbf{D}_2$ . Os vetores  $\mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{D}_1$ ,  $\mathbf{k}_1$  e  $\mathbf{S}_1$ , que caracterizam o modo-1, são o campo elétrico, o vetor deslocamento, a direção do vetor de onda e a direção do vetor de Poynting, respectivamente, no interior do cristal. Estes vetores são coplanares. O ângulo  $\theta$  dá a direção do vetor de onda em relação ao eixo óptico  $z$  do cristal.

refração são característicos do material que compõem o cristal. Como, em geral, os cristais são dispersivos, os índices também dependem da frequência do campo que se propaga ao longo dele. Usualmente, os índices  $n_o(\omega)$  e  $n_e(\omega, \theta)$  são representados pela equação de Sellmeier escrita na forma [22, 37]

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{C + \lambda^2} + D\lambda^2, \quad (2.6)$$

onde os coeficientes  $A, B, C$  e  $D$  são determinados experimentalmente. Como exemplo, as equações de dispersão (Sellmeier) para o beta borato de bário ( $\beta - BaB_2O_4$ , frequentemente chamado BBO) são dadas por [37]

$$n_o^2(\lambda) = 2,7405 + \frac{0,0184}{\lambda^2 - 0,0179} - 0,0155\lambda^2,$$

e

$$n_e^2(\lambda) = 2,3730 + \frac{0,0128}{\lambda^2 - 0,0156} - 0,0044\lambda^2, \quad (2.7)$$

onde  $\lambda$  é medido em  $\mu\text{m}$ . O domínio de (2.7) compreende o intervalo de dispersão normal do BBO entre 200 e 3300 nm [38]. Outro exemplo de interesse em nossos experimentos é o iodato de lítio ( $\text{LiIO}_3$ , ver seção 3.3), cujas relações de Sellmeier podem ser consultadas na referência [39].

### 2.1.3 Casamento de Fase em Cristais Birrefringentes

A conversão paramétrica em cristais com não-linearidade em  $\chi^{(2)}$  nos conduz a conservação de energia (2.1) e permite a geração de pares de fótons mesmo nos casos onde o momento linear não é exatamente conservado [33]. Portanto, a Eq.(2.2) pode, de forma mais geral, ser escrita como

$$\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1, \quad (2.8)$$

onde  $\delta\mathbf{k}$  está limitado pelo volume do cristal. A probabilidade do campo *signal* (*idler*) ser gerado numa dada direção  $\mathbf{k}_s$  ( $\mathbf{k}_i$ ) pode ser escrita, para efeito de análise, de forma simples e conveniente como

$$P(\mathbf{k}_s) \propto \prod_{j=1}^3 l_j \cdot \text{sinc} \left[ \frac{(\delta\mathbf{k})_j l_j}{2} \right], \quad (2.9)$$

onde  $l_j$  ( $j = x, y, z$ ) são as dimensões lineares do cristal e  $(\delta\mathbf{k})_j = (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)_j$ . Assim, a probabilidade é reduzida se  $\delta\mathbf{k} \neq 0$  e eficiente para o casamento de fase  $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$  [Eq.(2.2)]. Considerando  $k_j = n_j \frac{\omega_j}{c}$  e a Eq.(2.1), o casamento de fase (2.2) é satisfeito se somente se  $n_1 = n_2 = n_3$ . Entretanto, os cristais são em geral dispersivos [ $n = n(\omega)$ ], o que dificulta satisfazer a relação de fase (2.2). Para contornar o problema, usam-se cristais birrefringentes para compensar a dispersão. Para cada frequência, existe um par

de índices de refração, isto é, um índice para cada modo de polarização. A diferença entre eles é ajustada para compensar o efeito da dispersão. Então, o estado de polarização de cada onda individual em (2.2) precisa ser avaliado para que ocorra o casamento de fase. Isto nos conduz a dois tipos de sincronismo, ilustrados na tabela abaixo [39].

<b>Cristal Uniaxial</b>	<b>Tipo-I</b>	<b>Tipo-II</b>
<b>Negativo</b>	$\mathbf{k}_3^e(\theta) = \mathbf{k}_1^o + \mathbf{k}_2^o$	$\mathbf{k}_3^e(\theta) = \mathbf{k}_1^o + \mathbf{k}_2^e(\theta)$
<b>Positivo</b>	$\mathbf{k}_3^o = \mathbf{k}_1^e(\theta) + \mathbf{k}_2^e(\theta)$	$\mathbf{k}_3^o = \mathbf{k}_1^o + \mathbf{k}_2^e(\theta)$

Tabela 2.1- Possibilidades de casamento de fase em cristais uniaxiais. Os sobre-índices ‘e’ e ‘o’ indicam o tipo de interação. Como exemplo, em cristais tipo-1 de birrefringência negativa ( $n_o > n_e$ ), o casamento é da forma  $e \rightarrow o + o$ .

A tabela 2.1 mostra que na luminescência paramétrica podemos obter dois tipos de sincronismo (ou casamento) de fase. O tipo-I é aquele em que os feixes *signal* e *idler* têm polarizações paralelas entre si e ortogonais ao feixe do laser; no tipo-II, os feixes convertidos têm polarizações ortogonais entre si e uma delas é paralela à polarização do laser. Vamos utilizar a representação geométrica desenvolvida na seção 1.2 para ilustrar a condição de casamento de fase da tabela 2.1. Vamos iniciar com o caso colinear, que torna (2.2) uma equação escalar. Nos processos de conversão paramétrica com pulsos curtos [40], obtém-se a conversão de um pulso no infravermelho em pulsos no violeta por geração de segundo harmônico no cristal ( $\omega \rightarrow 2\omega$ ). Considere a sincronia de fase tipo-I e os vínculos (2.1) e (2.2). Neste caso, a geração de segundo harmônico está condicionada ao resultado

$$n_{o,1}(\omega_1) = n_{e,3}(2\omega_1, \theta_m), \quad (2.10)$$

onde  $\omega_3 = 2\omega_1$  e  $\theta_m$  é o ângulo de casamento de fase [Fig.(2.3)]. Outro exemplo escalar de grande interesse em óptica quântica é a interação  $e \rightarrow e + o$  (conversão paramétrica tipo-II), onde os fótons gerados são degenerados em frequência e direção. Para este caso,

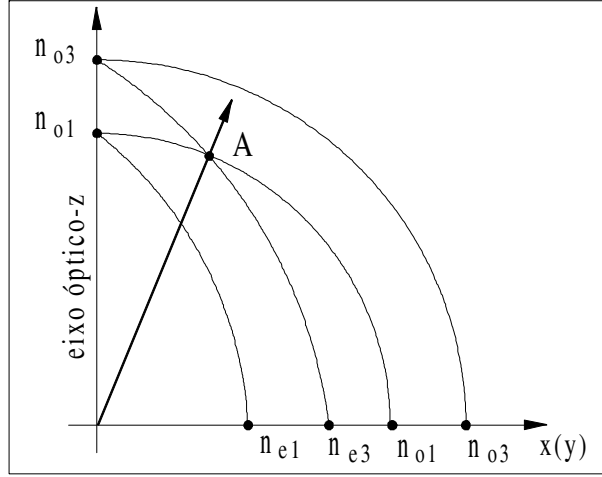


Figura 2-3: Casamento de fase colinear tipo-I ( $e \rightarrow o + o$ ) para geração de segundo harmônico em um cristal uniaxial negativo ( $n_o > n_e$ ). O ponto-A estabelece a condição (2.10).

a condição de casamento de fase para a geração dos pares de fótons é dado por

$$2n_e(\omega_3, \theta_m^*) = n_e(\omega_3/2, \theta_m^*) + n_o(\omega_3/2), \quad (2.11)$$

onde  $\theta_m^*$  é o ângulo de casamento de fase;  $\omega_3$  é a frequência do *pump*.

No entanto, o casamento de fase entre duas ondas é, em geral, não colinear devido ao caráter vetorial de (2.2). Neste caso, é mais conveniente expressar a equação da indicatriz em termos de superfície de número de onda [Fig.(2.4)].

Em termos analíticos, descrevemos a sintonia não colinear em termos de duas equações escalares: uma para a direção do *pump*  $\mathbf{k}_3$  e a outra para a direção perpendicular à  $\mathbf{k}_3$ . Neste sistema de referência, podemos mostrar que as condições (2.1) e (2.2) se reduzem a [41]

$$\frac{n_3(\lambda_3, \theta_m)}{\lambda_3} \cos(\theta_2) = \frac{n_1(\lambda_1, \theta_m + \theta_1)}{\lambda_1} \cos(\theta_1 + \theta_2) + \frac{n_2(\lambda_2, \theta_m + \theta_2)}{\lambda_2}$$



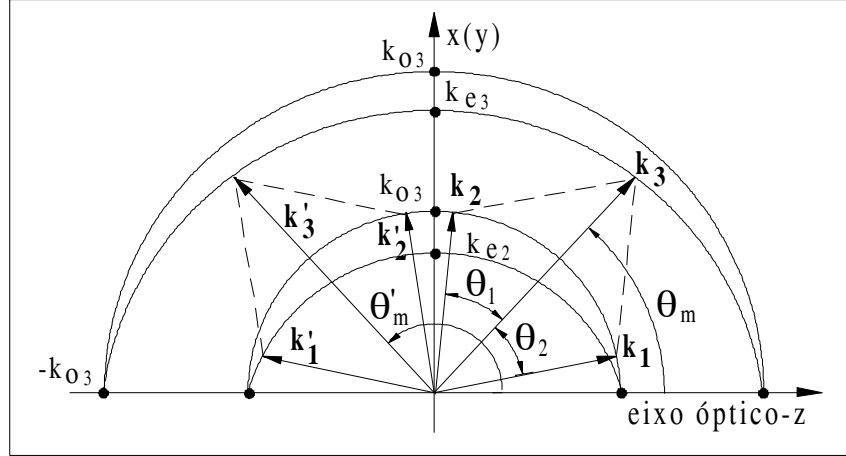


Figura 2-4: Casamento de fase não colinear em cristais uniaxiais negativos. Casamento tipo-I ( $e \rightarrow o + o$ ) para a direção  $k_3$  e tipo-II ( $e \rightarrow o + e$ ) para a direção  $k'_3$ .

e

$$\theta_2 = \tan^{-1} \left[ \frac{\frac{n_1(\lambda_1, \theta_m + \theta_1)}{\lambda_1} \sin(\theta_1)}{\frac{n_3(\lambda_3, \theta_m)}{\lambda_3} - \frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1} \cos(\theta_1)} \right], \quad (2.12)$$

onde os subíndices 3, 2, e 1 correspondem aos campos *pump*, *idler* e *signal*, respectivamente. Os ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$  estão ilustrados na Fig.(2.1). Para um cristal uniaxial conhecido, as equações (2.5), (2.6) e (2.12) resolvem o problema da geometria e o espectro de emissão da conversão paramétrica. Como exemplo, podemos determinar como a frequência do campo *idler* e seu ângulo de saída no cristal [41], dado a frequência e ângulo de saída do feixe *signal*.

### 2.1.4 Condição de Casamento de Fase

Para o caso ideal de uma onda plana e cristal suficientemente longo [ver Eq.(2.9)], obtém-se  $\delta\mathbf{k} = \mathbf{0}$ . Entretanto, para um cristal de comprimento finito  $L$  e um feixe *pump* Gaussiano de largura  $w$ , é possível que a conversão paramétrica ocorra para  $\delta\mathbf{k} \neq \mathbf{0}$ . A

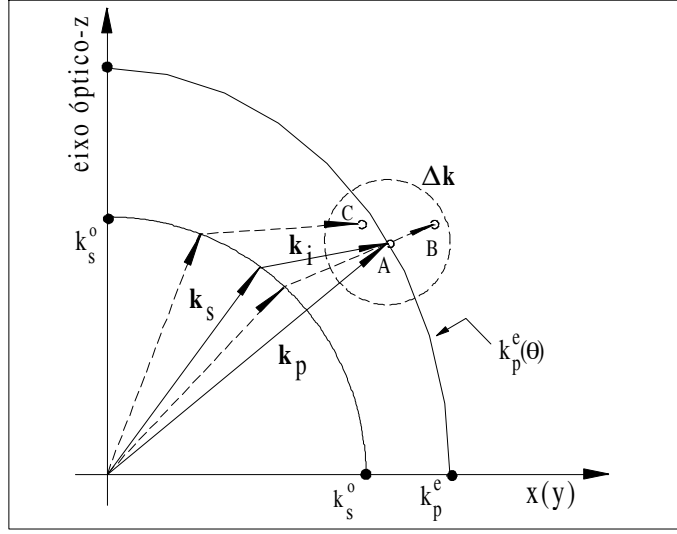


Figura 2-5: Casamento de fase tipo-I não colinear para um cristal de comprimento finito e um feixe *pump* Gaussiano. O volume  $\Delta k$  no espaço- $k$  permite outras possibilidades para a geração de pares de fótons, permitindo um alargamento do espectro de emissão da luminescência paramétrica.

partir da Hamiltoniana de interação entre os campos envolvidos na conversão paramétrica [42, 43], pode-se mostrar que a função peso  $\Phi$  para a intensidade da luz emitida no processo de luminescência pode ser escrita como

$$\Phi = \exp \left[ -\frac{1}{2}w(\delta k_x^2 + \delta k_y^2) \right] \text{sinc}^2 \left[ \frac{1}{2}L\delta k_z^2 \right], \quad (2.13)$$

que possui seu valor máximo para  $|\delta \mathbf{k}| = 0$  e, mantendo  $L$  fixo, vai a zero quando  $|\delta \mathbf{k}|$  cresce.

Considerando (2.8) e o sistema de coordenadas para estabelecer (2.12), as equações que determinam a geometria e o espectro de emissão do cristal são escritas como [44]

$$\delta k_z = \frac{1}{c} \left[ \omega_3 n(\omega_3, \theta_m) - \sum_{j=1}^2 \omega_j n(\omega_j, \theta_m + \theta_j) \cos \theta_j \right]$$

e

$$\delta k_{\perp} = \frac{1}{c} \sum_{j=1}^2 \omega_j n(\omega_j, \theta_3 + \theta_j) \sin \theta_j, \quad (2.14)$$

onde  $\delta k_{\perp} = (\delta k_x^2 + \delta k_y^2)^{1/2}$  é a medida da dessintonia de fase  $|\delta \mathbf{k}|$  dada por  $|\delta \mathbf{k}| = (\delta k_{\perp}^2 + \delta k_z^2)^{1/2}$ . Vamos considerar, arbitrariamente, que ocorra casamento de fase para valores de  $|\delta \mathbf{k}|$  tal que  $\Phi(\delta \mathbf{k}) \geq 1/2$ . Escolhendo as variáveis  $\omega_3$ ,  $\theta_3$  e  $\omega_1$  como parâmetros, o par de equações (2.14), resumem-se na resolução de um sistema de equações do tipo

$$\begin{aligned} g(\theta_1, \theta_2) &= \delta k_z \\ h(\theta_1, \theta_2) &= \delta k_{\perp}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

cujo objetivo é encontrar  $\theta_1$  e  $\theta_2$  de modo que  $|\delta \mathbf{k}|$  seja mínimo e satisfaça  $\Phi(\delta \mathbf{k}) \geq 1/2$ . A geometria da conversão paramétrica está ilustrada na Fig.(2.6). Devido a coplanaridade da Eq.(2.2), se um fóton *signal* for emitido em um ângulo  $\varphi$ , seu conjugado *idler* deve ser emitido na direção  $\varphi + \pi$ . Para um ângulo de casamento de fase fixo, a quantidade  $|\delta \mathbf{k}|$  está associada a uma largura de banda  $\delta \lambda$  ( $\delta k/k = -\delta \lambda/\lambda$ ) que depende do comprimento [Eq.(2.9)] e da característica dispersiva do cristal [Eq.(2.6)]. Além disso, o fato de o feixe *pump* real ter uma distribuição  $\Delta \mathbf{k}$ , ser Gaussiano e não monocromático, também contribui para a largura  $\delta \lambda$  da luz emitida no processo espontâneo de CPD. A referência [44] traz outros algoritmos para a geometria e espectro de emissão da luz, tanto para cristais uniaxiais como biaxiais. Um programa (código em fortran) de domínio público para o cálculo da geometria e espectro da luz emitida na CPD pode ser conseguido em [45]. Um vídeo simulando a luz emitida por cristais tipo-I e tipo-II em função do ângulo entre a direção do feixe pump e o eixo óptico é mostrado em [46].

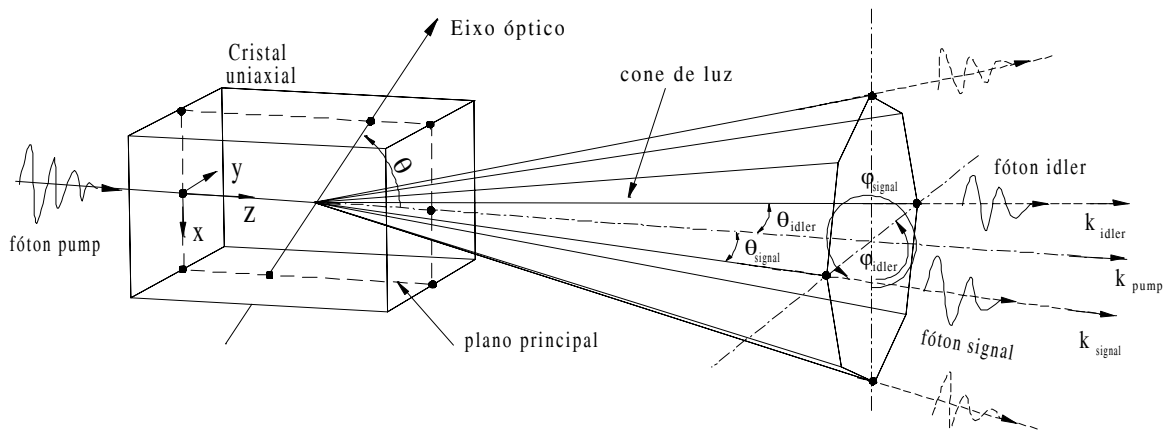


Figura 2-6: Esquema detalhado do processo de luminescência paramétrica tipo-I. Os nomes *signal*, *idler* e *pump* estão associados aos índices 1, 2 e 3 do texto, respectivamente.

## 2.2 Interferometria de Alta Resolução

A medida da correlação temporal entre os fótons conjugados *signal* e *idler* nos dá informação de quão simultâneo é o processo de geração do par emaranhado. Os primeiros experimentos verificaram uma simultaneidade da ordem de nanosegundos, limitados pelo tempo de resposta dos detectores [2]. Posteriormente, este limite foi melhorado para a ordem de picosegundos [47]. Em 1987, porém, Hong, Ou e Mandel (HOM) introduziram uma técnica de interferometria fóton-fóton [4] permitindo medir intervalos de tempo entre os pares conjugados com resolução de femtosegundos, várias ordens de grandeza menor que o tempo de resolução do sistema detector-eletrônica.

