

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS,  
INSTITUTO DE FÍSICA**

**O INTERFERÔMETRO DE HANBURY BROWN E TWISS  
APLICADO AOS PROBLEMAS DE MEDIDAS DE GRAU DE  
POLARIZAÇÃO, IMAGEM E INTERFERÊNCIA FANTASMA E  
SEUS ASPECTOS CLÁSSICOS E QUÂNTICOS.**

**Itamar Vidal S. de Lima**

Maceió  
2010

ITAMAR VIDAL S. DE LIMA

O INTERFERÔMETRO DE HANBURY BROWN E TWISS  
APLICADO AOS PROBLEMAS DE MEDIDAS DE GRAU DE  
POLARIZAÇÃO, IMAGEM E INTERFERÊNCIA FANTASMA E  
SEUS ASPECTOS CLÁSSICOS E QUÂNTICOS.

Tese apresentada ao Instituto de  
Física da Universidade Federal  
de Alagoas, como parte dos  
requisitos para obtenção do  
Título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Jandir Miguel Hickmann  
Co-Orientador: Prof. Dr. Dilson Pereira Caetano

Maceió

2010

**Catálogo na fonte**  
**Universidade Federal de Alagoas**  
**Biblioteca Central**  
**Divisão de Tratamento Técnico**

**Bibliotecária Responsável: Helena Cristina Pimentel do Vale**

- L437c Lima, Itamar Vidal Silva de.  
O interferômetro de Hunbury Brown e Twiss aplicado aos problemas de medidas de grau de polarização, imagem e interferência fantasma e seus aspectos clássicos e quânticos / Itamar Vidal Silva de Lima. – 2011.  
167f. : il., grafs.
- Orientador: Jandir Miguel Hickmann.  
Co-Orientador: Dilson Pereira Caetano.  
Dissertação (doutorado em Física da Matéria Condensada) – Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física. Maceió, 2011.
- Bibliografia: f. 155-167.
1. Interferência. 2. Interferência quântica. 3. Interferência fantasma. 4. Correlação. 5. Polarização. 6. Coerência. I. Título.

CDU: 535-6:535.412

**PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE  
TESE DE DOUTORADO**

***“O Interferômetro de Hunbury Brown e Twiss aplicado aos problemas  
de medidas de grau de polarização, imagem e interferência fantasma  
e seus aspectos clássicos e quânticos”***

**por**

***Itamar Vidal Silva de Lima***

A Banca Examinadora composta pelos professores Jandir Miguel Hickmann (Orientador), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Márcio André Rodrigues Cavalcanti de Alencar, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Solange Bessa Cavalcanti, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Stephen Walborn, do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro e José Antônio Roversi, do Instituto de Física da Universidade Estadual de São Paulo, consideram o candidato aprovado com grau “*A*”.

Maceió, 21 de maio de 2010



Prof. Jandir Miguel Hickmann



Prof. Márcio André Rodrigues Cavalcanti de Alencar



Profª. Solange Bessa Cavalcanti



Prof. Stephen Walborn



Prof. José Antônio Roversi

*Dedico esta obra à minha amada e querida Waneska*

# Agradecimentos

- Agradeço primeiramente *Jesus Cristo*, autor e consumidor de minha fé.
- Aos meus pais *José Vidal de Lima Neto* e *Maria José Silva de Lima*, por me criarem em um caminho de ética e honestidade com muito carinho e dedicação. Agradeço o tempo que investiram com minha educação e com o todo o amor com que fui criado para que hoje eu encontrasse o caminho que venho percorrendo de maneira menos dependente mas não menos compartilhado *Pai!* Você foi fundamental na minha decisão pela profissão em que me encontro. Você me ensinou a ter um *feeling* experimental que me foi necessário em tudo que fiz até o momento e que vai me apoiar durante todo o restante de minha vida. Para minha *Mãe* deixo um profundo agradecimento pelo sustentáculo que ela foi em todos os passos da minha vida. Seu amor por mim foi que me fortaleceu para que eu nunca desistisse desse sonho. Sua recompensa está guardada na eternidade, pois eu não conseguiria devolvê-la em vida, o que ela merece.
- A minha amada Waneska. Você me acompanhou e me suportou nos bons e maus momentos desta fase da minha vida, e sempre com bom ânimo. Os frutos deste investimento compartilharemos juntos!
- Aos meus queridos irmãos *Jaime* e *Filipe*, pelo carinho e união. Vocês são muito importantes para mim. Ao "quase adotivo irmão" *Silvio Breno*.
- Aos meus orientadores *Jandir Hickmann* e *Dilson Caetano*, cujo o profissionalismo e determinação foram fontes de inspiração para meu desempenho como profissional durante esta fase de minha carreira. Pela proposta de trabalho, na qual tenho achado prazer e bons desafios (Ao Professor *Dilson* devo um agradecimento muito especial por acreditar em minhas iniciativas, dar muita força nas fases difíceis e por toda paciência, gentileza e intervenções preciosas)
- À professora Solange Bessa. Desde a minha graduação me motivou procurar um laboratório para trabalhar sabendo desta minha afinidade com a física experimental. Muito obrigado!
- Ao professor Eduardo Fonseca, co-autor e um grande entusiasta dos nossos trabalhos, dedico uma lembrança toda especial.