A técnica consiste em fazer com que os fótons gerados no cristal, degenerados em frequência e de mesmo estado de polarização, sigam por caminhos ópticos diferentes até se encontrarem num divisor de feixes [consulte a Fig.(2.8) na seção 2.4], que após atravessá-lo, são detectados em coincidência (detectores D1 e D2). Considere  $l_s$  e  $l_i$ , os respectivos comprimentos dos caminhos ópticos dos fótons *signal* e *idler*, medidos a partir do cristal até a posição do divisor de feixes DF1. Seja  $l_c$  o comprimento de

coerência do pacote de onda destes fótons. No regime onde a diferença  $|l_s - l_i| > l_c$ , a taxa de coincidências se mantém inalterada devido à contribuição de dois processos: ambos os fótons são refletidos no divisor DF1 ou ambos são transmitidos neste divisor. Porém, quando  $|l_s - l_i| = 0$ , a detecção em coincidências destes dois tipos de eventos tornam-se indistinguíveis e uma interferência destrutiva é estabelecida, ocasionando a diminuição da taxa de coincidência. Como exemplo, veja o resultado experimental da Fig.(2.7), obtido através do interferômetro da Fig.(2.8). Neste caso, a mecânica quântica prevê que as amplitudes de probabilidade sejam somadas e a probabilidade de detecção em coincidências seja dada por [48]

$$P_c = |t.t + ir.ir|^2 = |t^2 - r^2|^2, \quad (2.16)$$

onde  $i$  vem da mudança de fase devido à reflexão do fóton no divisor DF1 [4]. Para um divisor 50/50 ( $r = t = 1/\sqrt{2}$ ), obtemos interferência destrutiva total e a taxa de coincidências se anula. Nesta situação, os fótons saem pela mesma porta do divisor DF1 [porta p3 ou p4 na Fig.(2.8)]. Na condição  $0 < |l_s - l_i| \lesssim l_c$ , a interferência é parcial. Muitos dos eventos de coincidências deixam de ocorrer devido à não superposição total dos pacotes no tempo e os dois caminhos de Feymann tornam-se, em princípio, distinguíveis. Este regime nos dá a resolução do interferômetro de HOM e uma medida da simultaneidade na geração dos fótons, medida pela largura a meia altura da curva da Fig.(2.7). Quando retomamos o regime  $|l_s - l_i| > l_c$ , todos os eventos de coincidências tornam-se distinguíveis e o patamar de coincidências é restabelecido.

## 2.3 Cálculo da Taxa de Coincidências

Considere o interferômetro de Hong-Ou-Mandel (HOM) apresentado na Fig.(2.8). Vamos calcular a probabilidade conjunta de se detectar um par de fótons medidos em coincidência nas portas 3 e 4. Seja  $\tau_1$  o tempo de propagação de um dos fótons desde o cristal até o divisor DF1 e  $\delta t$  a diferença de tempo entre os caminhos devido ao deslocamento

$\delta x = c\delta t$  do prisma P1. Assim, o campo elétrico nas saídas das portas 3 e 4 são dados por [4, 27]

$$E_3^+(t) = \sqrt{T}E_s^+(t - \tau_1) + i\sqrt{R}E_i^+(t - \tau_1 - \delta t)$$

e

$$E_4^+(t) = \sqrt{T}E_i^+(t - \tau_1 - \delta t) + i\sqrt{R}E_s^+(t - \tau_1), \quad (2.17)$$

onde  $R$  e  $T$  são a refletividade e transmissividade do divisor DF1, respectivamente, e

$$E_j^+(t) = \int a_j(\omega)e^{i\omega t}d\omega,$$

tal que  $j = \{i, s\}$  e  $a_j(\omega)$  é o operador de aniquilação do fóton de frequência  $\omega$ .

A probabilidade de se detectar um fóton na porta 3 no tempo  $t$  e o outro fóton conjugado na porta 4 no tempo  $t + \tau$  é dado por [27, 49]

$$P_{34}(\tau) = \eta \langle \psi | E_3^-(t) E_4^-(t + \tau) E_4^+(t + \tau) E_3^+(t) | \psi \rangle, \quad (2.18)$$

onde  $\eta$  é uma constante que depende da eficiência dos detectores.

Para o caso de interferência no domínio temporal, estamos interessados na correlação em frequências do estado dos pares emaranhados de dois fótons  $|\psi\rangle$ , que pode ser escrito como [33]

$$|\psi\rangle = \zeta |v\u00e1cuo\rangle + \xi \int d\omega \phi(\omega) |\omega\rangle_1 |\omega_0 - \omega\rangle_2, \quad (2.19)$$

onde  $\zeta \gg \xi$  e  $\phi(\omega)$  é uma função espectral do pacote de um dos fótons do par, determinada pelos filtros de interferência colocados em frente aos detectores. O par de fótons *signal-idler* de respectivas frequência  $\omega_1$  e  $\omega_2$  satisfaz à equação de vínculo  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ . Estamos interessados nos pares degenerados  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0/2$ .

Experimentalmente, o que medimos é a taxa de coincidências  $T_c$  nas portas de saída 3 e 4, dentro de um tempo de resolução  $\mathcal{T}$  do sistema de detecção (detectores D1 e D2 e eletrônica de contagem).  $T_c$  é obtida pela integração de  $P_{34}(\tau)$ , dentro da janela de coincidências, como

$$T_c = \int_{-\frac{\mathcal{T}}{2}}^{+\frac{\mathcal{T}}{2}} P_{34}(\tau) d\tau. \quad (2.20)$$

Mas, como o tempo  $\mathcal{T}$  é muito maior que o tempo de coerência  $t = 1/\Delta\omega$  ( $\Delta\omega$  é a meia-largura dos filtros F1 e F2), podemos tomar  $\mathcal{T} \rightarrow \infty$ . Considerando a definição (2.18) e substituindo (2.17) em (2.20), obtém-se o resultado [4]

$$T_c = c \left[ R^2 + T^2 - 2RT \frac{\int g(\tau)g(\tau - 2\delta t)d\tau}{\int g^2(\tau)d\tau} \right], \quad (2.21)$$

onde  $c$  é uma constante e a função normalizada  $g(\tau)$  é dada por

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)}, \quad (2.22)$$

onde  $G(\tau)$  é a transformada de Fourier

$$G(\tau) = \int d\omega \phi(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega, \quad (2.23)$$

da função  $\phi$  que representa a distribuição espectral do pacote de onda do fóton. Experimentalmente, esta distribuição fica determinada pelos filtros F1 e F2. Em especial, para uma distribuição Gaussiana  $\phi(\omega)$  centrada em  $\omega_0/2$  e  $R = T = 1/2$  (divisor DF1 50/50), a equação (2.21) se reduz à

$$T_c = N[1 - e^{-(\Delta\omega \cdot \delta t)^2/2}], \quad (2.24)$$

onde  $N$  é uma constante. A previsão teórica (2.24) se ajusta, com boa aproximação, aos dados experimentais da Fig.(2.7). O fundo do vale ocorre para  $\delta t = 0$  e aumenta

simetricamente para o valor de patamar  $N$ , quando  $|\delta t| > t_c$  ( $t_c \sim 1/\Delta\omega$ ), onde  $t_c$  é o tempo de coerência do pacote de onda de um dos fótons do par *signal-idler*.

Uma medida importante na caracterização de um padrão de interferência é a sua *visibilidade*. Considere uma franja de interferência que possui um mínimo de intensidade de luz  $I_{\min.}$  e um máximo de intensidade  $I_{\max.}$ . Como exemplo de padrão, considere a figura abaixo. Vamos definir a visibilidade  $\Gamma$  como

$$\Gamma = \frac{I_{\max.} - I_{\min.}}{I_{\max.}}. \quad (2.25)$$

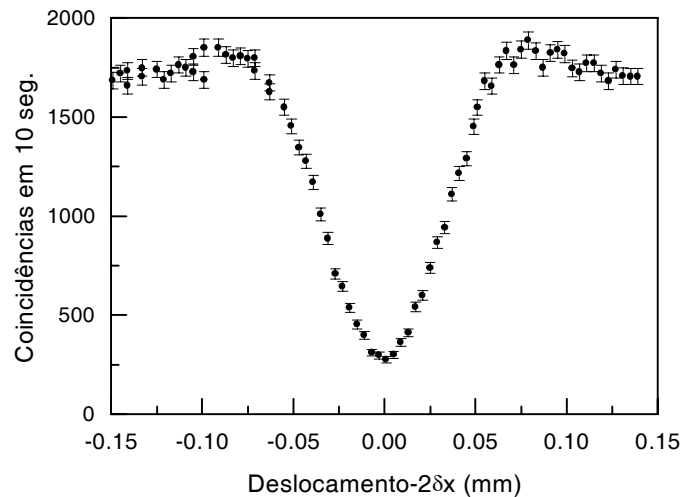


Figura 2-7: Interferência de quarta ordem obtida pelo interferômetro de HOM da Fig.(2.8). A visibilidade é de 0.85.  $\delta x$  é o deslocamento dado pelo prisma P1.



## 2.4 Arranjo Experimental do Interferômetro de HOM

O aparato experimental é mostrado na Fig.(2.8). Um cristal não linear de iodato de lítio  $LiIO_3$  (10x10x5 mm) é excitado por um campo Gaussiano de 70 mW, gerado por um laser iônico de criptônio oscilando na linha de emissão de 413,1 nm. Os orifícios A1, A2 com 1,4 mm de diâmetro marcam a direção do feixe *pump*. A luminescência paramétrica para o  $LiIO_3$  exhibe casamento de fase do tipo-I. Os fótons violeta (413,1 nm) são convertidos em dois fótons infravermelho de 826,2 nm que se propagam nas direções  $\theta_i = \theta_s = 2,5^\circ$  a partir do feixe *pump* não convertido. As aberturas A3, A4 com  $\phi$  1,4 mm (o símbolo  $\phi$  representa medida do diâmetro) funcionam como filtros espaciais para os feixes *signal* e *idler*. Após as aberturas A3 e A4, os feixes são desviados pelos espelhos E1 e E2, prismas P1 e P2 e se encontram no divisor de feixes DF1. A superposição dos feixes é feita por ajustes em E1, E2, P1 e P2. Os pares de aberturas (A5, A6) e (A7, A8) com  $\phi$  1,0 mm

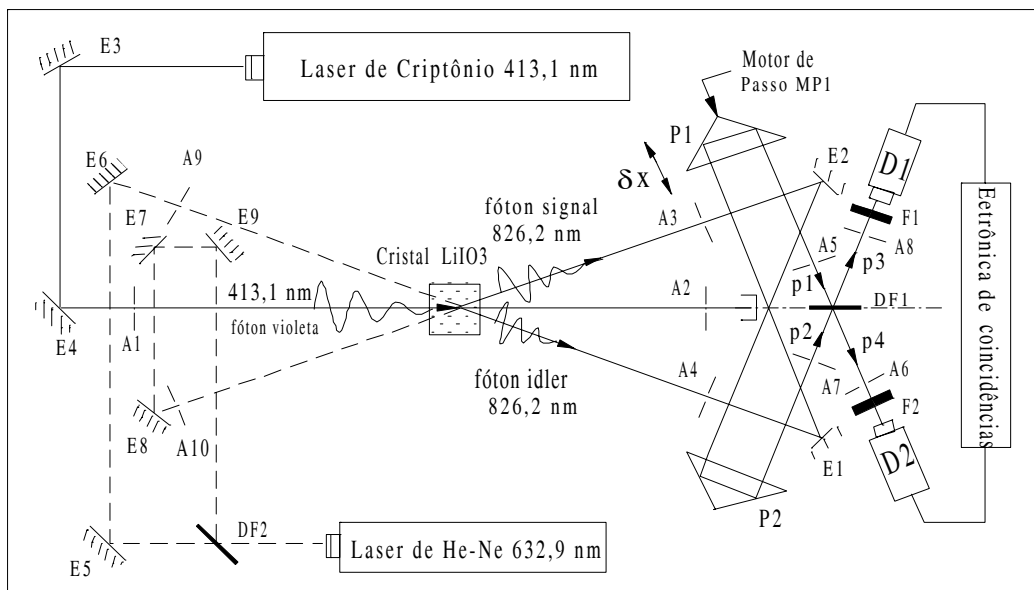


Figura 2-8: Arquitetura do interferômetro de HOM construído. O circuito tracejado representa o sistema auxiliar de alinhamento. Os símbolos E, A, DF, F e D representam espelho, abertura, divisor de feixe, filtro de interferência e detector, respectivamente.

marcam a interseção entre os pacotes *signal* e *idler*. Os filtros F1 e F2 possuem largura de banda de  $\Delta\lambda \sim 8$  nm, correspondendo a fótons de comprimento de coerência  $\sim 100$   $\mu\text{m}$  [largura a meia altura na Fig.(2.7)]. Os campos *signal* e *idler* entram pelas portas 1 e 2 do divisor DF1, são misturados e saem pela portas 3 e 4, onde são detectados pelos detectores D1 e D2 (fotodiodos de avalanches). Após conveniente compensação, por meio de um dispositivo de atraso temporal, os pulsos gerados por D1 e D2 são enviados aos contadores (SR400 e SR620 da Stanford Research Systems) que registram os eventos de coincidências e os eventos de detecção simples (contagens simples).

A diferença entre os caminhos ópticos dos fótons *signal* e *idler*  $|l_s - l_i|$  é variada pelo deslocamento  $\delta x$  do prisma P1 montado sobre um estágio de translação, que por sua vez, está acoplado a um motor de passo de 50 nm de resolução (ESP6000 motion controller/driver- Newport). Os caminhos ópticos, representados pelas linhas tracejadas, mostram o sistema de alinhamento que marcam os caminhos dos pares de fótons, desde a sua geração no cristal até a sua detecção por D1 e D2.

# Capítulo 3

## Coalescência e Anticoalescência em Interferometria Quântica com Cavidade

*"Despite its long history, going back to Thomas Young at the beginning of the 19th century, optical interference still challenges our understanding, and the last word on the subject probably has not yet been written"*

*(L. Mandel)*

### 3.1 Apresentação

Apresentamos uma versão modificada do interferômetro de Hong, Ou e Mandel onde uma cavidade de Fabry-Perot é inserida no braço *idler* do interferômetro. A presença da cavidade modifica a relação temporal do pacote de onda *idler* com seu conjugado *signal*. Os pares de fótons são misturados no divisor de feixes do interferômetro e os eventos de coincidências são medidos por detectores nas portas de saída do divisor, enquanto o braço *signal* é variado. Assim, picos ou vales de coincidências surgem num padrão de interferência e estão associados à indistinguibilidade temporal de *caminhos de transmissão* do pacote *idler* pela cavidade e seu conjugado percorrendo o braço vazio. *Caminhos de transmissão* são as diferentes maneiras como o fóton se propaga no interior da cavidade,

antes de ser transmitido. Mostramos que podemos alterar o caráter da interferência de construtiva (picos de coincidências) para destrutiva (vales) ou até suprimir o efeito alterando sensivelmente o comprimento da cavidade. O caráter da interferência está associado aos efeitos de coalescência e anticoalescência dos pares de fótons nas portas de saída do divisor. *Coalescência* é o efeito de agrupamento do par de fótons no divisor de feixes e sua posterior saída por uma das portas do divisor; *anticoalescência*, refere-se à saída dos fótons do par por portas necessariamente distintas do divisor.

### 3.2 Cavidade de Fabry-Perot

Nesta seção, vamos apresentar alguns resultados da teoria de cavidade do tipo Fabry-Perot (F-P) seguindo o mesmo tratamento apresentado por C. H. Monken [35, 50].

Considere um modelo de cavidade de F-P [Fig.(3.1)] constituída de dois espelhos planos, paralelos entre si e separados por uma distância  $L$ . Considere o campo elétrico

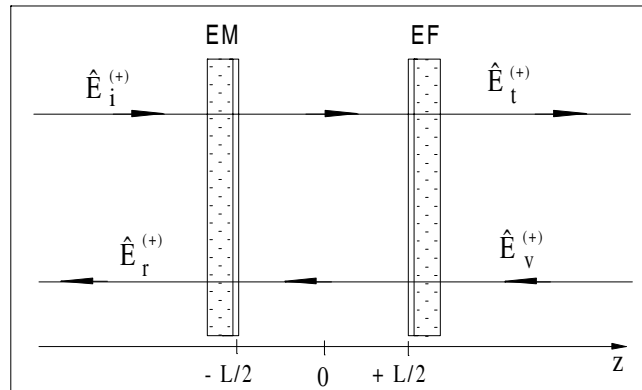


Figura 3-1: Cavidade de Fabry-Perot de abertura  $L$ . Os símbolos  $\hat{E}$ , EF e EM correspondem aos operadores campo elétrico e espelhos fixo e móvel, respectivamente (ver seção 3.2).

$\hat{E}_i^+$  propagando da esquerda para a direita como nos mostra a Fig.(3.1). Este campo incide sobre o espelho EM na posição  $-L/2$  e sofre reflexões entre os espelhos EF e EM; parte do campo  $\hat{E}_r^+$  é refletido e a outra parte  $\hat{E}_t^+$  é transmitido através de EF para

além da posição  $L/2$ . O campo  $\hat{E}_v^+$  representa o campo de vácuo. Impondo condições de contorno [35] sobre os campos nas posições  $-L/2$  e  $L/2$ , obtêm-se:

$$\begin{pmatrix} \hat{E}_t^+ \\ \hat{E}_r^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu & \nu \\ \nu & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{E}_i^+ \\ \hat{E}_v^+ \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

tal que

$$\mu(\omega) = \frac{t_e^2}{1 - r_e r'_e e^{2i\omega\tau_c}} e^{i2\omega\tau_c} \quad (3.2)$$

e

$$\nu(\omega) = \frac{[r_e + r'_e (t_e^2 - r_e r'_e) e^{2i\omega\tau_c}]}{1 - r_e r'_e e^{2i\omega\tau_c}} e^{-i\omega\tau_c}, \quad (3.3)$$

onde  $\tau_c = L/c$  é o tempo de um trânsito no interior da cavidade. As quantidades  $r_e$  e  $r'_e$  são os respectivos coeficientes de reflexão interno e externo e  $t_e$ , o coeficiente de transmissão do espelho. As funções  $\mu(\omega)$  e  $\nu(\omega)$  são os coeficientes de transmissão e reflexão da cavidade, respectivamente. Em especial, se a cavidade for composta de espelhos metálicos simétricos,  $r_e = r'_e$ ; para uma cavidade formada por um bloco dielétrico de faces paralelas,  $r_e = -r'_e$  [35]. A transmitância  $|\mu(\omega)|^2$  para uma cavidade simétrica é obtida através da Eq.(3.2) como

$$|\mu(\omega)|^2 = \frac{1}{1 - F \sin^2 \omega\tau_c}, \quad (3.4)$$

onde

$$F = \frac{4r_e^2}{t_e^4}, \quad (3.5)$$

é o coeficiente de finesse da cavidade.

### 3.3 Arranjo Experimental

Considere o interferômetro de HOM apresentado na seção 2.4 [Fig.(2.8)]. Como estamos interessados em investigar os processos de transmissão fóton-cavidade, vamos inserir uma cavidade do tipo Fabry-Perot no braço *idler* deste interferômetro [Fig.(3.2)]. A cavidade é formada por dois espelhos dielétricos, planos de  $\phi$  12,7 x 6,0 mm e refletividade de 50% em 826,2 nm. Os espelhos são paralelos entre si e separados por uma distância variável  $L$ . Eles foram montados em suportes angulares  $\theta/\phi$  (model 9807- Newfocus) e fixados a um estágio de translação (modelo UMR8.25- Newport): um ao chassi (espelho fixo, EF) e outro ao trilho do estágio (espelho móvel, EM). A distância entre os espelhos nos permite variar o comprimento da cavidade entre 0 e 10 mm. O espelho móvel EM da cavidade está acoplado a um motor de passo MP2 (ESP6000 controler/driver- Newport) com resolução de 50 nm. O sistema de alinhamento do HOM (circuito tracejado) é também usado para alinhar a cavidade. Para tanto, devemos ter espelhos paralelos entre si e perpendiculares ao feixe *idler*. Estas condições são obtidas via interferência dos feixes de alinhamento (laser He-Ne) retroespalhados nos espelhos EF e EM da cavidade. Os feixes refletidos voltam pelos caminhos ópticos EM-E6-E5-DF2-E12 e EF-E6-E5-DF2-E12, são ampliados pela lente L e chegam ao anteparo. O paralelismo entre os espelhos da cavidade é obtido por ajustes em EM e EF e avaliado pela visibilidade do padrão de interferência no anteparo.

### 3.4 Cálculo da Função de Correlação

Nesta seção, seguiremos o tratamento matemático apresentado por C. Olindo [3] para a função de correlação de um interferômetro de HOM contendo uma cavidade [Fig.(3.2)].

Considere o modelo de cavidade apresentado na seção (3.1). Seja o coeficiente de reflexão  $r = i\sqrt{R}$  e o coeficiente de transmissão  $t = \sqrt{T}$ , tal que  $R + T = 1$ .

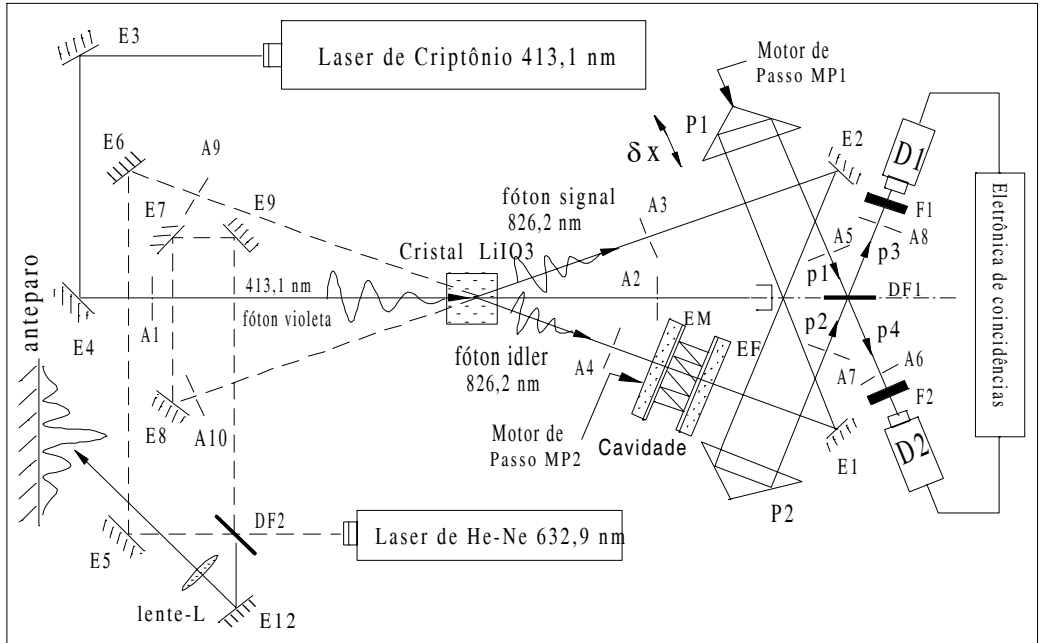


Figura 3-2: Interferômetro modificado pela presença de uma cavidade do tipo Fabry-Perot. Os símbolos E, A, D e F representam espelhos, aberturas circulares, detectores e filtros de interferência, respectivamente.

Pela Eq.(2.19), o estado de dois fótons é apresentado como

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle &= \int_0^{\omega_0} d\omega \phi(\omega) |\omega\rangle_1 |\omega_0 - \omega\rangle_2 \\
 &= \int_0^{\omega_0} d\omega \phi(\omega) a_i^\dagger(\omega) a_s^\dagger(\omega_0 - \omega) |0\rangle_i |0\rangle_s,
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

onde  $\omega_0$  é a frequência do laser que incide sobre o cristal e  $a_j^\dagger(\omega)$  ( $j = i, s$ ) é o operador de criação de um fóton com frequência  $\omega$ .

Considere que a cavidade seja colocada no braço *idler*. Assim, o estado do fóton *idler*  $a_i^\dagger(\omega) |0\rangle_i$  passa a ser

$$a_i^\dagger(\omega) |0\rangle = (\mu a_t^\dagger + \nu a_r^\dagger) |0\rangle, \tag{3.7}$$

onde  $\mu(\omega)$  e  $\nu(\omega)$  são dados pela Eq.(3.2) e Eq.(3.3), respectivamente. Substituindo a Eq.(3.7) na Eq.(3.6), obtemos

$$|\psi\rangle = \int_0^{\omega_0} d\omega \phi(\omega) \mu(\omega) |\omega\rangle_t |\omega_0 - \omega\rangle_s + \int_0^{\omega_0} d\omega \phi(\omega) \nu(\omega) |\omega\rangle_r |\omega_0 - \omega\rangle_s, \quad (3.8)$$

onde  $|\omega\rangle_t$  e  $|\omega\rangle_r$  são os estados de um fóton com frequência  $\omega$ , transmitido e refletido pela cavidade, respectivamente.

Os operadores campo elétrico, nas portas de saída p3 e p4 [Fig.(3.2)], são dados por

$$\hat{E}_3^+(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\hat{E}_s^+(t - \tau_1) + i\hat{E}_t^+(t - \tau_1 - \delta)]$$

e

$$\hat{E}_4^+(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\hat{E}_t^+(t - \tau_1 - \delta) + i\hat{E}_s^+(t - \tau_1)], \quad (3.9)$$

onde  $\tau_1$  é o tempo de propagação do cristal até o divisor DF1; como DF1 é um divisor 50/50, temos  $R = T = 1/2$  em (3.9); o parâmetro  $\delta$  é o atraso temporal fornecido pelo prisma P1. Os campos *signal*  $\hat{E}_s^+(t)$  e o transmitido pela cavidade  $\hat{E}_t^+(t)$  são

$$\hat{E}_s^+(t) = \int d\omega \hat{a}_s(\omega) e^{-i\omega t}$$

e

$$\hat{E}_t^+(t) = \int d\omega \hat{a}_t(\omega) e^{-i\omega t}. \quad (3.10)$$

Como mostrado na Eq.(2.18), a função de correlação de quarta ordem entre os campos nas saídas do divisor DF1, nos tempos  $t$  e  $t + \tau$ , é dada por

$$P_{34}(\tau) = \eta \langle \psi | \hat{E}_3^-(t) \hat{E}_4^-(t + \tau) \hat{E}_4^+(t + \tau) \hat{E}_3^+(t) | \psi \rangle. \quad (3.11)$$



Substituindo (3.8) e (3.9) na expressão (3.11), obtemos

$$P_{34}(\tau) = \sum_{m,n}^{\infty} R^{(m+n)} e^{i\omega_0\tau_c(m-n)} \int \int e^{i[2\tau_c(m\omega - n\omega')\delta]}_{\mathbf{X}} \phi(\omega_0/2 + \omega) \phi^*(\omega_0/2 + \omega') h(\omega, \omega') d\omega d\omega', \quad (3.12)$$

onde uma constante multiplicativa foi omitida; fizemos  $R = |r_e|^2$  e  $T = |t_e|^2$  e substituímos o coeficiente de transmissão da cavidade  $\mu(\omega)$  pela série geométrica que ele pode representar [35],

$$\mu(\omega) = \frac{t_e^2}{1 - r_e^2 e^{2i\omega\tau_c}} = t_e^2 \sum_{m=0}^{\infty} r_e^{2m} e^{2mi\omega\tau_c}. \quad (3.13)$$

A função  $h(\omega, \omega')$  é dada por

$$h(\omega, \omega') = [\exp[i\tau(\omega - \omega')] - \exp[i\tau(\omega + \omega')] - \exp[-i\tau(\omega + \omega')] - \exp[-i\tau(\omega - \omega')]].$$

Conforme apresentado em (2.20), a taxa de coincidências  $T_c$  é

$$T_c = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{34}(\tau) d\tau. \quad (3.14)$$

Substituindo (3.12) em (3.14) e filtrando as integrais a partir da definição de delta de Dirac obtemos, a menos de uma constante multiplicativa,

$$T_c = T^2 \sum R^{(m+n)} \cos[\omega_0\tau_c(m-n)] \int_{-\omega_0/2}^{+\omega_0/2} \{ \cos[2\omega\tau_c(m-n)] - \cos[2\omega[\tau_c(m-n) - \delta]] \} |\phi(\omega_0/2 + \omega)|^2 d\omega, \quad (3.15)$$

onde supomos que  $\phi$  seja simétrica, isto é,  $\phi(\omega_0/2 + \omega) = \phi(\omega_0/2 - \omega)$ .

Nas medidas experimentais, foram usados filtros de interferência na frente dos detectores que limitam a distribuição espectral do par de fótons gerados na CPD. A janela

espectral do filtro  $\phi(\omega)$  pode se aproximada pela Gaussiana

$$\phi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\Delta\omega}\sqrt{\pi}} e^{-\omega^2/2(\Delta\omega)^2}, \quad (3.16)$$

suposta suficientemente estreita dentro do intervalo  $(-\omega_0/2, +\omega_0/2)$  para que possamos estender os limites de integração ao intervalo  $(-\infty, +\infty)$ .

Finalmente, substituindo (3.16) em (3.15) e integrando em  $\omega$ , obtemos

$$T_c = T^2 \sum_k R^{2k} [1 - e^{-\Delta\omega^2[2k\tau_c - \delta]^2}] + T^2 \sum_{n,m(m \neq n)}^{\infty} \{R^{(m+n)} \cos[\omega_0\tau_c(m-n)] [e^{-[\Delta\omega\tau_c(m-n)]^2} - e^{-\Delta\omega^2[\tau_c(m+n) - \delta]^2}]\}, \quad (3.17)$$

que por conveniência de análise, separamos os termos em  $m = n$  dos termos onde  $m \neq n$ .

### 3.5 Resultados Experimentais e Discussão

Considere (3.17) no regime onde o comprimento de coerência longitudinal do fóton é muito menor que o comprimento da cavidade, ou melhor, quando  $\Delta\omega \gg 1/\tau_c$ . Neste caso, todas as exponenciais de (3.17) se anulam, a menos que  $\delta = 2k\tau_c$  ou  $\delta = (n + m)\tau_c$ . Somente a primeira exponencial do segundo somatório é sempre nula, visto que  $m \neq n$ . Assim, a expressão (3.17) pode ser aproximada por

$$T_c \simeq T^2 \sum_k R^{2k} [1 - e^{-\Delta\omega^2[2k\tau_c - \delta]^2}] - T^2 \sum_{n,m(m \neq n)}^{\infty} R^{(m+n)} \cos[\omega_0\tau_c(m-n)] e^{-\Delta\omega^2[\tau_c(m+n) - \delta]^2}. \quad (3.18)$$

No caso em que  $\delta \neq 2k\tau_c$  e  $\delta \neq (n + m)\tau_c$ , obtemos

$$T_c = T^2 \sum_k R^{2k} = T^2 + T^2 R^2 + T^2 R^4 + \dots, \quad (3.19)$$

que é o valor do patamar de coincidências. Os termos da série representam as probabilidades das várias maneiras do pacote de um fóton propagar no interior da cavidade, antes de ser transmitido. O termo  $T^2 R^{2k}$  representa a probabilidade para o *caminho de transmissão* do fóton que atravessa o espelho anterior EM [Fig.(3.1)], sofre  $2k$  reflexões entre os espelhos EM e EF e é transmitido pelo espelho posterior EF. Por outro lado, quando o atraso  $\delta$  é um número inteiro de  $\tau_c$  ( $l\tau_c$ , para  $l = 1, 2, 3, \dots$ ), obtemos termos não nulos em (3.18). O valor de  $l$  seleciona os termos  $k$  e termos  $(m+n)$  dos somatórios, tal que  $\delta - 2k\tau_c = 0$  e/ou  $\delta - (m+n)\tau_c = 0$ .

Considere que a variação entre os caminhos *signal* e *idler* seja nula,  $\delta = 0$ . Assim, a última soma se anula e (3.18) se reduz a

$$T_c = T^2 \sum_{k \neq 0} R^{2k} + T^2 (1 - e^{-\Delta\omega^2\delta})|_{\delta=0}. \quad (3.20)$$

O segundo termo em (3.20) foi mantido para ressaltar o efeito de interferência que ele representa. Ele corresponde ao termo  $TR^0T = T^2$ , aquele em que o fóton é transmitido pela cavidade sem sofrer reflexões entre os espelhos. Este termo domina os eventos de coincidências quando  $\delta \neq 0$ . Quando  $\delta = 0$ , obtemos uma queda acentuada na taxa de coincidências que corresponde à interferência destrutiva do tipo HOM apresentada na seção (2.4). O primeiro termo da Eq.(3.20) diminui a visibilidade do vale de interferência. Ele aparece devido aos vários caminhos de transmissão de fótons através da cavidade, cujos processos de transmissão-transmissão e reflexão-reflexão em DF1 são distinguíveis e estão dentro da mesma janela temporal que os processos de coalescência que originam a interferência. O somatório contribui somente com os primeiros termos, que são os dominantes. Para  $R = T = 1/2$  (EM e EF com 50% de refletividade), o somatório diminui em 25% a amplitude do vale de HOM. A interferência gerada pelo segundo termo em (3.20) corresponde ao primeiro vale das curvas experimentais das Figs.(3.3a) e (3.3b) na posição  $2\delta x = 0$ . Por conveniência, vamos trocar a simbologia e fazer  $\Delta x = 2\delta x$ ;  $\Delta x = |l_s - l_i|$  é a diferença entre os caminhos ópticos dos feixes *signal*  $l_s$  e o feixe *idler*

$l_i$ . Estes dados foram obtidos pelo experimento apresentado na seção (3.3).

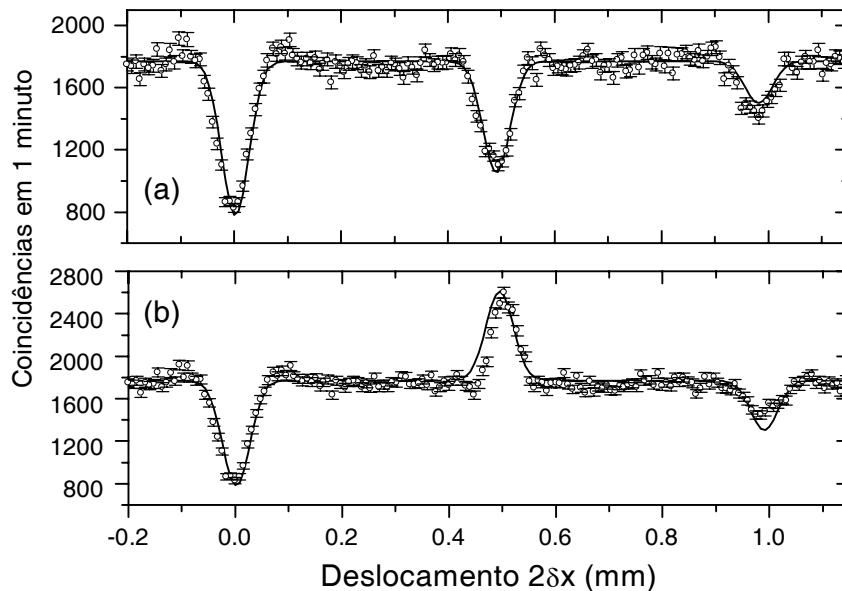


Figura 3-3: Coincidências em função do deslocamento  $2\delta x$  do prisma P1 [ver Fig. (3.2)], visto que um deslocamento  $\delta x$  em P1 produz o dobro do deslocamento óptico no braço do interferômetro (a) Vales de interferência destrutiva devido a uma cavidade tipo Fabry-Perot de abertura  $L = 0,49$  mm formada por espelhos de 50% de refletividade. O vale em zero ( $\delta x = 0$ ) é devido à interferência de HOM; em  $0,49$  mm e  $0,98$  mm, interferência entre pacotes deslocados em relação a DF1; (b) Transição vale-pico na posição  $0,49$  mm. As linhas contínuas representam o comportamento teórico.

Quando a variação é fixada em  $\delta = \tau_c$ , os termos diferentes de zero em (3.18) são  $(m, n) = \{(0, 1), (1, 0)\}$ . Neste caso, não temos termos  $k$  de HOM e a eq.(3.18) se reduz a

$$T_c \simeq T^2 \sum_{k=0} R^{2k} - 2T^2 R \cos k_0 L, \quad (3.21)$$

onde fizemos  $\omega_0 \tau_c = k_0 L$ , tal que  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  é o número de onda do feixe *pump* e  $L$  é o

comprimento da cavidade. Em nossos experimentos,  $\lambda_0 = 413,1$  nm.

Considere o vale e pico de coincidências das respectivas Fig.(3.3a) e Fig.(3.3b), ambos na posição  $\Delta x = 0,49$  mm, além do primeiro vale de HOM, em  $\Delta x = 0$ . O último termo em (3.21) é o responsável por estes efeitos de interferência: temos um vale no caso de interferência destrutiva e um pico no caso de interferência construtiva. Quando  $L$  é um múltiplo de  $\lambda_0$  ( $k\lambda_0$ , para  $k = 1, 2, 3, \dots$ ), obtemos um vale de amplitude máxima; quando  $L = (2l + 1)\lambda_0/2$  para  $l = 1, 2, 3, \dots$ , um pico de máxima visibilidade. A expressão (3.21) se refere a um novo tipo de interferência entre os pacotes *signal* e *idler*. Enquanto na interferência do tipo HOM (ver seção 2.4) os pacotes se superpõem na posição do divisor DF1, a interferência prevista por (3.21) é devido à indistinguibilidade entre os eventos de diferentes processos de transmissão fóton-*idler*-cavidade e seu conjugado *signal* que percorre o braço vazio do interferômetro [3]. Neste caso, os fótons *signal* e *idler* não chegam simultaneamente ao divisor de feixes DF1. De fato, a separação entre os pacotes está, em geral, muito além do comprimento de coerência de um dos fótons do par. O somatório em (3.21) corresponde ao patamar de coincidências. Notemos que um atraso  $\delta = \tau_c$  corresponde a uma variação de comprimento óptico  $|l_s - l_i| = L$  dado pelo motor de passos MP1, onde  $L$  é a separação entre os espelhos da cavidade ( $L = c\tau_c$ ). Quando  $\delta = 2\tau_c$ , significa uma variação de caminho  $L$  em relação a  $\delta = \tau_c$ . Assim, a distância entre as interferências dá uma medida precisa do comprimento da cavidade.

Podemos observar que ocorre uma transição vale-pico na posição  $\Delta x = 0,49$  mm. Esta mudança no estado de interferência é conseguida variando o comprimento da cavidade de  $L$  para  $L + \delta L$ , onde  $\delta L$  é da ordem de  $\lambda_0$ . No experimento, usamos o motor MP2 para variar  $L$  com pequenos incrementos  $\delta l \sim \lambda_0/8$ . A periodicidade entre os vales (ou picos) é de  $\lambda_0$ , conforme mostra o argumento do termo de interferência em (3.21). A Fig.(3.4) confirma este resultado e mostra que podemos gerar transições vale-pico (ou pico-vale) de modo contínuo. Assim, é possível controlar a visibilidade dos estados de interferência e até mesmo anular este efeito [linha tracejada na Fig.(3.4)].

Finalmente, vamos analisar os vales de interferência na posição  $\Delta x = 0,98$  mm da

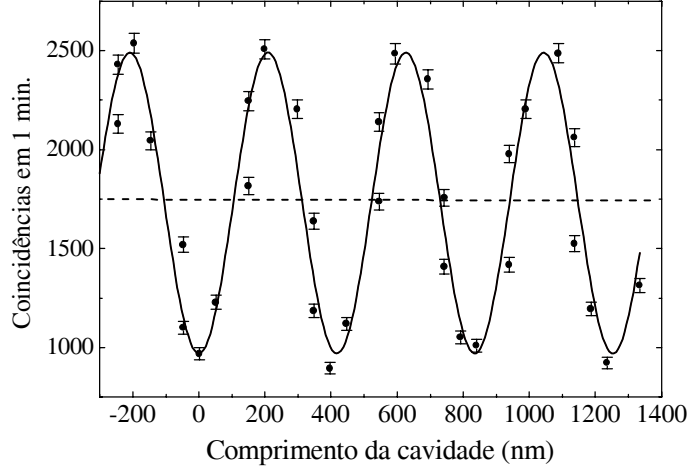


Figura 3-4: Coincências em função do comprimento da cavidade. As franjas de interferência representam a transição suave entre vales e picos que aparecem na posição 0,49 mm da Fig.(3.3). A reta tracejada indica o patamar de coincidências. O aumento das coincidências acima da reta tracejada revela o aumento dos eventos de anticoalescência para o pacote de dois fótons e abaixo, os eventos de coalescência. A curva senoidal é o ajuste para os pontos experimentais e possui periodicidade entre os vales (ou picos) de  $\lambda_0$  (comprimento de onda do *pump*).