- Aos membros da Banca Examinadora que me deram a honra de avaliar o meu trabalho.
- Aos colegas do meu grupo de pesquisa que me acompanharam durante estes anos de doutoramento.

*"Posso todas as coisas naquele que me fortalece". Filipenses 4:13*



*Este trabalho foi financeiramente suportado por meio de uma bolsa de doutorado da  
CAPES*

# Resumo

Nesta tese investigamos, experimentalmente e teoricamente, diversos efeitos clássicos e quânticos da coerência da luz. Inicialmente investigamos a formação do padrão de interferência por uma fenda dupla não local utilizando fontes clássicas de luz e comparando com os resultados obtidos usando fótons gêmeos gerados na Conversão Paramétrica Espontânea Descendente (CPED). Nós demonstramos que uma correlação clássica nos vetores de onda, nas saídas de um divisor de feixes, é uma condição suficiente para a existência do padrão de interferência. Neste trabalho nós também investigamos experimentalmente a influência da polarização na fenda não local e na fenda dupla local. Apresentamos uma interpretação alternativa, baseada na interpretação de Fano para o experimento de Hanbury-Brown e Twiss, explicando porque as polarizações dos feixes não influenciam na visibilidade das franjas de interferência. Ainda apresentamos, uma investigação sobre a influência do grau de coerência e o tamanho da fonte sobre as franjas de interferência fantasma. Demonstramos experimentalmente a relação entre coerência e tamanho da fonte na visibilidade das franjas. Estendemos o conceito de complementaridade relacionando coerência e correlação, mostrando que a mudança do grau de coerência do feixe de referência influencia nos padrões de interferência da fenda local. No limite de campo próximo investigamos a existência da condicionalidade nos vetores de onda limitados pela abertura dos objetos colocados no caminho dos feixes de luz classicamente correlacionados. Demonstramos a possibilidade de encontrar a condicionalidade entre a luz emitida pelas aberturas das fendas.

Todos os experimentos realizados utilizando o interferômetro de intensidades de Brown e Twiss (HBT) serviram para investigar a diferença entre os efeitos transversais com luz clássica e luz quântica. Finalmente, apresentamos a primeira medida experimental demonstrando a mudança da polarização na propagação da luz parcialmente coerente induzida por meio da mudança da coerência da fonte. Este fenômeno foi investigado para a propagação no ar livre e em um meio não linear aproximado por tipo Kerr.

Palavras-chave: interferência, coerência, correlação quântica, polarização.

# Abstract

In this thesis we investigate, experimentally and theoretically, many classical and quantum coherence effects of the light. Initially we investigate the interference patterns formation by nonlocal double slit using classical light sources and comparing the results with those using a twin photos light source generated by Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC). We demonstrate that the classical correlation in wave vectors, in beam splitter outs, is a sufficient condition to the interference pattern to exist. In this work we also investigate experimentally the influence of polarized nonlocal double slit and local double slit. Here is present a alternative Fano based interpretation to explain the reason why the polarization of correlated beam has not influence on pattern fringes. We presented also an investigation about the light source parameters influence on the ghost interference interference. We demonstrate experimentally the relationship between, the coherence and source size, and fringes visibility. We extended the concept of complementarity related to coherence and correlation using the changes of the reference beam coherence and observing it's influence on the interference patterns of the local double slit. In near-field limit, we investigate the existence of conditionality in the wave vector limited by the aperture of objects placed on the classically correlated beams paths. We demonstrate that is possible to find conditionality between the light emitted through the slits apertures.