Fig.(3.3). Eles são gerados pela variação  $\delta = 2\tau_c$ . Os possíveis termos não nulos são  $(m, n) = \{(0, 2), (2, 0)\}$  e  $k = 1$ . Desta maneira, a expressão (3.18) se restringe a

$$T_c \simeq T^2 \sum_{k \neq 1} R^{2k} - 2T^2 R^2 \cos 2k_0 L. \quad (3.22)$$

As amplitudes máximas estão nos pontos  $L = l\lambda_0/2$  para os vales e  $L = (2l+1)\lambda_0/4$  para os picos, onde  $l = 1, 2, 3, \dots$ . Conforme mostra a Fig.(3.5), a periodicidade entre os vales é  $\lambda_0/2$ , a metade da periodicidade obtida na posição 0,49 mm [Fig.(3.4)]. A superposição dos gráficos das Figs.(3.4) e (3.5) nos permite entender porque as interferências em  $\Delta x = 0,98$  mm são somente vales. O termo  $k = 1$  gera sempre interferência destrutiva, enquanto os termos  $(m, n) = \{(0, 2), (2, 0)\}$  geram interferências destrutivas ou construtivas [ver

Eq.(3.18)]. Logo, as amplitudes do vale e pico são assimétricas, tendo o vale maior visibilidade que o pico [Fig.(3.5)].

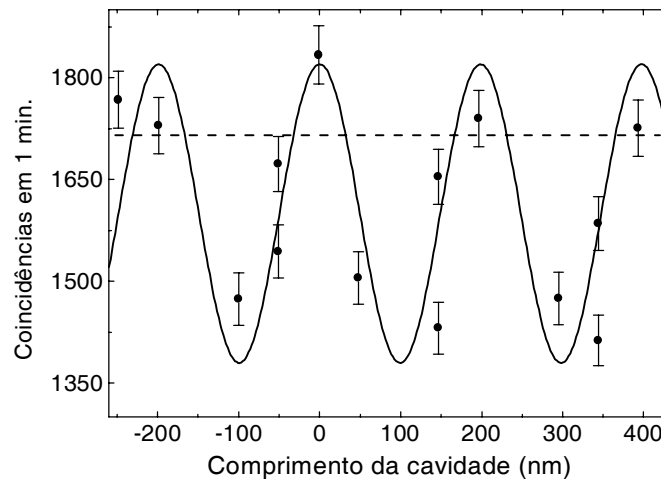


Figura 3-5: Coincidências versus abertura da cavidade. Franjas de periodicidade entre os vales (ou picos) de  $\lambda_0/2$  para a interferência que surge na posição 0,98 mm. A linha tracejada indica a posição do patamar de coincidência. A linha senoidal é o ajuste para os dados experimentais.

### 3.6 Interferência e Indistinguibilidade

Com o advento da mecânica quântica, o fenômeno da interferência tem sido objeto de discussão e fascínio, ocupando a mente dos físicos devido aos aspectos não clássico e contra-intuitivos que permeiam um, aparentemente simples, experimento de fenda dupla. A manifestação deste fenômeno tem sido observada em vários tipos de partículas materiais como elétrons, nêutrons e átomos [51, 52, 53]. Embora a interferência óptica seja um fenômeno ondulatório intrinsecamente clássico, o aspecto corpuscular da luz (os nossos cotidianos fótons!) nos conduz aos mesmos questionamentos das partículas materiais. Feynman ao examinar o assunto disse que “...é impossível, absolutamente impossível,

explicá-la de maneira clássica, no qual se encontra o coração da própria mecânica quântica. De fato, contém o único mistério” [48]. Segundo ele, a interferência é observada quando um evento de detecção pode ocorrer por vários caminhos alternativos igualmente prováveis. A cada caminho existe uma amplitude de probabilidade associada. Em experimentos de fenda dupla de Young, existem duas amplitudes possíveis, isto é, um caminho específico para cada uma das fendas que nos conduz ao mesmo evento, a detecção de um único fóton no anteparo. As franjas de interferência são observadas na tela se não podemos distinguir, em princípio, estes dois eventos. No entanto, a possibilidade de se conhecer por qual fenda o fóton passou, nos dá informação de caminho e conseqüente perda do efeito de interferência. Logo, a indistinguibilidade entre possíveis caminhos nos conduz à interferência. A descoberta de fontes não clássicas de luz tem permitido a realização de experimentos de interferência utilizando pares de fótons emaranhados, lançando novos elementos na análise de processos de interferência, como por exemplo, o aspecto da não localidade [54]. A idéia do emaranhamento, encontrada em alguns experimentos de interferência quântica, foi descrita por Mandel como um outro elemento de mistério no mundo quântico [55]. Um instrumento útil para estudar processos de interferência de pares de fótons é o interferômetro de Hong-Ou-Mandel, descrito na seção (2.4). Na interferência de dois fótons, são as amplitudes da entidade como um todo o responsável pelo efeito de interferência, isto é, o pacote de onda de dois fótons. Cada amplitude está associada a um caminho que nos conduz ao evento de detecção em coincidências. No interferômetro de HOM, existem dois caminhos alternativos para o par: ambos os fótons são refletidos ou ambos são transmitidos no divisor de feixes DF. Quando os tempos de propagação de cada fóton individual até o DF são os mesmos, estes eventos do par se tornam indistinguíveis e a interferência é observada através do vale na taxa de coincidências [ver Fig.(2.7)]. Interferência quântica envolvendo pacotes de dois fótons tem sido investigada a mais de uma década, sob aspectos que testam a indistinguibilidade. A informação sobre a distinguibilidade pode ser de qualquer tipo. Por exemplo, através da informação do atributo de polarização contido nos fótons, é possível identificar os



caminhos de Feynman e a interferência é observada somente quando esta informação é apagada [6]. Outro tipo de informação é a diferença de tempo de chegada dos pacotes na posição do divisor DF, cuja interferência é restaurada pela compensação de caminho após o divisor de feixes [7]. Um terceiro caso, é aquele que aparece na geração da CPD por pulsos curtos. Nestes experimentos, a perda de visibilidade do padrão de interferência pode ser entendida em termos da distinguibilidade espectral dos pares de fótons [56, 57]. Há ainda experimentos que demonstram efeitos de interferência em situações em que os pares de fótons têm, individualmente, várias propriedades distintas: diferentes estados de polarização, diferentes tempos de detecção e diferentes espectros. Neste caso, porém, a indistinguibilidade, ainda assim, desempenha um papel crucial para que a interferência quântica possa ocorrer e surge na forma do estado gerado no cristal: para cada evento de detecção em coincidência, existe essencialmente duas possíveis “fontes” para os pares de fótons [8]. A nossa contribuição a este assunto está no estudo dos resultados experimentais de padrões de interferências desenvolvidos na seção anterior. O elemento de indistinguibilidade surge da não informação de caminho seguido por cada um dos fótons do par. Além disso, a cavidade introduz várias possibilidades de caminhos de transmissão em um dos fótons e nos conduz a um grande número de pares de processos R-R e T-T [10].

No regime em que a cavidade é muito maior que o comprimento de coerência do fóton, podemos nos permitir falar (sem muito rigor) sobre o número de voltas do pacote de onda de um fóton se movendo no interior da cavidade. Quando colocamos a cavidade no braço do interferômetro, surgem dois tipos de interferência. A típica interferência de HOM acontece quando fótons idênticos entram em um divisor de feixes 50/50, se superpõem perfeitamente e saem pela mesma porta de saída do divisor no mesmo estado de momento. A Fig.(3.3) mostra esta interferência quando a diferença de caminho óptico do par é zero. Esta interferência está associada à indistinguibilidade entre os eventos, nos quais os fótons *idler* passam pela cavidade sem qualquer reflexão no seu interior e se superpõem com o seus pares *signal* no divisor de feixes. No entanto, o efeito de interferência de

HOM precisa ser generalizado quando levamos em conta os resultados experimentais que aparecem além da diferença de caminho óptico zero. Agora, a separação espacial entre os fótons conjugados em DF1 é maior que o seu comprimento de coerência, e assim, os fótons não mais se superpõem na posição do divisor. Entretanto, vale e pico de coincidências na posição 0,49 mm e vales na posição 0,98 mm [ver Fig.(3.3)] nos mostram que apesar deste aspecto de não superposição dos pacotes de onda, ainda assim, surgem interferências [7]. Para entender este efeito de interferência, diz-se que é preciso pensar o par de fótons como um todo, e como os pares de fótons são detectados em coincidências, o comprimento de coerência do pacote de dois fótons  $l_{2f}$  deve ser maior que a separação relativa  $\Delta x$  entre os fótons do par na posição de DF1 [9]. No entanto, esta afirmação é contextual, isto é, esta condição depende da configuração experimental. No nosso caso, faz-se necessário que  $\Delta x > l_{2f}$ . No entanto, mostrou-se que  $l_{2f}$  menor que separação entre os pacotes do par *signal-idler* conduz, ainda assim, à interferência [5]. Assim, para haver interferência, é a indistinguibilidade dos processos R-R e T-T que deve ser preservada. Vejamos, então, como podemos construir os caminhos de Feynman para justificar os efeitos de interferências nas posições 0,49 mm e 0,98 mm. Antes, vamos considerar o esquema simples e didático da Fig.(3.6), que equivale ao arranjo experimental da Fig.(3.2), para nos referir a estes caminhos.

Considere as representações das amplitudes de probabilidades apresentadas na Fig.(3.7). Nelas, a quantidade  $\tau_c$  é o tempo de trânsito na cavidade, tal que  $\tau_c = L/c$ , onde  $L$  é o comprimento da cavidade e  $c$  é a velocidade da luz no interior dela. Os símbolos DF e D são o divisor de feixes e detectores, respectivamente. Os nomes *signal* e *idler* indicam os correspondentes braços do interferômetro. Vamos considerar que o braço *signal* seja fixo e que o braço *idler* possa ser alterado através do prisma P como mostra a Fig.(3.6). A quantidade múltiplo de  $\tau_c$  antes da cavidade indica o avanço temporal do fóton *idler* em relação ao seu gêmeo *signal*; a quantidade após a cavidade, por sua vez, atraso do fóton *idler* em relação ao *signal*. A Fig.(3.7) mostra os vários pares de caminhos indistinguíveis que conduz aos mesmos resultados de coincidências na saída do divisor DF. Na

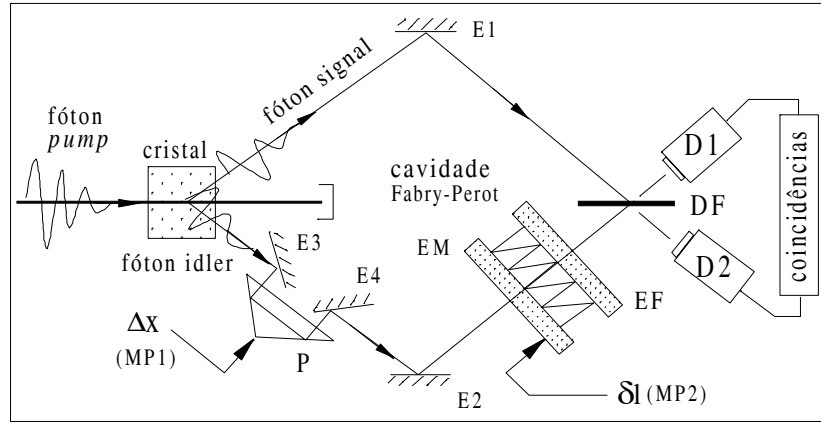


Figura 3-6: Esquema simplificado para o aparato experimental apresentado na Fig.(3.2). A variação de caminho óptico  $\Delta x$  entre os braços é dada pelo prisma P;  $\delta l$  é uma variação fina no comprimento da cavidade. Os Símbolos D, E, MP e DF são detectores, espelhos, motores de passo e divisor de feixes, respectivamente.

Fig.(3.7a), D2 detecta um dos fótons antes de D1 por uma mesma diferença de tempo  $\tau_c$ . Os respectivos caminhos alternativos R-R e T-T são: (1) o fóton *idler* avançado de  $\tau_c$  atravessa a cavidade, é refletido em DF1 e chega ao detector D2 no tempo  $\tau_c$  antes do fóton *signal* alcançar D1; (2) inicialmente avançado por  $\tau_c$ , o fóton *idler* dá uma volta completa no interior da cavidade, é transmitido em DF e chega no detector D1 atrasado de  $\tau_c$  em relação ao *signal* que é detectado em D2. Os caminhos de Feynman da Fig.(3.7b) mostram a situação inversa à Fig.(3.7a). Agora, no entanto, D1 detecta um dos fótons do par antes da detecção em D2 pela mesma diferença de tempo  $\tau_c$ . A indistinguibilidade de caminhos destes pares produz o efeito de interferência que aparece na posição 0,49 mm da Fig.(3.3a).

Agora, vamos fixar o braço *idler* do interferômetro na posição 0,49 mm do vale de interferência e variar o comprimento da cavidade por uma quantidade muito menor que o comprimento de coerência  $l_{coh}$ . Assim, obtemos as franjas de interferência da Fig.(3.4) que significam suaves transições entre um vale e um pico passando pelo patamar de coincidências (linha tracejada), embora estejamos dentro da condição de interferência

fóton-fóton, isto é,  $\lambda_0 \ll l_{coh.}$ . O vale de coincidências indica que o pares de fótons saem pela mesma porta do divisor (efeito de coalescência), se a variação do comprimento da cavidade é um múltiplo de  $\lambda_0$ , mas se a variação é de  $\lambda_0/2$ , os fótons saem por portas diferentes (anticoalescência). Então, podemos variar com precisão o comprimento da cavidade e controlar o efeito de coalescência ou anticoalescência do pacote de dois fótons. O efeito de anticoalescência foi proposto recentemente como uma assinatura do

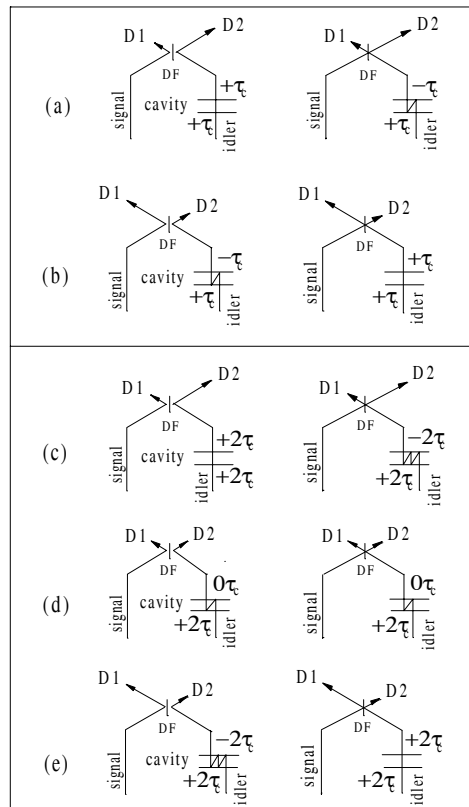


Figura 3-7: Pares de caminhos de Feynman para alguns *caminhos de transmissão* através da cavidade. Os caminhos para os processos de reflexão-reflexão em DF estão à esquerda e os de transmissão-transmissão, à direita; D1 e D2 são fotodetectores e os múltiplos de  $+\tau_c$  e  $-\tau_c$  indicam avanço ou retardo do pacote de onda idler em relação ao seu conjugado signal, respectivamente; (a), (b)- Caminhos indistinguíveis associados ao pico ou vale que aparece na posição 0,49 mm [Fig.(3.3)]; (c), (d), (e)- Caminhos alternativos para o terceiro vale de interferência em 0,98 mm.

emaranhamento de dois fótons [58], visto que o efeito de coalescência pode ser obtido por estados de dois fótons que estejam correlacionados [59].

Finalmente, vamos analisar os pares de caminhos de Feynman nas Fig.(3.7c-e) que correspondem à interferência na posição 0,98 mm da Fig.(3.3). Considere um avanço de tempo de  $2\tau_c$  do fóton *idler* em relação ao seu conjugado dado pela variação de P [Fig.(3.6)]. Agora, temos três pares de Feynman que conduzem a esta interferência. Para o par da Fig.(3.7c), temos os seguintes caminhos: (1) no processo de R-R em DF, o fóton *idler* atravessa a cavidade sem reflexões; (2) no processo de T-T, o fóton *idler* dá duas voltas completas no interior cavidade antes de deixá-la. Em ambos os caminhos, D2 detecta um dos fótons por uma quantidade de  $2\tau_c$  antes de D1. O par da Fig.(3.7e) é inteiramente análogo ao da Fig.(3.7c) pela troca dos processos R-R por T-T e vice-versa. No entanto, é D1 que detecta um dos fótons  $2\tau_c$  antes de seu conjugado ser detectado em D2. O terceiro par de caminhos indistinguíveis é mostrado na Fig.(3.7d). Neste caso, em ambos os processos de R-R e T-T, o par *signal-idler* se superpõe em DF após duas voltas do fóton *idler* no interior da cavidade. Os pares indistinguíveis, mostrados na Fig.(3.7c) e (3.7e), nos conduzem tanto a um vale como a um pico de coincidências, como demonstra o segundo termo da Eq.(3.22). Por outro lado, o par de caminhos de Feynman em Fig.(3.7d) contribui somente com uma diminuição na taxa de coincidências. Aqui, tanto para o processo R-R quanto para T-T, o fóton *idler* dá uma volta completa na cavidade e se superpõe ao fóton *signal* em DF. A fase relativa introduzida pela cavidade entre os caminhos do par é sempre nula e, portanto, não é possível que este par de Feynman contribua para o aparecimento do efeito de anticoalescência. Então, os pares de fóton somente coalescem, gerando o típico efeito de HOM. Estes comportamentos, devido aos caminhos em Fig.(3.7c,d,e), são previstos pela Eq.(3.22). As franjas de interferência na Fig.(3.5) mostram as transições vale-pico devido à indistinguibilidade de caminho em Fig.(3.7c,d,e). A linha tracejada marca a posição do patamar de coincidências. A Eq.(3.22) mostra que as amplitudes de probabilidade de cada par é a mesma. Quando sintonizamos a cavidade na posição de pico, temos 2/3 de anticoalescência contra 1/3

de coalescência dos pares de fótons, resultando num pico de coincidências de  $1/3$  da amplitude do vale, onde todos os eventos são de coalescência dos pares, explicando a assimetria das franjas. A periodicidade para as transições vale-pico para a interferência em  $0,98$  mm é duas vezes maior que a experimentada em  $0,49$  mm.

# Capítulo 4

## Efeitos de Dispersão e Interferência em Cavidades Ópticas

*"Quantum entanglement is the characteristic trait of quantum mechanics, the one that enforces its entire departure from classical lines of thought"*

*(Erwin Schrödinger)*

### 4.1 Introdução

A eletrodinâmica clássica prevê que um pulso de luz propagando através de um meio dispersivo (não anômalo) sofrerá basicamente dois efeitos: atraso e alargamento temporal que dependem de propriedades específicas de cada meio [60]. A correlação clássica entre dois pulsos, que se propagam independentemente por meios diferentes, apresenta variação que é refletida pela alteração da taxa de coincidências [61]. Isto ocorre porque o efeito de dispersão experimentado por um dado pulso é totalmente independente da dispersão obtida pelo outro. As correlações entre os pulsos são modificadas localmente.