All these experiments performed using the Brown Twiss intensity interferometer (HBT) served to investigate the difference between the transversal effects with quantum and classical incoherent light. Finally, we demonstrate the first experimental measurement demonstrating the polarization changes on the partially coherent light propagation induced by the coherence source changes. This phenomenom was investigated for the free space propagation and for a nonlinear medium modeled by a Kerr medium.

Keywords: interferece, coherence, quantum correlation, polarization.

# Lista de Figuras

1.1	Cones formados pelo processo de luminescência paramétrica Tipo I . . . . .	30
1.2	Cones formados pelo processo de luminescência paramétrica TipoII . . . . .	30
1.3	Esquema de detecção em coincidência. . . . .	32
1.4	Arranjo experimental [126]. . . . .	34
1.5	Os gráficos indicam a perda de visibilidade(coincidence) das franjas de interferencia em função do aumento do diâmetro de $P1$ que foi ajustado em $(A)\phi = 0.6 \text{ mm}$ , $(B)\phi = 1.8 \text{ mm}$ e $(C)\phi = 3.0 \text{ mm}$ . A varredura foi efetuada em $D_2$ (detector position) [126]. . . . .	35
1.6	Esquema do experimento de imagem fantasma. . . . .	36
1.7	Arranjo experimental [81]. . . . .	37
1.8	Resultado da detecção em coincidência [81]. . . . .	38
1.9	Arranjo experimental [82]. . . . .	39
1.10	Resultado da detecção em coincidência [82]. . . . .	40
1.11	A fenda dupla foi desmembrada de forma que suas parte, uma fenda simples $A_1$ e um fio $A_2$ foram posicionadas nos caminhos dos fótons gêmeos. . . . .	41
1.12	Arranjo experimental [83]. . . . .	41
1.13	Contagens simples. $D1$ apresenta apenas uma sombra da fenda e $D2$ a sombra do fio [83] . . . . .	42
1.14	Resultado das contagens em coincidência [83]. . . . .	42
1.15	Condicionalidade nas correlações de quarta ordem. O deslocamento do pico de correlação na varredura do detector no modo signal é igual ao deslocamento da posição ocupada pelo detector posicionado no modo idler. . . . .	43
1.16	Um laser de argônio com $351 \text{ nm}$ foi incidido em uma fio de $0.2 \text{ mm}$ e uma lente de $500 \text{ mm}$ de comprimento focal que por sua vez bombeava um cristal de BBO para produção de fótons gêmeos. Os fótons gêmeos por sua vez iluminaram duas fendas duplas e a luz espalhada detectada em coincidência. Filtros de interferência de $1 \text{ nm}$ de largura de banda centrados em $702 \text{ nm}$ foram utilizados. . . . .	44
1.17	Perfil do laser na posição das aberturas [128]. . . . .	45
1.18	Visibilidade dos padrões de interferência em função da variação do perfil do laser [128]. . . . .	46
1.19	Os fóton são transmitidos por todas aberturas, entretanto os pares de gêmeos são selecionados de tal maneira que apenas atravessassem uma $S_n$ de abertura de cada fenda multipla $A$ . . . . .	47
1.20	Arranjo experimental [89]. . . . .	48