No entanto, o que poderia acontecer com um campo não clássico que exibisse comportamento não local? Franson [61] usou a natureza emaranhada do estado de dois fótons, gerados no processo de conversão paramétrica descendente (CPD), e mostrou que sob certas circunstâncias a dispersão experimentada pelo fóton *idler* num dado meio pode

ser cancelada pela dispersão experimentada pelo fóton *signal* num segundo meio, de tal maneira que a correlação entre os campos *signal* e *idler* se mantém inalterada. Este comportamento não local do cancelamento da dispersão aparece da anticorrelação nas frequências dos dois fótons. A medida do efeito de cancelamento da dispersão, com um aparato próximo àquele descrito por Franson, foi feita por Saleh et al. utilizando uma montagem experimental mais geral com pares de fótons não degenerados gerados pela CPD [62]. Sob um ponto de vista mais restritivo, Steinberg *et al.* previram [63] e demonstraram experimentalmente [64] o efeito de cancelamento da dispersão quando somente um único fóton do par emaranhado interage com um meio dispersor. Para tanto, eles utilizaram um interferômetro de Hong, Ou e Mandel modificado pela presença de um elemento dispersor em um dos seus braços. Este estudo mostra os aspectos de um cancelamento da dispersão numa medida em coincidências, embora somente um único pacote do par sofra os efeitos dispersivos.

O entendimento da física do cancelamento da dispersão usando a luz gerada pela CPD tem se mostrado útil na proposta de novas técnicas e medidas de índice de refração dependentes da frequência [65], comunicação quântica [21] e sincronização de relógios distantes um do outro [22]. Além disso, nos permite responder questões básicas acerca da “dinâmica” do fóton [64]. No contexto de elementos mais complexos que um simples meio dielétrico, Agarwal [19] usou uma cavidade óptica para investigar o efeito tipo-dispersivo introduzido pela cavidade, quando pares de fótons emaranhados, anticorrelacionados em frequência, são detectados em coincidência por um interferômetro *balanceado*, isto é, condição em que os braços *signal* e *idler* do interferômetro [distância entre o cristal e a cavidade na Fig.(4.1)] têm o mesmo comprimento óptico. Ele examinou a mudança na correlação dos fótons quando os feixes *signal* e *idler* passam através de uma cavidade de Fabry-Perot. A natureza quântica da correlação entre os fótons *signal* e *idler* nos conduz ao cancelamento do efeito dispersivo, quando a frequência central dos respectivos pacotes de onda coincidem com a frequência de ressonância da cavidade. Entretanto, mostramos que o efeito de cancelamento da dispersão é um resultado clássico. Desenvolvemos uma



generalização do modelo teórico de Agarwal com o propósito de estudar os efeitos de dispersão e interferência em um interferômetro *desbalanceado*. Nesta condição, os braços *signal* e *idler* têm comprimento diferentes. A interferência que aparece na região de interferômetro *desbalanceado* ocorre devido à anticorrelação em frequência do estado da luz gerado pelo cristal.

Na seção (4.2), apresentamos uma cavidade do tipo Fabry-Perot como um elemento dispersivo; na seção (4.3), mostramos o resultado de cancelamento da dispersão em cavidades usando pulsos clássicos. Na seção seguinte, apresentamos a teoria generalizada de Agarwal para estudar o efeitos de interferência e cancelamento da dispersão em cavidades. Na seção (4.5), fazemos uma discussão entre os resultados quânticos, experimentais e teóricos, e um paralelo com os resultados clássicos, obtidos teoricamente. O aparato experimental e os procedimentos de medida são apresentados na seção (4.6) [66].

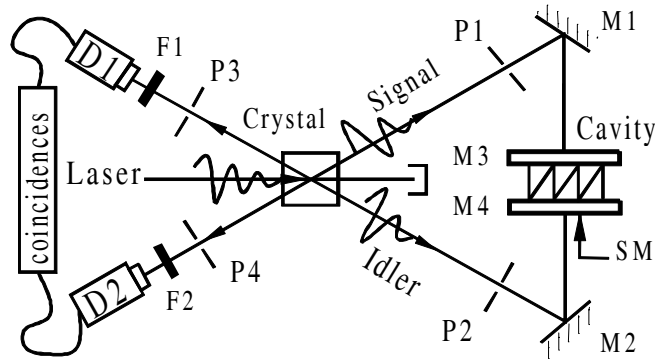


Figura 4-1: Esquema da configuração experimental usada para obtenção dos dados mostrados nas Figs.(4.2) e (4.3). A cavidade é formada pelos espelhos planos M3 e M4. Os fótons emaranhados, gerados no cristal de BBO, são selecionados pelas aberturas  $P_j$  ( $j=1,2,3,4$ ) e filtros de interferência F1 e F2. Em seguida, são detectados pelos fotodetectores D1 e D2. O motor de passos SM foi usado para mudar o comprimento da cavidade por passos de alguns nanômetros.

## 4.2 A Caverna como Elemento Dispersivo

Sabe-se que o espectro da luz passando através de um filtro é determinado pelas características espectrais do material de que é fabricado. A resposta espectral é dada pela função transmissão  $\mathcal{T}(\omega)$ . Assim, se um dado pulso de espectro  $S_{inc}(\omega)$  se propaga através do filtro, o campo resultante tem uma resposta  $S_{trans.}(\omega)$  dada por

$$S_{trans.}(\omega) = \mathcal{T}(\omega) S_{inc.}(\omega). \quad (4.1)$$

Como exemplo, se  $S_{inc.}(\omega)$  e  $\mathcal{T}(\omega)$  forem Gaussianas centradas em diferentes frequências, então  $S_{trans.}(\omega)$  é também Gaussiana, no entanto, deslocada em frequência [67, 68].

A caverna é um elemento óptico que funciona como um filtro [60] ao campo elétrico que passa por ela. Assim, o campo transmitido pela caverna possui uma variação da sua largura espectral e intensidades do campo que dependem da distância entre os espelhos (sintonia), bem como da reflectância deles (finesse). Como consequência, o pulso transmitido se alarga temporalmente, o que caracteriza a caverna como elemento dispersor.

Motivados pelos resultados de cancelamento da dispersão mencionados na seção anterior, Agarwal e Gupta [19] mostraram o efeito de cancelamento da dispersão devido a uma caverna iluminada por luz gerada no processo de conversão paramétrica descendente. Mas, este efeito de cancelamento ocorre mesmo quando utilizamos um campo eletromagnético clássico. A próxima seção apresenta o modelo clássico para o cancelamento dispersivo.

## 4.3 Coincidências de Pulsos Clássicos

Considere o interferômetro da Fig.(4.1) na condição balanceada. Os detectores D1 e D2 são fotodetectores. A intensidade dos pulsos e eficiência dos detectores são assumidos serem suficientemente pequeno para que a probabilidade de uma fotodetecção seja

muito menor que um [61]. Considere que os dois pulsos sejam linearmente polarizados e seus campos elétricos representados por uma superposição de ondas planas. Os pulsos, detectados por D1 e D2, são a superposição das partes refletidas e transmitidas de feixes idênticos incidentes na cavidade. Os campos elétricos dos pulsos detectados serão denotado por  $E_1(x_1, t_1)$  e  $E_2(x_2, t_2)$ . Das considerações acima, podemos escrevê-los como

$$E_1(x_1, t_1) = \frac{E_0}{2\pi} \int d\omega_1 [r(\omega_1) + t(\omega_1)] f(\omega_1) e^{-i\omega_1 t_1 + ikx_1}, \quad (4.2)$$

$$E_2(x_2, t_2) = \frac{E_0}{2\pi} \int d\omega_2 [r(\omega_2) + t(\omega_2)] f(\omega_2) e^{-i\omega_2 t_2 + ikx_2}, \quad (4.3)$$

onde  $t_1$  ( $t_2$ ) e  $x_1$  ( $x_2$ ) são o tempo de propagação do campo e a distância entre a fonte de luz e o detector D1 (D2), respectivamente. A função  $f(\omega)$  determina a distribuição espectral dos pulsos após os filtros F1 e F2. Para pulsos com frequência central  $\Omega$ , os filtros podem ser aproximados por uma função Gaussiana dada por

$$f(\omega) = e^{-(\omega - \Omega)^2 / 2\sigma_0^2}, \quad (4.4)$$

onde  $\sigma_0$  é a largura espectral do filtro. As funções  $r(\omega)$  e  $t(\omega)$  são os coeficientes de reflexão e transmissão da cavidade de Fabry-Perot [68], que podem ser escritas como

$$r(\omega) = \sqrt{R} \frac{1 - e^{2ikL}}{1 - Re^{2ikL}}, \quad (4.5)$$

$$t(\omega) = T \frac{e^{2ikL}}{1 - Re^{2ikL}}, \quad (4.6)$$

$$|r(\omega)|^2 + |t(\omega)|^2 = 1, \quad (4.7)$$

onde  $k = \omega/c$ ,  $L$  é o comprimento da cavidade e  $T$  ( $R$ ) é a transmissividade (refletividade) de cada espelho da cavidade. Considere a função complexa  $[r(\omega) + t(\omega)]$  na forma polar

$$[r(\omega) + t(\omega)] = |r(\omega) + t(\omega)| e^{i\Theta(\omega)}. \quad (4.8)$$

Substituindo as Eqs.(4.5) e (4.6) na Eq.(4.8), podemos mostrar que

$$|r(\omega) + t(\omega)| = 1, \quad (4.9)$$

$$\Theta(\omega) = \arctan \left[ \frac{\text{Im}\{r(\omega) + t(\omega)\}}{\text{Re}\{r(\omega) + t(\omega)\}} \right], \quad (4.10)$$

onde as representações  $Im$  e  $Re$  indicam as partes imaginária e real da função  $[r(\omega) + t(\omega)]$ . Substituindo os resultados (4.9) e (4.10) na Eq.(4.2), obtemos

$$E_1(x_1, t_1) = \frac{E_0}{2\pi} \int d\omega_1 e^{i\Theta(\omega_1)} f(\omega_1) e^{-i\omega_1 t_1 + ikx_1}, \quad (4.11)$$

com resultado idêntico para a Eq.(4.3). A função de fase  $\Theta(\omega_1)$  introduz uma diferença de fase em cada componente espectral do pulso e a cavidade modifica a forma do pulso total, constituído das partes refletidas e transmitidas dos campos pela cavidade, detectado em D1. O comportamento da phase  $\Theta(\omega_1)$  é similar ao número de onda  $k(\omega)$  para um meio dispersivo [68].

Considere que o comprimento da cavidade seja suficientemente pequeno para que a cavidade tenha largura de linha (*free-spectral-range*) suficientemente larga em relação à largura espectral do filtro  $f(\omega_1)$ . Desta maneira, a fase  $\Theta(\omega_1)$  pode ser aproximada por alguns termos na série de Taylor, em torno da frequência central  $\Omega$ , como

$$\Theta(\omega_1) = \Theta(\Omega) + \alpha_1(\Omega)(\omega_1 - \Omega) + \beta_1(\Omega)(\omega_1 - \Omega)^2, \quad (4.12)$$

onde  $\alpha_1(\Omega)$  está relacionado com a velocidade de grupo e  $\beta_1(\Omega)$  contribui com o alarga-

mento do pulso, como mostraremos adiante. Os coeficientes  $\alpha_1(\Omega)$  e  $\beta_1(\Omega)$  são dados por

$$\alpha_1(\Omega) = \frac{d\Theta}{d\omega_1} \Big|_{\omega_1=\Omega} , \quad \beta_1(\Omega) = \frac{1}{2} \frac{d^2\Theta}{d\omega_1^2} \Big|_{\omega_1=\Omega} . \quad (4.13)$$

Substituindo o resultado (4.12) na Eq.(4.11), podemos calcular a integral e obter

$$E_1(x_1, t_1) = \frac{E_0}{2\pi^{1/2}\sqrt{A}} e^{-(\alpha_1 + \tilde{t}_1)^2(\tilde{\sigma}^2 + i\beta_1)/4(\tilde{\sigma}^4 - \beta_1^2)}, \quad (4.14)$$

onde

$$\tilde{\sigma}^2 = 1/2\sigma_0^2, \quad (4.15)$$

$$A = \tilde{\sigma}^2 - i\beta_1, \quad (4.16)$$

$$\tilde{t}_1 = x_1/c - t_1, \quad (4.17)$$

e um irrelevante fator de fase foi omitido;  $c$  na Eq.(4.17) é a velocidade da luz.

A intensidade da luz detectada em D1 é calculada a partir da definição  $I_1(x_1, t_1) = E_1(x_1, t_1)E_1^*(x_1, t_1)$ . Assim, considerando a Eq.(4.14), obtemos

$$I_1(x_1, t_1) = \frac{E_0^2}{4\pi\sigma_1\tilde{\sigma}} e^{-(\alpha_1 + \tilde{t}_1)^2/2\sigma_1^2}, \quad (4.18)$$

com

$$\sigma_1^2 = \frac{\tilde{\sigma}^4 + \beta_1^2}{\tilde{\sigma}^2}. \quad (4.19)$$

Cálculo semelhante para a intensidade detectada em D2 nos conduz ao resultado

$$I_2(x_2, t_2) = \frac{E_0^2}{4\pi\sigma_2\tilde{\sigma}} e^{-(\alpha_2 + \tilde{t}_2)^2/2\sigma_2^2}, \quad (4.20)$$

onde

$$\sigma_2^2 = \frac{\tilde{\sigma}^4 + \beta_2^2}{\tilde{\sigma}^2}, \quad (4.21)$$

$$\tilde{t}_2 = x_2/c - t_2. \quad (4.22)$$

Assumindo que os detectores D1 e D2 são detectores que respondem à intensidade  $I(x, t)$ , podemos definir a probabilidade  $\tilde{P}_{clas}$  de obter uma contagem no detector D1, no tempo  $t_1$ , e uma outra contagem em D2, no tempo  $t_1 + \tau$ , como

$$\tilde{P}_{clas} = \eta I_1(x_1, t_1) I_2(x_2, t_1 + \tau), \quad (4.23)$$

onde  $\eta$  é uma constante que depende da eficiência dos detectores. A probabilidade total  $P_{clas}(\tau)$  de detectar dois fótons, em um intervalo de tempo  $\tau$ , é obtido pela integração da Eq.(4.23). Desta maneira, substituindo as Eqs.(4.18) e (4.20) na Eq.(4.23) e integrando em  $t_1$ , obtemos

$$P_{clas}(\tau) = \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-(\tau - \tau_0)^2/2\sigma_t^2}, \quad (4.24)$$

onde

$$\tau_0 = (\alpha_2 - \alpha_1) + (x_2 - x_1)/c, \quad (4.25)$$

$$\sigma_t = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 = [1/\sigma_0^2 + 2\sigma_0^2(\beta_1^2 + \beta_2^2)], \quad (4.26)$$

e  $P_0$  é uma constante independente da cavidade. Note que a cavidade modifica o campo total detectado em D1 ou D2 da mesma maneira, então devemos ter  $\alpha_1 = \alpha_2$  e  $\beta_1 = \beta_2$ , embora as Eqs.(4.25) e Eq.(4.26) não tenham sido simplificadas. A distribuição clássica (4.24) tem largura dado pela Eq.(4.26) e está centrado no tempo  $\tau_0$ . A largura temporal  $\sigma_t$  é determinada pelas partes transmitida e refletida do pulso detectado em cada detector. O grau de alargamento do pulso depende do tamanho da cavidade, visto que  $\beta = \beta(\Omega, L)$ . A cavidade introduz um efeito tipo-dispersivo que pode ser modificado pela sintonia da cavidade de Fabry-Perot. Em geral, não ocorre cancelamento da dispersão, pois  $\beta_1^2 + \beta_2^2 \neq 0$ . Entretanto, se a frequência do pulso está em sintonia com a frequência da cavidade, que ocorre quando  $L = L_0 = n\lambda/2$  ( $n = 1, 2, 3\dots$ ), podemos mostrar que  $\beta_1(\Omega, L_0) = \beta_2(\Omega, L_0) = 0$  usando a Eq.(4.13). Neste caso, ocorre o cancelamento do efeito tipo-dispersivo introduzido pela cavidade.

O desenvolvimento clássico acima foi construído nas condições de interferômetro balanceado. Estamos interessado em conhecer o que acontece no regime de coincidências clássica fora da condição balanceado, onde ocorre interferência quântica [Fig.(4.2)]. Para este caso, vamos considerar o resultado das coincidências clássica obtida na referência [33]. Na condição de largura espectral dos filtros F1 e F2 suficientemente menor que a largura de linha da cavidade [67], podemos aproximar a taxa de coincidências clássica  $T_{clas}$  por

$$T_{clas} \propto [1 - 2 |r(L, \Omega)|^2 |t(L, \Omega)|^2 e^{-\Delta\tau^2\sigma_0^2}], \quad (4.27)$$

onde  $\Delta\tau$  é a diferença de tempo entre os tempos de propagação dos campos nos braços do interferômetro da Fig.(4.1). Para o interferômetro fora da condição balanceada, temos  $\Delta\tau \gg 1/\sigma_0$  e a Eq.(4.27) se reduz a uma constante, independente da cavidade.

## 4.4 Coincidências de Fótons Emaranhados

Um feixe de frequência  $2\Omega$  incide sobre o cristal não linear e é convertido em dois feixes correlacionados de frequências  $\Omega + \nu$  e  $\Omega - \nu$ , onde  $\nu$  fica determinada pelas condições de casamento de fase (seção 2.1). A seguir, os feixes são redirecionados por espelhos, incidem sobre os espelhos da cavidade e são medidos em coincidências através dos detectores  $D1$  e  $D2$  [Fig.(4.1)]. A função de onda para o estado de dois fótons é pode ser escrita como

$$|\psi\rangle = \int \tilde{f}(\nu) |\Omega + \nu, \Omega - \nu\rangle d\nu, \quad (4.28)$$

onde  $\tilde{f}(\nu)$  é a função que determina o espectro da luz gerada pela CPD após os filtros F1 e F2 e tem a forma

$$\tilde{f}(\nu) = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{\nu^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.29)$$

onde  $\sigma$  é a largura espectral do filtro.

Os campos elétricos em D1 e D2 são superposições dos campos refletido e transmitido incidentes na cavidade. Considere os operadores de aniquilação *signal*  $\hat{a}_S(\omega)$  e *idler*  $\hat{a}_I(\omega)$ , respectivamente. Devido aos processos de reflexão-transmissão, o campo elétrico medido nos detectores D1 e D2 podem ser escrito como

$$\hat{E}_1^+(t_1) = \int d\omega_1 [r_I(\omega_1) \hat{a}_I(\omega_1) e^{-i\omega_1(t_1-\tau_2)} + t_S(\omega_1) \hat{a}_S(\omega_1) e^{-i\omega_1(t_1-\tau_1)}] \quad (4.30)$$

e

$$\hat{E}_2^+(t_2) = \int d\omega_2 [r_S(\omega_2) \hat{a}_S(\omega_2) e^{-i\omega_2(t_2-\tau_1)} + t_I(\omega_2) \hat{a}_I(\omega_2) e^{-i\omega_2(t_2-\tau_2)}], \quad (4.31)$$

onde as amplitudes de probabilidade  $r(\omega)$  e  $t(\omega)$  são os coeficientes da cavidade de Fabry-Perot dados pelas Eqs.(4.5) e (4.6), respectivamente;  $\tau_1$  ( $\tau_2$ ) é o tempo de propagação do campo *signal* (*idler*) medido a partir do cristal até a cavidade.



A probabilidade  $P_q(\tau)$  de detectar um fóton no tempo  $t_1$  e seu conjugado no tempo  $t_2 = t_1 + \tau$  é

$$P_q(\tau) = \langle \psi | \hat{E}_1^-(t_1) \hat{E}_2^-(t_1 + \tau) \hat{E}_2^+(t_1 + \tau) \hat{E}_1^+(t_1) | \psi \rangle, \quad (4.32)$$

onde uma constante foi desprezada. Considerando as Eqs.(4.28)-(4.31) em (4.32), obtemos

$$P_q(\tau) = \left| \int d\nu \tilde{f}(\nu) e^{-i\nu\tau} h(\nu) \right|^2, \quad (4.33)$$

onde

$$h(\nu) = r_S(\Omega + \nu)r_I(\Omega - \nu)e^{-i\nu(\tau_2 - \tau_1)} + t_S(\Omega - \nu)t_I(\Omega + \nu)e^{i\nu(\tau_2 - \tau_1)}. \quad (4.34)$$

A função  $h(\nu)$  é responsável pelo efeito de interferência que aparece nas Figs.(4.2) e (4.3). Representa a soma das amplitudes para dois distintos efeitos de interferência: um surge do estado anticorrelacionado em frequência [Eq.(4.28)], filtrado pela cavidade; a outra surge da indistinguibilidade temporal que aparece quando a diferença de tempo entre os fótons *signal* e *idler* ( $\tau_2 - \tau_1$ ) torna-se menor que o tempo de coerência de cada fóton individual do par *signal-idler*.