## LISTA DE FIGURAS

---

1.21	As contagens em coincidência ocorrem na varredura do detector D2 apenas na posição (a)(b)(c) ou (d) em que D1 está posicionado [89]. . . . .	49
1.22	Esquema da fenda dupla tipo Young distribuída. . . . .	51
1.23	Contagem simples de cada detector. . . . .	52
1.24	Contagem em coincidência. Varredura efetuada com o detector $D_2$ . Os pontos representam os dados experimentais e a linha contínua a simulação teórica realizada com os parâmetros utilizados no arranjo experimental. O diâmetro do feixe de bombeamento na posição das máscaras era de $76 \mu\text{m}$ . . . . .	53
1.25	Contagem em coincidência. Varredura efetuada com o detector $D_2$ . Os pontos representam os dados experimentais e a linha contínua a simulação teórica realizada com os parâmetros utilizados no arranjo experimental. O diâmetro do feixe de bombeamento na posição das máscaras era de $500 \mu\text{m}$ . . . . .	54
1.26	Simulação numérica da variação do perfil do feixe de bombeamento com o deslocamento do detector $D_2$ enquanto o detector $D_1$ permaneceu parado. . . . .	56
1.27	Simulação numérica da variação do perfil do feixe de bombeamento com o deslocamento do detector $D_1$ enquanto o detector $D_2$ permaneceu parado. . . . .	57
1.28	Simulação numérica das contagens em coincidência quando é realizado o deslocamento do a) detector $D_1$ enquanto o detector $D_2$ permaneceu parado, b) deslocamento do detector $D_2$ enquanto o detector $D_1$ permaneceu parado. O perfil do laser de bombeamento no plano transversal da fenda não local foi de $5\text{mm}$ . . . . .	58
1.29	Gráfico do padrão de difração do fio. . . . .	59
2.1	Arranjo experimental [85]. . . . .	64
2.2	Detecção da imagem na correlação de intensidades [85]. . . . .	64
2.3	Arranjo Experimental [86] . . . . .	65
2.4	Padrão de interferência da fenda dupla na correlação de intensidades utilizando luz clássica pseudotérmica. (a) Detecção da distribuição de intensidades do feixe contendo a fenda dupla. (b) e (c) padrão de interferência na correlação de intensidades e (d) o padrão de interferência da mesma fenda iluminada pela luz de um laser [86] . . . . .	66
2.5	A figura descreve o campo $E_0$ associado à onda eletromagnética que descreve o feixe de luz. O feixe é dividido por um divisor de feixes. Os feixes transmitidos ( $i$ ) e refletidos ( $s$ ), são redirecionados e atravessam duas aberturas diferentes, representadas por $H_j$ , $j = i, s$ , se chegam aos detectores após propagarem até o limite de Fraunhofer ou passarem por uma lente de comprimento focal $f$ . Após a detecção é realizada a correlação eletrônica entre as intensidades $I_j$ . . . . .	68
2.6	Simulação numérica para as correlações de quarta ordem utilizando uma fenda dupla do tipo não local com luz incoerente. A fenda simples tem uma abertura de $0.4 \text{ mm}$ e o fio um diâmetro de $0.2 \text{ mm}$ . O comprimento focal é $190 \text{ mm}$ e o comprimento de onda de $514 \text{ nm}$ . . . . .	78

## LISTA DE FIGURAS

---

2.7	Versão clássica do experimento da fenda dupla não local utilizando luz pseudotérmica. (a) Diagrama do experimento (b) a correlação de intensidade é realizada em apenas uma CCD com os feixes incidindo paralelamente [99]. . . . .	80
2.8	Gráfico 3D da distribuição de intensidades da luz incoerente passando por um fio. . . . .	83
2.9	Imagens adquiridas pela câmera CCD( 6,4mm x 4,8mm). Feixes de luz produzidos pela fonte de luz pseudo térmica. . . . .	83
2.10	Grau de coerência de quarta ordem do interferômetro HBT <i>versus</i> a varredura realizada no feixe <i>signal</i> . . . . .	84
2.11	Imagens adquiridas pela câmera CCD( 6,4 mm x 4,8 mm) com a fenda dupla introduzida no feixe de teste. . . . .	85
2.12	Interferência por dupla fenda nas correlações de quarta ordem com luz pseudotérmica. Imagem 3D onde os eixos $x$ e $y$ representam o plano um plano transversal à direção de propagação e $z$ a correlação em unidades arbitrárias. . . . .	86
2.13	Imagem 2D do padrão de interferência na correlação de quarta ordem. . . . .	86
2.14	Padrão de interferência da dupla fenda de Young na correlação de intensidades utilizando luz pseudotérmica. Os pontos representam os dados experimentais e a linha contínua um gráfico de um padrão de interferência de fenda dupla. . . . .	87
2.15	Imagem dos feixes contendo a não local com a luz pseudotérmica (a) luz transmitida pela fenda simples (b) luz transmitida pelo fio [99]. . . . .	88
2.16	Padrão de interferência da fenda dupla não local com luz pseudotérmica. (a) Gráfico 2D resultante da correlação de quarta ordem. (b) Gráfico gerado por um corte vertical no padrão de interferência na qual os pontos são os resultados experimentais e a linha contínua é um gráfico teórico para uma fenda dupla. (c) Resultado da fenda dupla local iluminada apenas por luz laser [99]. . . . .	89
2.17	Esquema de filtragem. Em a) o feixe de referência serve como um filtro para selecionar os padrões de interferência. referência. Em b) o objeto está distribuído nos dois feixes. Não há feixe de teste ou referência. . . . .	91
2.18	Esquema experimental da fenda dupla local polarizada (FE - abertura esquerda. FD - abertura direita) [100]. . . . .	92
2.19	Esquema experimental da fenda dupla não local polarizada [100]. . . . .	93
2.20	Correlação de intensidades com a fenda dupla local para a HWP ajustada para as polarizações (a) vertical, (b) $45^0$ e (c) horizontal [100]. . . . .	95
2.21	Correlação de intensidades com a fenda não local para a <i>PMO</i> ajustada para as polarizações (a) vertical, (b) $45^0$ e (c) horizontal [100]. . . . .	96
2.22	Interpretação dos processos de interferência da fenda dupla segundo Fano [100]. . . . .	98