A eletrônica de coincidências aceita contagem para um tempo maior que o tempo de coerência do fóton e então a taxa de contagem em coincidências  $T_q$ , entre os detectores D1 e D2, é obtido da integração no tempo

$$T_q = \int d\tau P_q(\tau), \quad (4.35)$$

sobre a janela temporal da eletrônica de coincidências. Como este tempo é muito maior que os tempos envolvidos no experimento, podemos realizar a integração no intervalo de  $-\infty$  até  $+\infty$ .

Com o propósito de uma melhor análise das Eqs.(4.34) e (4.33), vamos escrever os

coeficientes de Fabry-Perot na forma polar

$$r(\Omega \pm \nu) = |r(\Omega \pm \nu)| e^{i\theta_r(\Omega \pm \nu)}, \quad (4.36)$$

$$t(\Omega \pm \nu) = |t(\Omega \pm \nu)| e^{i\theta_t(\Omega \pm \nu)}, \quad (4.37)$$

onde o módulo e o argumento da representação polar podem ser calculados das Eqs.(4.5) e (4.6). Quando a frequência central  $\Omega$  dos pacotes de onda *signal* e *idler* está em ressonância com a frequência natural de ressonância da cavidade, é possível mostrar que

$$|r(\Omega + \nu)| = |r(\Omega - \nu)|, \quad (4.38)$$

$$|t(\Omega + \nu)| = |t(\Omega - \nu)|, \quad (4.39)$$

$$\theta_r(\Omega + \nu) = -\theta_r(\Omega - \nu), \quad (4.40)$$

$$\theta_t(\Omega + \nu) = -\theta_t(\Omega - \nu). \quad (4.41)$$

Vamos assumir que o interferômetro da Fig.(4.1) esteja na condição balanceada. Assim, o caminho óptico entre o cristal e a cavidade para ambos braços do interferômetro são iguais e  $\tau_2 - \tau_1 = 0$ . Desta maneira, substituindo as Eqs.(4.36)-(4.41) em (4.33), a equação (4.34) se reduz a  $h(\nu) = 1$  e a probabilidade conjunta  $P_q(\tau)$  torna-se

$$P_q(\tau) = |\phi|^2 e^{-\tau^2/2\delta\tau^2}, \quad (4.42)$$

onde  $\delta\tau = 1/2\sigma$ . Então, o efeito tipo-dispersivo introduzido pela cavidade é cancelada, visto que a distribuição acima é independente da cavidade e sua largura à meia altura

depende somente dos filtros F1 e F2.

Outro caso de interessante ocorre quando os fótons, com frequência central  $\Omega$ , têm 50% de probabilidade de serem refletidos pela cavidade. Isto ocorre para o comprimento da cavidade  $L_0 \pm \delta L$ , quando o comprimento da cavidade é mudado de  $\delta L$  a partir de seu comprimento de ressonância  $L_0 = n\lambda/2$ . Para filtros de largura de banda suficientemente pequeno em relação à largura de linha da cavidade, as funções  $|r(L_0 \pm \delta L, \nu)|$  e  $|t(L_0 \pm \delta L, \nu)|$  podem ser linearmente aproximadas em torno de  $\nu = \Omega$ . Nestas condições, obtemos

$$|r(\Omega + \nu)| \approx |t(\Omega - \nu)|, \quad (4.43)$$

$$|r(\Omega - \nu)| \approx |t(\Omega + \nu)|, \quad (4.44)$$

$$\theta_r(\Omega + \nu) - \theta_r(\Omega - \nu) = \pm\pi/2. \quad (4.45)$$

Substituindo as Eqs.(4.43)-(4.45) em (4.34), temos

$$h(\nu) = |r_S(\Omega + \nu)r_I(\Omega - \nu)| - |t_S(\Omega + \nu)t_I(\Omega - \nu)| \approx 0, \quad (4.46)$$

visto que  $|r_S(\Omega + \nu)r_I(\Omega - \nu)| \approx |t_S(\Omega - \nu)t_I(\Omega + \nu)|$ . Logo, a probabilidade  $P_q(\tau)$  tem um valor mínimo para o comprimento da cavidade  $L_0 \pm \delta L$ . Comportamento semelhante é obtido quando o interferômetro da Fig.(4.1) está fora da condição balanceada, isto é,  $\tau_2 - \tau_1 > \tau_{coh}$ , onde  $\tau_{coh}$  é o tempo de coerência para os campos *signal* e *idler*. Isto pode ser visto na brusca diminuição das coincidências em torno dos picos na Fig.(4.2). Neste capítulo, vamos apresentar somente curvas experimentais para o interferômetro fora da condição balanceada. Na condição balanceada, um comportamento similar àquele visto na Figs.(4.2) e (4.3) é observado [69].

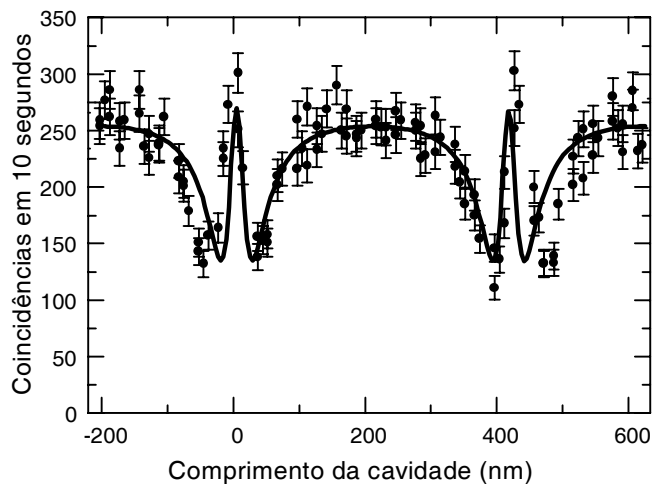


Figura 4-2: Coincidências de dois fótons emaranhados versus comprimento da cavidade. Os dados experimentais são obtidos pela variação do comprimento da cavidade em alguns nanômetros. A cavidade é formada de espelhos planos de 70 % de refletividade. O padrão de interferência é similar à curva de Airy clássica: franjas periódicas em  $\lambda/2$  e largura à meia altura da ordem da largura de linha da cavidade (picos estreitos) [67]. Este resultado foi obtido na condição em que a diferença entre os braços do interferômetro é maior que o comprimento de coerência do fóton. A linha contínua é a curva teórica obtida da Eq.(4.35).

## 4.5 Discussão

O esquema da Fig.(4.1) é um interferômetro fóton-fóton, cuja cavidade funciona como um divisor de feixes de refletividade variável  $R$  que depende da sintonia da cavidade. O interferômetro está no regime em que o comprimento da cavidade ( $\sim 35 \mu\text{m}$ ) é menor que o comprimento de coerência do pacote de onda de um único fóton ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ). As curvas experimentais apresentadas nas Figs.(4.2) e (4.3) são geradas pela mudança do comprimento da cavidade no interferômetro, isto é, pelo deslocamento do espelho M4 em alguns nanômetros. Os dados mostrados na Fig.(4.2) foram obtido com uma cavidade formada por espelhos de refletividade  $R = 0,7$ ; na Fig.(4.3) apresentamos resultados para duas diferentes cavidades: uma com espelhos de refletividade  $R = 0,5$  e outra com

espelhos de  $R = 0,7$ . A largura de linha da cavidade é de 50 nm e 100 nm medido à largura a meia altura para refletividade  $R = 0,7$  e  $R = 0,5$ , respectivamente, enquanto a largura espectral do pacote de onda está limitado por um filtro de 8 nm. As franjas de interferência são periódicas [ver Fig.(4.2)] e os picos estreitos têm a mesma posição dos picos de Airy da curva de transmissão de uma cavidade iluminada por luz clássica (ver seção 4.6) [67].

Vamos comparar o resultado clássico da Eq.(4.27) para  $\Delta\tau \gg 1/\sigma_0$  e o seu respectivo resultado quântico e experimental apresentado na Fig.(4.2). A curva contínua é o resultado da simulação numérica da Eq.(4.35). Estes resultados estão fora da condição de interferômetro balanceado. O resultado clássico prediz uma taxa de contagem em coincidências constante, enquanto a taxa de coincidências quântica mostra um resultado completamente diferente: um efeito de interferência. Pela teoria ondulatoria da luz, um único pulso incidente na cavidade poder ser dividido e, desse modo, afetar os dois detectores na contagem em coincidências. Então, os processos de reflexão e transmissão de pulsos na cavidade sempre nos conduzem às coincidências e, conseqüentemente, as contagens em coincidências permanecem inalteradas. Por outro lado, no domínio quântico, um único fóton não pode ser detectado por dois detectores ao mesmo tempo. Na condição de ressonância fóton-cavidade, os fótons contrapropagantes do par são transmitidos pela cavidade e produzem o valor máximo para as coincidências, como mostram os picos estreitos da Fig.(4.3). Quando a cavidade funciona como um divisor de feixes 50/50, somente os processos de transmissão-transmissão e reflexão-reflexão dos fótons incidentes na cavidade produzem coincidências. Os outros dois processos de reflexão-transmissão não produzem coincidências, então a taxa de coincidências cai pela metade. Isto é mostrado pelo vales simétricos em torno dos picos estreitos na Fig.(4.2). Finalmente, quando a frequência de sintonia da cavidade está longe da frequência central do pacote de onda, os pares de fótons são refletidos pela cavidade e as coincidências crescem. Este comportamento é mostrado pelas coincidências entre vales consecutivos no padrão de interferência, obtido fora da condição de ressonância.

Para finalizar a discussão sobre o efeito de interferência, deixe-nos apresentar dois comentários importantes. Primeiro, o efeito de interferência acima é devido ao comportamento da luz como partícula e à correspondente anticorrelação em frequência do estado da luz. Uma fonte clássica que simule a anticorrelação do estado puro mostrado em (4.28), nos leva ao mesmo efeito de interferência das Figs.(4.2) e (4.3) [66]. Logo, esta interferência não é intrinsecamente quântica, isto é, não é devido ao emaranhamento em frequência apresentado em (4.28), pois este efeito de interferência também pode ser gerado por correlações clássicas. O segundo comentário se refere a uma diferença entre o experimento de interferência e a teoria usada para explicá-lo. Devemos observar que os dados experimentais foram obtidos com um cristal tipo-II, enquanto a teoria da seção (4.4) considera que os pares de fótons gerados no cristal têm a mesma polarização. Podemos mostrar, no entanto, que o cálculo teórico para a taxa de coincidências, devido a um campo gerado por um cristal tipo-II, nos conduz aos mesmos resultados da Eq.(4.35), quando estamos na condição de interferômetro desbalanceado (e somente nesta condição!).

Agora, vamos comparar os efeitos tipo-dispersivos nos casos quântico e clássico. Considere a probabilidade conjunta de pares de fótons emaranhados e pulsos de luz apresentados nas Eqs.(4.42) e (4.24), respectivamente. Nestes resultados, a frequência de ressonância da cavidade  $\omega_{cav}$  está em sintonia com a frequência central  $\Omega$  dos pacotes de onda *signal* e *idler* e dos pulsos clássicos. Além disso, estes resultados estão dentro da condição balanceada. Como os feixes *signal* e *idler* podem ser filtrados pela cavidade, o ressonador introduz efeito tipo-dispersivo nos pacotes de onda *signal-idler* e, desta maneira, podemos esperar uma mudança das contagens em coincidências dos pares de fótons, entretanto, isto não ocorre! A Eq.(4.42) mostra que as coincidências são independentes da cavidade mesmo para detectores rápidos, visto que tal resultado foi obtido sem integração na janela de tempo da eletrônica de coincidências. Nestas condições particulares, ocorre o cancelamento dos efeitos tipo-dispersivos introduzidos pela cavidade dentro do pacote de onda de dois fótons. Este cancelamento da dispersão foi proposto

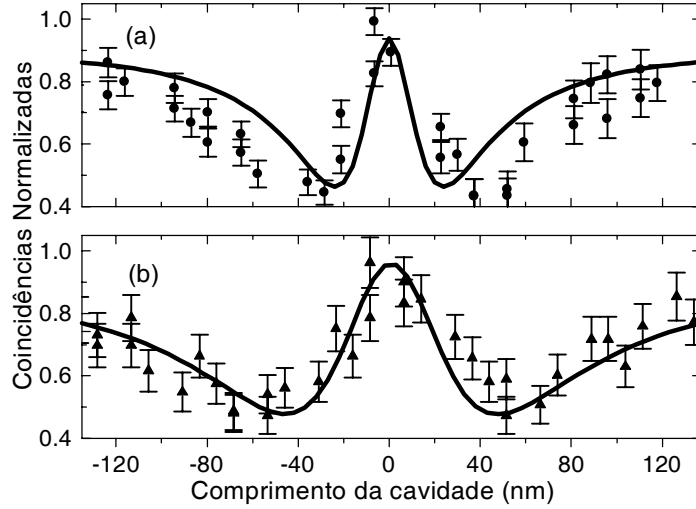


Figura 4-3: Curvas de coincidências normalizadas em função do comprimento da cavidade. Os dados experimentais foram obtidos de uma cavidade formada por espelhos planos de refletividade (a)  $R = 0,7$  (círculo) e (b)  $R = 0,5$  (triângulo). O comprimento de referência  $L = 0$  indica a ressonância fóton-cavidade. Como nas curvas de Airy [Fig.(4.6)], as largura das franjas estreitas crescem quando a finesse da cavidade decresce.

teoricamente [19]. No contexto clássico, observamos que, em geral, as coincidências de pulsos clássicos apresentam dispersão. Entretanto, quando  $\omega_{cav} = \Omega$ , a probabilidade de detecção de pulsos em coincidências [Eq.(4.24)] torna-se independente da cavidade, visto que  $\beta_1(L_0, \Omega) = \beta_2(L_0, \Omega) = 0$  e assim o efeito de dispersão também é cancelado no caso clássico. De fato, o cancelamento da dispersão ocorre para todos os termos da série (4.12), pois a fase (4.10) é nula na ressonância. Então, o efeito de cancelamento da dispersão não é um efeito particularmente quântico, mas um resultado clássico. Por outro lado, o padrão de interferência é um efeito quântico, no sentido de ser o comportamento corpuscular da luz o motivo da interferência.

## 4.6 Arranjo Experimental e Alinhamento

Considere o esquema experimental apresentado na Fig.(4.4). Um laser pulsado modelo *Coherent Mira 900* gera um trem de pulsos com comprimento de onda central em 826,2 nm, polarização vertical e duração do pulso em torno de 120 femtosegundos. Uma placa de meia onda gira a polarização dos pulsos infravermelhos que são, então, convertidos em pulsos violetas (413,1 nm) por um cristal C1 de BBO (10x10x2 mm) cortado para casamento de fase do tipo-I. O ruído infravermelho do feixe violeta é removido pelo prisma e os filtros de cores FC. Um feixe resultante de 70mW de potência é direcionado para o cristal uniaxial tipo-II C2 (BB0, 5x5x10 mm) para gerar a luminescência paramétrica. Um fóton violeta é, então, convertido num par de fótons de comprimentos de onda  $826,2 + \delta\lambda$  nm e  $826,2 - \delta\lambda$  nm, onde os valores permitidos de  $\delta\lambda$  são determinados por considerações de casamento de fase. Os feixes *signal* e *idler* emergem simetricamente do cristal sob um ângulo de  $2,5^\circ$  com o feixe *pump* não convertido e são filtrados espacialmente pelas aberturas A1 e A2 de 2 mm de diâmetro. As aberturas A5=A6=1,4 mm são usadas para alinhar o feixe *pump* com o cristal. Na ausência da cavidade, o feixe *idler* percorre o anel 0-E1-E2-0, atravessa o cristal C2, reflete em E3 e é detectado pelo detector D1; o fóton *signal* percorre o caminho inverso 0-E2-E1-0, é refletido em E4 e alcança o detector D2. A contagem em coincidência é feita por detectores do tipo fotodiodos de avalanches, cujos pulsos elétricos são discriminados e analisados por contadores SR400 e SR650 da *Stanford Research Systems*.

A cavidade é formada por dois espelhos dielétricos planos de  $\phi 12,7 \times 6,0$  mm e refletividades de 50% ou 70% em 826,2 nm. Os espelhos são paralelos entre si e separados por uma distância variável  $L$ . Eles foram montados em suportes angulares  $\theta/\phi$  (modelo 9807- Newfocus) e fixados a um estágio de translação (modelo UMR8.25- NewPort): um ao chassi (espelho fixo, EF) e outro ao trilho do estágio (espelho móvel, EM). As medidas foram feitas com abertura entre os espelhos em torno de  $35 \mu\text{m}$ , portanto, dentro do comprimento de coerência dos fótons gêmeos em torno de  $100 \mu\text{m}$ , determinado pelo filtros



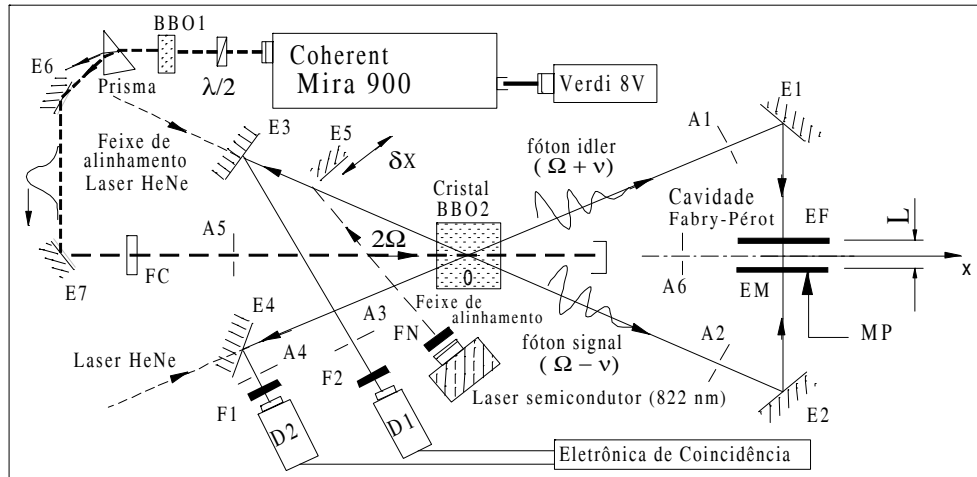


Figura 4-4: Esquema experimental para a medida do efeito de cancelamento da dispersão. Os símbolos iniciais E, A, D, MP e F representam espelhos, aberturas circulares, detetores, motor de passo e filtros de diferentes tipos, respectivamente.

de interferência  $F1=F2=8$  nm centrados em torno de 826 nm. O espelho móvel EM da cavidade está acoplado a um motor de passo MP (ESP6000 controler/driver- Newport) com resolução de 50 nm. Para diminuir o deslocamento do espelho EM por unidade de passo na direção normal à EF, os espelhos da cavidade foram inclinados em relação ao motor de passo de modo que a variação do comprimento da cavidade passou de 50 nm para 7,5 nm por unidade de passo [ver Fig.(4.5)].

O circuito óptico de alinhamento feito pelo laser de He-Ne ( 632,9 nm) no experimento da seção (3.2) foi reutilizado neste experimento para marcar o caminho dos feixes *signal* e *idler* desde sua origem no cristal C2 até sua detecção em D1 e D2. Para tanto, ajustamos os espelhos E1, E2, E3 e E4 de modo a centrar o feixe vermelho (laser He-Ne) nos marcadores de caminho  $A_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) de 1,4 mm de diâmetro contidos num plano à 12 cm acima da mesa óptica. Posteriormente, alinhamos a cavidade inserindo, inicialmente, o espelho EM no anel 0-E1-E2-0: interrompe-se o feixe vermelho que entra por E3 e ajusta-se EM até que seus feixes refletido e transmitido estejam centrados em A3 e A4.