## LISTA DE FIGURAS

---

2.23	Arranjo experimental. Imediatamente após o divisor de feixes $BS_1$ são colocadas duas máscaras $A_1, A_2$ com quatro aberturas $S_j$ com $j = 1, 2, 3$ e 4 cada. Após as aberturas duas fibras detectam a luz transmitida para a contagem em coincidência. A fibra $F_2$ varre toda as aberturas da máscara $A_2$ enquanto $F_1$ é fixada em umas da $S_j$ aberturas da máscara $A_1$ . . . . .	99
2.24	(a) Contagem simples na varredura de $F_2$ . Contagem em coincidência com varredura de $F_2$ com (b) $F_1$ parado na primeira abertura, (b) $F_1$ parado na segunda abertura e (c) $F_1$ parado na terceira abertura. . . . .	101
2.25	Medida condicional da correlação nas flutuações de intensidades $ \Gamma^{(2)} $ . . .	103
3.1	Arranjo experimental típico de interferência de fenda dupla nas correlações de quarta ordem utilizando uma luz parcialmente coerente. A fonte de luz pode ter se grau de coerência e o tamanho ajustados independentemente. .	111
3.2	Franjas de interferência da fenda dupla na correlação da quarta ordem utilizando uma luz com grau de coerência de $\sigma_g = 0.000001mm$ e tamanhos $\sigma_I$ de $0.1mm, 0.3mm, 1mm$ e $5mm$ [103]. . . . .	112
3.3	Franjas de interferência da fenda dupla na correlação da quarta ordem utilizando uma luz com tamanho $\sigma_I = 5mm$ e graus de coerência $\sigma_g$ de $0.000001mm, 0.00005mm, 0.0001mm$ e $0.0005mm$ [103]. . . . .	113
3.4	Curvas da visibilidade em função do grau de coerência da fonte com diferentes valores para o tamanho da fonte [103]. . . . .	114
3.5	Arranjo experimental. O grau de coerência e o tamanho da fonte podem ser ajustados independentemente com o uso do disco entre o arranjo confocal da lentes $L_1$ e $L_2$ . Com a variação da posição do disco pode-se modificar o tamanho da fonte e com a troca dos discos mudar o grau de coerência sem que estes parâmetros estejam associados. Esta fonte é inserida em um arranjo experimental usal de interferência fantasma [101]. . . . .	116
3.6	Interferência na correlação de intensidades para dois tamanhos de fonte distintos mantendo o grau de coerência fixo. Os diâmetros das fontes foram $0.66mm$ e $3.56mm$ . A largura dos gráficos não tiveram mudança considerável. . . . .	117
3.7	Interferência na correlação de intensidades para dois graus de coerência distintos mantendo o tamanho da fonte fixa. Como indicado nos gráficos o menor comprimento de coerência foi de $29.5\mu m$ e o maior de $180\mu m$ . . .	118
3.8	(a) Padrões de interferência da fenda dupla local um valor fixo do grau de coerência $\sigma_g$ e variando o tamanho da fonte $\sigma_I$ . (b) Padrões de interferência para a fenda dupla mantendo o tamanho da fonte $\sigma_I$ fixo variando a coerência transversal $\sigma_g$ da fonte. Os pontos são os dados experimentais e as linhas contínuas são as simulações numéricas da teoria utilizando os dados do experimento [101]. . . . .	120
3.9	Valor da visibilidade em função de $\sigma_g/d$ [101]. . . . .	121
3.10	Correlação de quarta ordem (Unidade Arbitrária). A visibilidade é definida como a razão entre o fator $ \Gamma^{(2)} _{\max}$ que determina a qualidade das franjas e o valor total da correlação de intensidades. . . . .	122

## LISTA DE FIGURAS

---

3.11	Arranjo experimental. Utilizamos o arranjo de interferência fantasma com exceção da íris no feixe de referência com a finalidade de ajustar o grau de coerência do mesmo. . . . .	125
3.12	O gráfico mostra os padrões de interferência em função da variação do diâmetro da íris. . . . .	126
4.1	Grau de polarização em função da distância de propagação. Os comprimentos de coerência para a componente do campo elétrico no eixo $y$ foram: (curva A) $\delta_{yy} = 6.7\mu m$ , (curva B) $\delta_{yy} = 5.7\mu m$ e (curva C) $\delta_{yy} = 4.7\mu m$ . O comprimento de coerência para a componente do campo elétrico no eixo $x$ foi: $\delta_{xx} = 5.7\mu m$ . . . . .	135
4.2	Os gráficos a), b) e c) mostram a mudança no ganho e na perda de polarização em função da variação dos valores de $\delta_{yy}$ . Os gráficos d), e) e f) mostram a mudança na distância $z_0$ em função da variação do tamanho da fonte $\sigma$ . . . . .	136
4.3	Arranjo experimental. Os parâmetro no experimento foram: comprimento de onda da luz $\lambda = 514nm$ , $\sigma = 0.5mm$ , $A_y^2 = A_x^2/2$ . As distâncias de $L_1$ até o disco $D$ foram: (A) $118.75mm$ , (B) $110mm$ e (C) $101.25mm$ . A lente $L_2$ permaneceu fixa a $110mm$ do disco $D$ . . . . .	138
4.4	(a) Imagem de $480\text{ pixels} \times 480\text{ pixels}$ da distribuição de intensidades com o polarizador na direção (H), para $z = 40mm$ na terceira situação ( $L_1$ posicionada a $101.25mm$ do disco $D$ ). (b) Média das autocorrelações de intensidade realizadas sobre 500 imagens. . . . .	140
4.5	Grau de polarização $P(z)$ em função da distância de propagação. A curva (C) representa o ganho de polarização na propagação ao ar livre. A curva (B) a polarização não muda e (A) representa a perda do grau de polarização em função da distância de propagação. . . . .	141
4.6	Grau de polarização de um feixe de luz parcialmente coerente em função da distância de propagação não linear [96]. . . . .	145
4.7	Arranjo experimental. As medidas da propagação da luz no meio não linear foram realizadas em função da variação potência ao invés de percorrer a CCD na direção de propagação da luz. . . . .	146
4.8	A curva do grau de polarização em função da potência do laser. Os círculos representam os resultados experimentais enquanto a linha a curva teórica utilizando os parâmetros experimentais. . . . .	148



# Conteúdo

## Resumo

## Introdução

18

<b>1</b>	<b>Formação de padrões transversais na correlação de quarta ordem com fótons Gêmeos.</b>	<b>28</b>
1.1	Introdução. . . . .	28
1.2	Geração ftons gêmeos usando a CPED . . . . .	29
1.2.1	Esquema básico de detecção dos fótons gêmeos . . . . .	31
1.3	Experimentos de correlações transversais com os pares de fótons gêmeos da CPED. . . . .	33
1.3.1	Controle das franjas de interferência de Young na correlação de quarta ordem. . . . .	33
1.3.2	A interferência fantasma. . . . .	36
1.3.3	A imagem fantasma. . . . .	38
1.3.4	A fenda dupla não local. . . . .	40
1.3.5	Controle da visibilidade por meio do laser de bombeamento. . . . .	43
1.3.6	Fendas múltiplas e a condicionalidade. . . . .	47
1.4	Controle da visibilidade das franjas de interferência da fenda dupla não local por meio da transferência do espectro angular. . . . .	49
1.4.1	Arranjo experimental. . . . .	50
1.4.2	Discussão. . . . .	59
1.5	Conclusão. . . . .	60
<b>2</b>	<b>Padrões de interferência de fenda dupla em correlações de quarta ordem utilizando luz clássica parcialmente coerente.</b>	<b>62</b>
2.1	Introdução . . . . .	62
2.2	Experimentos de interferência de fenda dupla nas correlações de quarta ordem com luz clássica parcialmente coerente. . . . .	63
2.2.1	A imagem fantasma com luz clássica. . . . .	63
2.2.2	A interferência fantasma com luz pseudotérmica. . . . .	65
2.3	Padrões de interferência de quarta ordem com uso da fenda dupla não local. . . . .	66
2.4	O experimento clássico da fenda dupla não local utilizando a luz pseudotérmica. . . . .	79
2.4.1	Arranjo experimental . . . . .	79