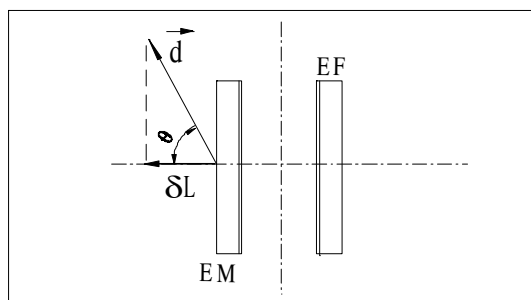


Figura 4-5: Ilustração indicando a inclinação  $\theta$  entre o vetor deslocamento  $\vec{d}$ , dado pelo motor de passo, e a normal ao espelho EM da cavidade. A componente  $\delta\vec{L}$  varia o comprimento da cavidade. No experimento,  $\theta \simeq 81,3^\circ$  nos dando  $|\delta\vec{L}| \sim 7,5$  nm para uma unidade de passo de  $|\vec{d}| = 50$  nm.

Em seguida, inserimos o espelho EF no anel de modo que o feixe transmitido pela cavidade esteja centrado em A3 e os feixes refletidos pelos espelhos EM e EF estejam centrados em A4; interrompe-se o feixe vermelho por E4 e se libera o feixe por E3 para verificar se os feixes refletidos e transmitidos pela cavidade estão centrados em A3 e A4. Caso isto não aconteça, deve-se realinhar o anel sem a cavidade e repetir o processo acima até que os campos refletidos e transmitidos pela cavidade estejam centrados nas aberturas A3 e A4 em frente aos detectores D1 e D2. O ajuste fino do alinhamento é feito pela superposição dos feixes transmitidos e refletidos pela cavidade na posição A3 (A4) alimentado pelo feixe através de E3 (E4). O ajuste é avaliado pelo padrão de interferência dos feixes deslocados da posição A3 (ou A4) para um anteparo.

Um laser diodo semiconductor oscilando em 822 nm foi usado para medir a curva de Airy [Eq.(4.47)] das cavidades formadas por pares de espelhos de 50% ou 70% [67]. Os espelho E5 é inserido no caminho óptico fazendo o campo do laser diodo circular pela montagem até a posição de D2, onde é detectado. Para atenuar o campo em D2 foi utilizado filtros neutros FN. As curvas de Airy [Fig.(4.6)] foram utilizadas para calibrar o valor exato do ângulo de inclinação entre a cavidade e o motor de passo MP.

A Fig.(4.6) mostra a resposta de uma cavidade de Fabry-Perot (F-P) para alguns

modos de ressonância conhecida como função de Airy. Ela é determinada pela intensidade de transmissão [67, 68]

$$I(L) = \frac{I_{máx.}}{1 + F \sin^2(2\pi L/\lambda)}, \quad (4.47)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz que incide sobre a cavidade. As características da função de Airy de uma cavidade são determinadas pelo espaçamento entre os modos ressonantes

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}, \quad n = 1, 2, 3... \quad (4.48)$$

e a largura de linha da ressonância

$$\delta\lambda \sim \frac{1}{F}, \quad (4.49)$$

onde  $L$  é a largura da cavidade e  $n$  a ordem do modo. Segundo (4.48), a separação entre os modos adjacentes numa cavidade de F-P é  $\lambda/2$ . A largura de linha  $\delta\lambda$  é medido pela finesse  $F$ . A quantidade  $F$  determina a qualidade óptica de uma cavidade e é medida pelas fontes de perda do campo eletromagnético. No caso de uma cavidade sem meio absorvedor entre os espelhos, a medida da finesse é obtida pela expressão

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2}, \quad (4.50)$$

determinada somente pela refletividade  $R$  dos espelhos. Assim, o efeito de perda do campo, devido à baixa refletividade dos espelhos, passa a sustentar frequências em torno das linhas de ressonâncias devido à efeitos de interferência, gerando a largura de linha  $\delta\lambda$ .

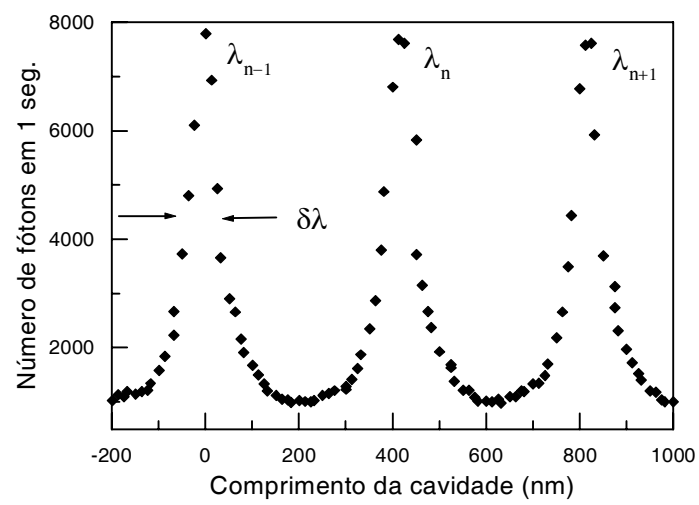


Figura 4-6: Curva de Airy de uma cavidade de Fabry-Perot formada por espelhos de 70 % de refletividade e alimentada por um laser semiconductor oscilando em 822 nm.

# Capítulo 5

## Considerações Finais

### 5.1 Conclusões e perspectivas

Construímos um interferômetro de Hong-Ou-Mandel com uma cavidade óptica de baixa finesse colocada em um dos seus braços. A partir desta montagem experimental, estudamos os padrões de interferência gerados por um campo de dois fótons degenerados e emaranhados em frequência. No regime em que a cavidade é maior que o comprimento de coerência de um dos fótons, efeitos de coalescência e anticoalescência do par de fótons são observados nas portas de saída do divisor de feixes do interferômetro. O padrão de interferência, medido via detecção em coincidência, foi obtido em função da diferença de caminho óptico entre os fótons *signal* e *idler*. Quando a diferença é zero, o conhecido vale de Hong-Ou-Mandel é obtido; outros vales ou picos de interferência também surgem quando a diferença de caminhos é um múltiplo inteiro do comprimento da cavidade. Nestes casos, mantendo fixos os braços do interferômetro, mostramos que podemos fazer uma transição suave entre um vale e um pico de interferência, ou vice versa, variando mecanicamente o comprimento da cavidade na ordem de décimos do comprimento de onda  $\lambda$  de um dos fóton do par, mesmo quando o comprimento da coerência do fóton é menor que o comprimento da cavidade. A periodicidade da oscilação, separação entre picos ou vales consecutivos, varia com a localização das interferências no padrão de

coincidências, que surgem nos múltiplos inteiros do comprimento da cavidade. A periodicidade é de  $\lambda/2$  quando a diferença de caminho óptico entre os fótons *signal* e *idler* é igual a um comprimento da cavidade e é igual a  $\lambda/4$  quando a diferença de caminho é igual ao dobro do comprimento da cavidade. Os pares de fótons podem sair pela mesma porta ou ainda diferentes portas de saída do divisor de feixes e o controle é feito pela mudança extremamente fina no comprimento da cavidade. Talvez, este efeito possa levar à aplicações em informação quântica, como foi sugerido em [70].

Uma extensão do trabalho acima é usar a técnica desenvolvida no apêndice para preparar amostras de microcavidades semicondutoras e fazer medidas ópticas por transmissão num regime onde o comprimento de coerência do fóton ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) é maior que o tamanho da cavidade (em torno de  $10 \mu\text{m}$ ). Um meio absorvedor colocado a meia distância entre os espelhos pode ser modelado por um sistema de dois níveis. O fóton pode excitar um elétron a partir da banda de valência para a banda de condução criando um par elétron-buraco, chamado *exciton* [71]. A interação fóton-exciton pode ser modelada por um sistema de dois níveis como apresentado na referência [72]. Um estudo teórico simples para absorção é obtido usando a informação da susceptibilidade de um meio ativo

$$\chi(\omega) = \chi_0 \frac{\omega_0^2}{[\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega]}, \quad (5.1)$$

onde  $\omega_0$  e  $\gamma$  são a frequência ressonante e o coeficiente de absorção do meio, respectivamente. O estudo experimental é feito usando o aparato experimental da seção (3.3), substituindo a cavidade dielétrica pela microcavidade semicondutora. Estamos interessados no regime em que ocorre a sintonia entre a frequência natural de ressonância da cavidade, a frequência do fóton e a frequência associada à energia do *gap* do sistema de dois níveis.

Construímos um interferômetro constituído de uma cavidade do tipo Fabry-Perot. Obtivemos uma resolução de 7,5 nm na abertura da cavidade para medir franjas de interferência que são da ordem de algumas dezenas de nanômetros. Alimentamos o interferômetro com luz gerada no processo de conversão paramétrica descendente. As medidas

foram feitas no regime em que o comprimento da cavidade foi menor que o comprimento de coerência de um dos fótons do par, estando o interferômetro na condição desbalanceada. Comparamos o resultado teórico das coincidências de dois pulsos clássicos e o correspondente resultado para coincidências de dois fótons emaranhados. Obtivemos dados experimentais para o caso das coincidências de dois fótons. Não aparece nenhum efeito de interferência no cálculo clássico, enquanto franjas de interferência foram observadas experimentalmente. O cálculo quântico também prediz tais franjas. Estas diferenças surgem porque um pulso clássico pode afetar ambos detectores ao mesmo tempo, enquanto para um único fóton, isto não é possível.

Estudamos o efeito tipo-dispersivo gerado por uma cavidade. Ocorre o cancelamento da dispersão quando o interferômetro está balanceado e na condição de ressonância fóton-cavidade. Nestas condições, as distribuições de probabilidades para dois pulsos e dois fótons se tornam independentes da presença da cavidade no interferômetro. Assim, o cancelamento da dispersão não é um efeito particularmente quântico, mas também possui um análogo clássico.

Analogamente, podemos também nos perguntar sobre a mudança na função de correlação quando um meio ativo é colocado entre os espelhos da cavidade do experimento que mediu o efeito do cancelamento da dispersão. Neste caso, a correlação entre os fótons é afetada pelos efeitos dispersivos introduzidos pela cavidade, somado aos efeitos de absorção e dispersão introduzidos pelos átomos. A presença dos átomos muda o padrão de interferência, altera a taxa de coincidências e o deslocamento do pico de Airy não clássico em relação à curva de interferência da cavidade vazia [19]. Aqui, uma simples teoria pode considerar a informação da dispersão e absorção de (5.1) no número de onda da Eq.(4.11). O meio absorvedor no interior da cavidade dielétrica pode, talvez, ser implementado via solução tipo corante, colocada entre os espelhos.

## 5.2 Publicações

- M. A. Sagiore, C. Olindo, C. H. Monken e S. Pádua, “*Time control of two-photon interference*”, Phys. Rev. A **69**, 053817 (2004);
- C. Olindo, M. A. Sagiore, A. Delgado, C. H. Monken e S. Pádua, “*Hong-Ou-Mandel interferometer with cavities: theory*”, Phys. Rev. A **73**, 043806 (2006);
- M. A. Sagiore, C. Olindo, C. H. Monken e S. Pádua, “*Two-Photon interference due the filtering property of an optical cavity*” (submetido ao Physical Review A).
- M. A. Sagiore, S. Pádua, L.H.F. Andrade e F. M. Matinaga, “*Automated system for selective etching of AlGaAs/GaAs system and some applications*”, Revista de Física Aplicada e Instrumentação **18**, 1 (2005);
- I. F. Santos, M. A. Sagiore, C. H. Monken e S. Pádua, “*Resolution and apodization in images generated by twin photons*”, Phys. Rev. A **67**, 033812 (2003);
- C. Olindo, M. A. Sagiore, F. M. Matinaga, C. H. Monken e S. Pádua, “*Mapping distorted wave packets via fourth-order interference*” (submetido ao Optics Communications).



# Capítulo 6

## Apêndice

### Sistema Automático para *Etching*

### Seletivo em Estruturas de

### $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

#### 0.1 Introdução

O preparo de janelas ópticas de  $Al_xGa_{1-x}As$  através da remoção do  $GaAs$  em estruturas de  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  encontra interesse nos estudos de propriedades de filmes finos e na indústria de tecnologia de lasers semicondutores, onde estudos ópticos por transmissão são necessários. Para o estudo em óptica quântica, estamos interessados na retirada do substrato de  $GaAs$  de amostras de microcavidades, cuja finalidade é viabilizar o estudo da interação de fótons emaranhados com uma microcavidade absorvedora [ver Fig.(0.1)].

Um método rápido e eficiente da retirada do substrato de  $GaAs$  se baseia na técnica de corrosão química conhecida como *etching* químico seletivo. A corrosão da estrutura de  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  precisa remover seletivamente o  $GaAs$  sem danificar o cristal de

$Al_xGa_{1-x}As$ . O grau de seletividade nos conduz à definição do coeficiente  $S$ , dado por

$$S = \frac{\text{taxa de corrosão do } GaAs}{\text{taxa de corrosão do } Al_xGa_{1-x}As}, \quad (1)$$

tal que uma solução ótima deve nos conduzir a um máximo  $S$ . Uma mistura química de peróxido de hidrogênio ( $H_2O_2$ ) e hidróxido de amônio ( $NH_4OH$ ), proposto por R.R. Logan [24], produz seletividade no processo de *etching* de filmes de  $Al_xGa_{1-x}As$  sobre  $GaAs$ . A concentração da solução  $c$ , dada por

$$c = \frac{V_{H_2O_2}}{V_{NH_4OH}}, \quad (2)$$

é o parâmetro utilizado para alterar o coeficiente de seletividade  $S$ . Posteriormente, J. J. Lepore [25] melhorou o método de Logan conseguindo um valor mais alto para  $S$  e redução do tempo de preparo da amostra. O processo era monitorado por luz através de filmes de  $Al_xGa_{1-x}As$ . No entanto, quando usamos estruturas mais bem elaboradas tal como microcavidades semicondutoras [Fig.(0.1)], o monitoramento do *etching* das amostras fica mais difícil. É preciso ter atenção para não danificar o espelho da microcavidade crescido sobre o substrato de  $GaAs$ . Além disso, a diminuição do tempo de exposição a uma solução química é sempre aconselhável. Para contornar estas dificuldades, construímos uma câmara de corrosão de  $Al_xGa_{1-x}As$  com resolução nanométrica e totalmente automática.

## 0.2 Preparo da Amostra e Solução

No preparo da amostra, uma microcavidade [Fig.(0.1)] com área entre 9 e 12 mm<sup>2</sup> é fixada em um disco de safira ( $\phi 12,7 \times 1$  mm) através de uma cola resistente a ataques químicos e de transparência óptica na região de interesse (Zyvax 600, *non corrosive electronics epoxy*). O arseneto de gálio ( $GaAs$ ) é polido mecanicamente por uma lixa d'água de alta granulação ( # 1000 e 2000 ) até espessuras entre 120 e 80  $\mu\text{m}$ . A área da safira não

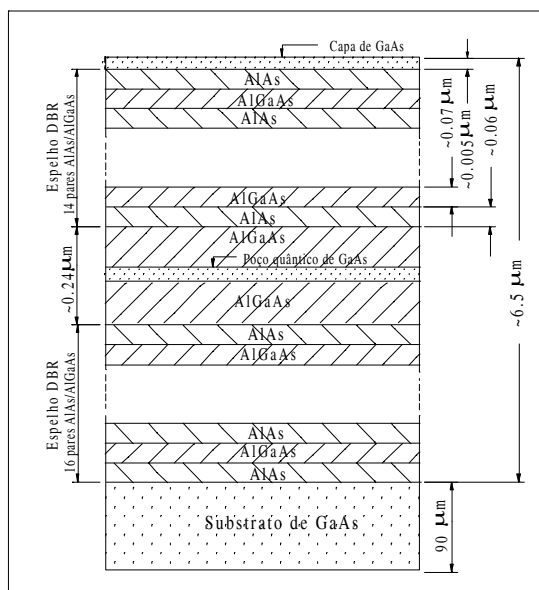


Figura 0-1: Seção longitudinal de uma microcavidade semicondutora típica do tipo Fabry-Perot preenchida com um poço quântico.

preenchida pela amostra é pintada por esmalte seguido de tinta preta fosca (*Colorgin splay*). A mistura química corrosiva é composta de peróxido de hidrogênio ( $H_2O_2$ ) 30% e hidróxido de amônio ( $NH_4OH$ ) entre 30% e 58% de concentração. A concentração da solução [Eq.(2)] é variada durante as etapas entre 30 e 60 para permitir rapidez e seletividade na corrosão, respectivamente.

### 0.3 Descrição do Sistema de Corrosão

Uma mistura de  $H_2O_2$  e  $NH_4OH$  é captada do reservatório (1) por um tubo coletor no interior da câmara de *etching* (2), segue através de um circuito hidráulico impulsionado por uma bomba elétrica (3), retorna à câmara na forma de um fino jato de solução (4), incide sobre o *GaAs* da amostra de microcavidade (5) e volta ao reservatório [Fig.(0.2)]. O contato sob pressão da solução com o *GaAs* da amostra produz uma taxa de corrosão

em torno de  $2 \mu\text{m}/\text{min}$ . para uma concentração  $c = 60$ .

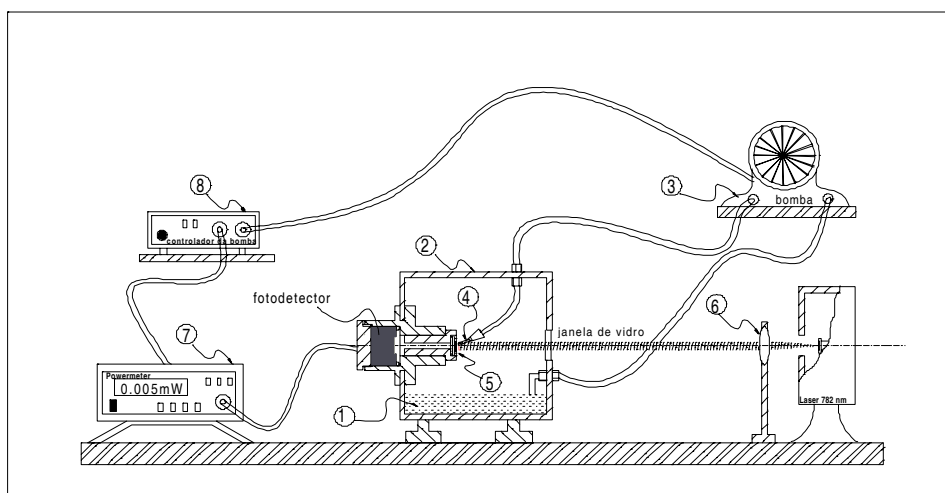


Figura 0-2: Vista geral do sistema de etching. Um corte longitudinal do sistema mostra os detalhes da câmara de etching (2).

Um feixe de luz, gerado por um laser diodo e sintonizado no infravermelho (782 nm), entra na câmara de corrosão através de uma janela de vidro e é focalizada sobre a área da amostra através da lente (6). A radiação que incide sobre a área da amostra possui um comprimento de onda que é opaco ao substrato de *GaAs* e transparente à microcavidade. Desta maneira, quando o substrato é retirado da amostra, a radiação atravessa a microcavidade e chega até o fotodetector que gera um sinal elétrico, que em seguida, é amplificado pelo medidor de potência (7). O sinal é, então, enviado a um controlador eletrônico (8) que interrompe o funcionamento da bomba [Fig.(0.3)].

Durante o processo de *etching*, a potência da radiação que chega até o fotodetector se inicia quando o substrato de *GaAs* atinge uma película nanométrica e cresce até a retirada de todo o *GaAs* sobre a microcavidade. Um medidor de potência com resolução de  $10^{-9}$  W nos permite monitorar, em tempo real, esta variação de potência, nos dando maior controle sobre o processo de *etching*. A variação de potência é transformada em uma

variação de tensão no terminal do medidor. A partir desta saída, o sinal é comunicado à entrada de um circuito comparador [Fig.(0.4)] no interior do controlador da bomba. Este circuito compara o sinal do medidor de potência  $S_{mp}$  com um sinal de referência  $S_{ref.}$  e, quando  $S_{mp} > S_{ref.}$ , o circuito comparador envia um sinal ao circuito-relé que interrompe o funcionamento da bomba. O sinal de referência é ajustado para ser um sinal elétrico gerado pela intensidade da radiação que chega ao fotodetector para uma amostra sem o substrato de *GaAs*.

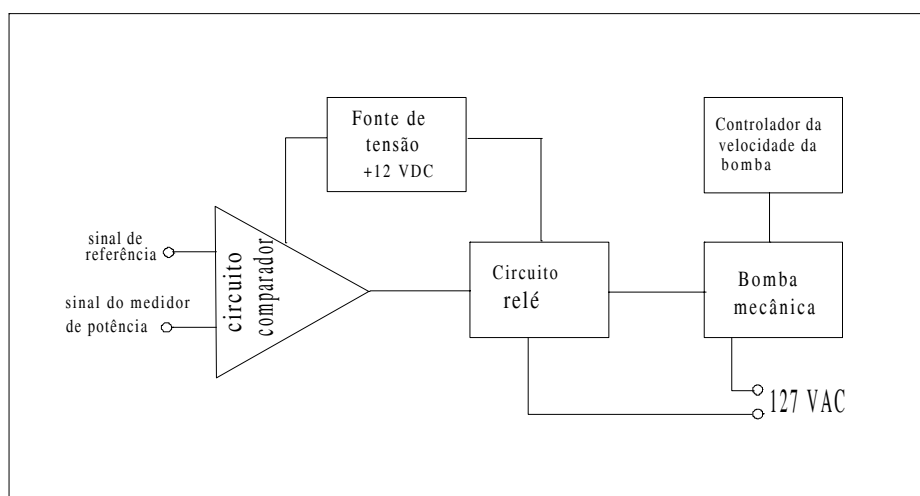


Figura 0-3: Diagrama de blocos do circuito eletrônico da câmara de etching

O circuito controlador da bomba é formado por dois circuitos básicos: o circuito comparador-relé (CCR) e o circuito de controle de injeção (CCI). O CCR funciona como um *trigger* e é responsável por desligar a bomba. Ele possui um amplificador operacional que funciona como comparador e nos permite ajustar potências entre  $10^{-3}$  a  $10^{-6}$  *W* no fotodetector, nos dando maior controle no processo de corrosão. O CCI é um circuito que gera uma tensão variável sobre a bomba num intervalo contínuo entre 0 e 127 *V* e é responsável por controlar a velocidade de funcionamento da bomba elétrica alterando a pressão do jato de solução sobre o *GaAs* da amostra.

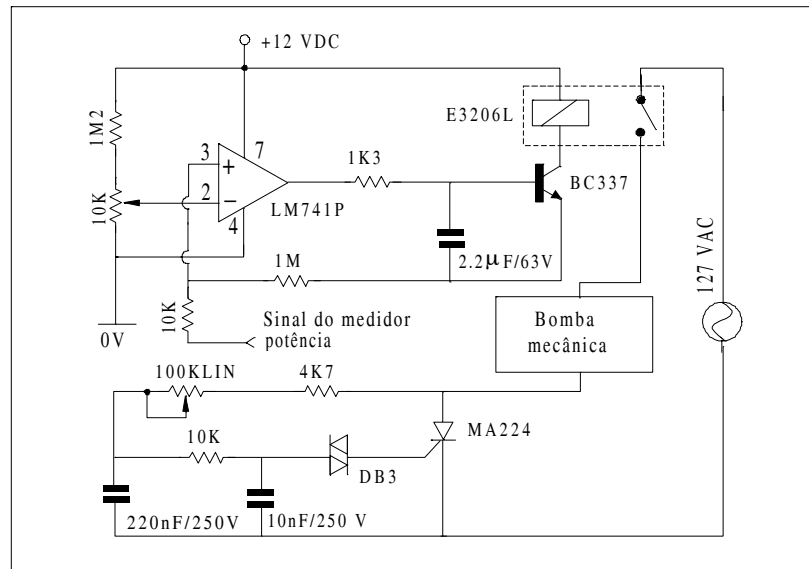


Figura 0-4: Esquema do circuito eletrônico do controlador da câmara de etching.

Nós utilizamos um medidor de potência modelo 835 e um fotodetector modelo 883-SL da Newport-Optical. A bomba elétrica é um modelo PQR-1/115 da Greylor Company. A câmara de *etching* foi construída em PVC e teflon; o circuito hidráulico, construído com mangueiras plásticas de 1/4" e conexões de latão.

## 0.4 Algumas Aplicações

### 0.4.1 Filmes de AlGaAs

Como um primeiro exemplo, apresentamos a utilização da técnica de *etching* seletivo no preparo de amostras de filmes finos de  $Al_xGa_{1-x}As$  de distintas concentrações de alumínio. O estudo básico da absorção óptica por estes filmes é de grande interesse da indústria opto-eletrônica [26]. A Fig.(0.5) mostra um destes filmes típicos. Eles são crescidos por técnicas de *epitaxia por feixe molecular* (MBE) sobre substratos de  $GaAs$ .

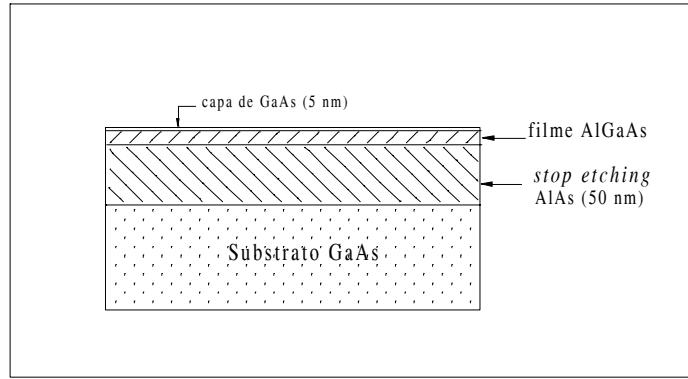


Figura 0-5: Estrutura utilizada na preparação de um filme de AlGaAs para estudo por transmissão óptica. A amostra é preparada pelo sistema de etching mostrado na Fig.(0.2).

Uma capa de *GaAs* (50 angstroms) protege ao filme contra os efeitos de oxidação. A espessura dos filmes de  $Al_xGa_{1-x}As$  estão entre 150 e 400 nm . Uma camada de *AlAs* em torno de 50 nm é crescida entre o filme de  $Al_xGa_{1-x}As$  e o substrato de *GaAs* e funciona como uma camada de proteção ao filme (*stop etching*).

#### 0.4.2 Microcavidades semicondutoras

A Fig.(0.1) mostra o esquema de uma microcavidade semicondutora que contém um meio absorvedor em seu interior. Se estamos interessados no campo transmitido pela microvavidade, é necessário a remoção do substrato de *GaAs*. A cavidade é do tipo Fabry-Perot e formada por dois espelhos DBR (*Bragg reflector mirror*), com um poço quântico no centro da cavidade para casar com a posição do antinodo do campo eletromagnético [23].

Podemos avaliar a qualidade de um espelho DBR de alta refletividade [ver Fig.(0.1)], medindo a largura da ressonância à meia altura  $\delta$ , dado por [73]

$$\delta = \frac{c(\alpha - \frac{1}{L} \ln \sqrt{R_1 R_2})}{2\pi n}, \quad (3)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz,  $L$  o comprimento efetivo da cavidade,  $n$  o índice de refração,  $\alpha$  é a perda da cavidade e  $R_{1,2}$  a refletividade dos espelhos. Na Fig.(0.6a), temos o espectro de absorção da luz branca pela microcavidade à temperatura ambiente. A curva está normalizada com a curva de reflectância da luz branca por um espelho de alumínio para corrigir a curva de ganho do espectrômetro bem como as flutuações da fonte de luz branca. Obtemos  $\delta_i = 5$  nm e estima-se, assim,  $R = 0.96$  para a microcavidade. Após submeter a microcavidade ao processo de *etching*, medimos o espectro de transmissão com a fonte de luz branca como mostra a Fig.(0.6b). A medida da ressonância da cavidade  $\delta_f = 9$  nm nos mostra um alargamento da janela spectral. A estimativa da reflectância é menor que a inicial e tem o valor  $R = 0.93$ . Isto significa que o processo de *etching* parou muito próximo à primeira camada do espelho DBR introduzindo um elemento de perda em um dos espelhos cujo resultado é a diminuição da finesse da cavidade. A razão da ressonância antes da corrosão estar centrada em um comprimento de onda (890 nm) diferente do comprimento de onda central, após a corrosão (924 nm), se deve ao fato que as duas medidas foram feitas em pontos diferentes da amostra. A microcavidade é crescida em forma de cunha, tendo ressonâncias com comprimentos de ondas diferentes em posições transversais diferentes. A corrosão ótima foi obtida em pontos diferentes do ponto onde a medida do espectro mostrado na Fig.(0.6a) foi feito.

## 0.5 Conclusão

Construímos um sistema de corrosão para preparar amostras de heteroestruturas semicondutoras de  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  crescidas em substratos de  $GaAs$ . Utilizamos o sistema para o preparo de filmes de  $Al_xGa_{1-x}As$  para o estudo de absorção óptica e preparo de cavidades semicondutoras para o estudo da interação fóton-cavidade em experimentos de óptica quântica. Em todas as aplicações, o sistema mostrou uma resolução da ordem de nanômetros.



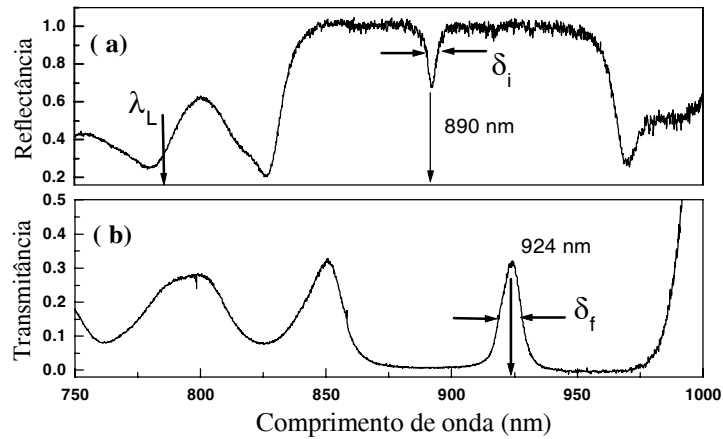


Figura 0-6: (a) Típica curva de reflexão de uma microcavidade semicondutora com uma ressonância em 890 nm em um determinado ponto  $P$  da amostra;  $\delta_i$  é a largura da ressonância antes da corrosão;  $\lambda_L$  é o comprimento de onda do laser semicondutor que incide na amostra; (b) Curva de transmissão obtida após o processo de etching, em algum ponto adjacente ao ponto  $P$ , com uma ressonância em 924 nm;  $\delta_f$  é a largura da ressonância depois do processo de corrosão do substrato.

## 0.6 Agradecimentos

Agradecemos a R. R. Menezes pelo desenvolvimento do controlador da bomba do sistema de *etching* [aparelho 8 na Fig.(0.2)] e ao SEBRAE pelo suporte financeiro.

# Bibliografia

- [1] D. N. Klyshko, JETP **28**, 522 (1969).
- [2] D. C. Burnham e D. L. Weimberg, Phys. Rev. Lett. **25**, 84 (1970).
- [3] C. Olindo, Dissertação de Mestrado, UFMG, Belo Horizonte (2002).
- [4] C. K. Hong, Z. Y. Ou e L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987).
- [5] Y.-H. Kim, Phys. Lett. A **315**, 352 (2003).
- [6] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg e R. Y. Chiao, Phys. Rev. A **45**, 7729 (1992).
- [7] T. B. Pittman, D. V. Strekalov, A. Migdall, M. H. Rubin, A. V. Sergienko e Y. H. Shih, Phys. Rev. Lett. **77**, 1917 (1996).
- [8] Y.-H. Kim e W.P. Grice, arXiv:quant-ph/0304086 (2003).
- [9] D. V. Strekalov, T. B. Pittman e Y. H. Shih, Phys. Rev. A **57**, 567 (1998).
- [10] M. A. Sagioro, C. Olindo, C. H. Monken e S. Pádua, Phys. Rev. A **69**, 053817 (2004).
- [11] J. Perina, Opt. Commun. **221**, 153 (2003).
- [12] A. Zavatta, S. Viciani e M. Bellini, Phys. Rev. A **70**, 023806 (2004).
- [13] H. Goto et al., Phys. Rev. A **68**, 015803 (2003).

- [14] H. Goto et al., Phys. Rev. A **69**, 035801 (2004).
- [15] Y. J. Lu, R. L. Campbell e Z. Y. Ou, Phys. Rev. Lett. **91**, 163602 (2004).
- [16] H. Becker, K. Schmid, W. Dultz, W. Martienssen e H. Roskos, *Quantum Information Processing*, editado por Gerd Leuchs e Thomas Beth (Weley-VCR editora, Berlim, 2003), pag. 301.
- [17] C. Olindo, M. A. Sagiuro, A. Delgado, C. H. Monken e S. Pádua, Phys. Rev. A **73**, 043806 (2006).
- [18] J. D. Franson, Phys. Rev. A **45**, 3126 (1992).
- [19] G. S. Agarwal e S. D. Gupta, Phys. Rev. A **49**, 3954 (1994).
- [20] T. Ozeki, Opt. Lett. 548 (2003).
- [21] Alejandra Valencia, Maria V. Chekhova, Alexei Trifonov e Yanhua Shih, Phys. Rev. Lett. **88**, 183601 (2002).
- [22] V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Marcccone e F. N.C. Wong, Phys. Rev. Lett., 117902 (2002).
- [23] Y. Yamamoto, S. Inoue, H. Heitmann, G. Bjork e F. M. Matinaga, *Quantum Optics Effects in Semiconductor Laser* (Academic Press, San Diego, 1999).
- [24] R. A. Logan e F. K. Reinhard, J. Appl. Phys. **44**, 4172 (1973).
- [25] J. J. Lepore, J. Appl. Phys. **51**, 6441 (1980).
- [26] M. A. Sagiuro, S. Pádua, L.H.F. Andrade e F. M. Matinaga, Revista de Física Aplicada e Instrumentação **18**, 1 (2005).
- [27] L. Mandel e E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1995).

- [28] L. Mandel, “*Quantum effects in one-photon and two-photons interference*”, in *more things in heaven and earth*, ed. por B. Bederson (Spring-Verlag, New York, 1999), p. 460;
- [29] A. Zeilinger, “*Experiment and the foundations of quantum mechanics*”, in *more things in heaven and earth*, ed. por B. Bederson (Spring-Verlag, New York, 1999), p. 482.
- [30] P. Kumar, G. M. D’Ariano, O. Hirota, *Quantum Communication, Quantum Computing and Measurement 2* (Springer, 2000).
- [31] A. Migdall, Phys. Today **52**, 41 (1999).
- [32] M. A. Nielsen e I. L. Chuang, *Quantum Computing and Quantum Information* (Cambridge, New York, 2001).
- [33] C. K. Hong, Thesis of PhD., The University of Rochester (1988).
- [34] P. H. Souto Ribeiro, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais (1995).
- [35] C. H. Monken, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais (1993).
- [36] E. J. S. Fonseca, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais (2000).
- [37] D. N. Nikogosyan, Appl. Phys. A **52**, 359 (1991).
- [38] J. T. Lin e C. Chen, Laser and Optonics **59** (1987).
- [39] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 64, 3 ed., New York, 1999).
- [40] Trata-se de pulsos com duração em torno de 120 fs com separação temporal em torno de 13 ns. O modelo Mira Coherent de titânio safira produz este tipo de pulso na região do infravermelho.

- [41] H. J. Lin and G.H. Chen, W. Zhao, Y. S. Wang e S. H. Zhao, *Opt. Commun.* **197**, 507 (2001).
- [42] Z. Y. Ou, L. J. Wang e L. Mandel, *Phys. Rev. A* **40**, 1428 (1989)
- [43] N. Boeuf et al., *Opt. Eng.* **39**, 1016 (2000); <http://physics.nist.gov/Divisions/Div844/facilities/cprad.html> (em 09/09/2004).
- [44] R. Urschel, U. Bader, A. Borsutzky e R. Wallenstein, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 565 (1999).
- [45] <http://physics.nist.gov/Divisions/Div844/facilities/cprad/PMPProgram.html> (10/09/2004).
- [46] <http://physics.nist.gov/Divisions/Div844/facilities/cprad/cprad.html> (10/09/2004).
- [47] S. Friberg, C. K. Hong e L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2011 (1984).
- [48] R. P. Feynman, R. B. Leighton e M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison Wesley, New York, 1965).
- [49] M. O. Scully e M. Suhail Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1997).
- [50] C. H. Monken e G. A. Barbosa, *Opt. Commun.* **99**, 152 (1993).
- [51] H. Rauch, W. Treiner e U. Bouse, *Phys. Lett. A* **47**, 369 (1974).
- [52] J. A. Simpsom, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 254 (1956).
- [53] M. P. Silverman, *More than one mystery: explorations in quantum interference* (Spring-Verlag, New York, 1995).
- [54] J. Torgerson, D. Branning, C. H. Monken e L. Mandel, *Phys. Lett.* **71**, 708 (1993).

- [55] L. Mandel, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 5274 (1999).
- [56] W. P. Grice, R. Erdmann e I. A. Walmsley, *Phys. Rev. A* **57**, R2289 (1998).
- [57] G. Di Giuseppe, L. Haiberger e F. De Martini, *Rev. A* **56**, R21 (1997).
- [58] K. Wang e Shiyao Zhu, *Europhys. Lett.* **64**, 22 (2003).
- [59] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovi, G. S. Solomon e Y. Yamamoto, *Nature* **419**, 594 (2002).
- [60] Bahaa E. A. Saleh, Malvin C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley, New York, 1991).
- [61] J. D. Franson, *Phys. Rev. A* **45**, 3126 (1992).
- [62] T. S. Larchuk, M. C. Teich e B. Saleh, *Phys. Rev. A* **54**, 4145 (1993).
- [63] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat e R. Y. Chiao, *Phys. Rev. A* **45**, 6659 (1992).
- [64] A. M. Steinberg, P. G. Kwiat e R. Y. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2421 (1992).
- [65] Ayman F. Abouraddy, Maged B. Nasr, Bahaa E. A. Saleh, Alexander V. Sergienko e Malvin C. Teich., *Phys. Rev. A* **65** (2002).
- [66] M. A. Sagiuro, C. Olindo, C. H. Monken e S. Pádua, “*Two-Photon interference due to the filtering property of an optical cavity*” (submetido ao *Physical Review A*).
- [67] G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics* (Dover, New York, 1975).
- [68] M. Born e E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, New York, 1993).
- [69] Usando a Eq.(4.35), podemos mostrar que o padrão de interferência é similar ao mostrado nas Figs.(4.2) e (4.3), quando o comprimento de coerência de um dos fótons do par *signal-idler* é maior que a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro. A simulação numérica mostra que a diferença está no aumento da visibilidade das franjas, devido ao efeito de interferência de Hong-Ou-Mandel.

- [70] Trata-se da referência [10] reeditada em *Virtual Journal of Quantum Information*, 4 (6) (2004).
- [71] E. A. Cotta, Dissertação de Mestrado, UFMG, Belo Horizonte (2004).
- [72] H. Elench e E. Giacobiono, *J. Opt. B* **1**, 1 (1999).
- [73] A. Yariv, *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons., New York, 1987).