## CONTEÚDO

---

2.4.2	Resultados . . . . .	83
2.4.3	Discussão. . . . .	89
2.5	A Influência da polarização em padrões de interferência nas correlações de quarta ordem. . . . .	91
2.5.1	Arranjo experimental. . . . .	92
2.5.2	Resultados . . . . .	94
2.5.3	Discussão . . . . .	97
2.6	Experimento da condicionalidade das fendas múltiplas com luz clássica. . .	98
2.6.1	Arranjo experimental. . . . .	99
2.6.2	Resultado . . . . .	100
2.6.3	Discussão. . . . .	103
2.6.4	Conclusão . . . . .	104
<b>3</b>	<b>A influência do grau de coerência e tamanho da fonte sobre os efeitos transversais na correlação de quarta ordem.</b>	<b>107</b>
3.1	Introdução . . . . .	107
3.2	A Influência da fonte sobre a visibilidade das franjas da interferência fantasma: Teoria . . . . .	108
3.3	A Influência da fonte sobre a visibilidade das franjas da interferência fantasma: Experimento. . . . .	115
3.3.1	Arranjo experimental. . . . .	116
3.3.2	Resultados . . . . .	120
3.3.3	Discussão. . . . .	122
3.4	O controle da qualidade das franjas de interferência por meio do ajuste do grau de coerência do feixe de referência. . . . .	124
3.4.1	Arranjo experimental. . . . .	124
3.4.2	Resultados . . . . .	125
3.4.3	Discussão. . . . .	126
3.5	Conclusão . . . . .	127
<b>4</b>	<b>Controle do grau de polarização induzido pela mudança da coerência de uma luz parcialmente coerente na propagação.</b>	<b>130</b>
4.1	Introdução. . . . .	130
4.2	Mudança do grau de polarização da luz na propagação no espaço livre: Teoria.	130
4.3	Mudança do grau de polarização da luz na propagação no espaço livre: Experimento. . . . .	137
4.3.1	Arranjo experimental. . . . .	137
4.3.2	Resultados . . . . .	139
4.3.3	Discussão. . . . .	142
4.4	Mudança do grau de polarização na propagação da luz em um meio não linear: Teoria. . . . .	142
4.5	Mudança do grau de polarização na propagação da luz em um meio não linear: Experimento. . . . .	146
4.5.1	Arranjo experimental . . . . .	146
4.5.2	Resultados . . . . .	148

## CONTEÚDO

---

4.5.3 Discussão. . . . .	149
4.6 Conclusão . . . . .	149
<b>Conclusão e perspectivas</b>	<b>150</b>
<b>Referências bibliográficas</b>	<b>155</b>

# Introdução

Durante os séculos XVII e XVIII houve uma grande discussão científica sobre a natureza da luz na qual havia fortes indícios de que a luz tanto possuía natureza corpuscular quanto ondulatória. As propriedades de refração, reflexão e propagação em linha reta eram exemplos desta natureza corpuscular [1–3] e Isaac Newton defendia esta hipótese. Entretanto o fenômeno da difração da luz evidenciava claramente a natureza ondulatória [4]. Sabendo que uma onda mecânica precisa de um meio para se propagar, Descartes e Huygens sugeriram a existência de um meio de propagação da luz que denominaram de *lumineferous aether* ou como chamamos usualmente, éter. Thomas Young, em meio ao impasse existente entre os estudiosos da época, realizou um experimento que deu fôlego à teoria de que a luz se comporta como uma onda. Em 1807, Young [5] demonstrou a existência da interferência da luz com um experimento utilizando uma fenda dupla, que consiste em um anteparo com dois orifícios, de dimensões reduzidas, por onde passam a luz. Em um outro anteparo após a fenda foi possível ver interferência destrutiva e construtiva que revelou uma característica ondulatória fundamental da luz. Em 1808 Etienne-Louis Malus e em 1812 Sir David Brewster, [6] observaram os efeitos ocasionados pela reflexão da luz em um cristal de calcita. Brewster criou uma simples maneira de avaliar o índice de refração de uma material por meio da reflexão da luz admitindo que a luz era uma onda de oscilação transversal. No ano de 1816, François Arago e August Fresnel [7] mostraram a interferência de raios com polarizações produzidas por reflexões ortogonais não interferiam. A partir da observação de Arago e Fresnel, Young afirmou que a polarização da luz era transversal à direção de propagação. Em 1818 Siméon Poisson [8], ainda cético quanto à natureza ondulatória da luz, propôs que a obstrução da luz por um anteparo deveria apresentar um ponto luminoso no centro da sombra caso a luz tivesse um caráter ondulatório. Arago, realizando o experimento proposto por Poisson, mostrou a existência do ponto luminoso no centro da sombra de um objeto que bloqueava a luz incidente no mesmo. Este ponto luminoso foi conhecido ironicamente como "ponto de

Poisson" e corroborava, mais uma vez, o caráter ondulatório da luz [9]. Embora já se houvesse até então o conhecimento sobre a polarização da luz, apenas em 1852, Gabriel Stokes apresentou um conjunto de parâmetros, que em função da intensidade da luz, poderia caracterizar os estados de polarização da luz [10].

No ano de 1865, James Clark Maxwell [11] apresentou a teoria eletromagnética da luz. Em um compêndio de equações de fenômenos elétricos e magnéticos, Maxwell deduziu a equação de onda da luz, constatando que a luz pode ser descrita como uma onda eletromagnética. Maxwell também pôde constatar em suas equações a velocidade da luz no vácuo. Mas existia ainda a idéia de que mesmo uma onda eletromagnética, tal como uma onda mecânica, precisasse de um meio para se propagar. A. Michelson e E. Morley em 1887 [12, 13] criaram um novo tipo de interferômetro com a finalidade de observar a possível existência deste meio de propagação na qual o universo estaria imerso, entretanto tal meio não foi observado. Embora a investigação de Michelson e Morley sobre o éter tenha não tenha demonstrado sua existência, o seu interferômetro posteriormente mostrou-se extremamente útil em diversos ramos da ótica, tomando novos rumos, dentre eles o desenvolvimento de um espectrômetro de transformada de Fourier e na caracterização da coerência de segunda ordem dos campos eletromagnéticos. Logo após, em 1890, Michelson com um método proposto anteriormente por H. Fizeau [20], utilizou a fenda dupla de Young ajustável para a construção um aparato capaz de medir o diâmetro das estrelas [14–17]. Efetuando-se uma medida da visibilidade do padrão de interferência em função da separação entre as fendas era possível obter o diâmetro de um corpo celeste. Entretanto ainda não se conhecia a real conexão entre o tamanho das estrelas e a visibilidade dos padrões de interferência obtidos. Em 1907 von Laue estudando a termodinâmica dos feixes de luz comparou os padrões de interferência apresentado pela superposição de dois campos com as funções de correlação de segunda ordem da estatística [18] e posteriormente Berek, em suas investigações em formação de imagem na microscopia, usou o conceito correlação pela primeira vez [19].

Partindo do formalismo estatístico já existente, P. van Cittert e F. Zernike propuseram a relação que conectava as características da fonte de luz que atravessava dois orifícios com a probabilidade conjunta da sua superposição, que resultava na formação dos padrões de interferência. O *Teorema de van Cittert-Zernike*, como ficou conhecido, afirma que: *Existe uma relação entre o tamanho da fonte de luz quasimonocromática incoerente e a visibilidade do padrão de interferência, e esta relação é estabelecida por meio*

*da transformada de Fourier*. Foi então que, partindo do conceito de correlação entre os dois campos, foi definido o grau de coerência da luz. A aplicação direta do Teorema de van Cittert-Zernike foi no interferômetro estelar de Michelson [27–29]

Em 1930, N. Wiener [21] e em 1934, A. Khintchine [22], enunciaram um teorema, que relacionava o espectro da luz com a visibilidade do padrão de interferência longitudinal via uma transformada de Fourier. O padrão de franjas da interferência longitudinal, observado no interferômetro de Michelson-Morley mostra a existência de interferência entre dois feixes colineares defasados de um certo intervalo de tempo. O interferômetro de Michelson-Morley tornou-se, por meio desta relação, um aparato capaz de fornecer informações sobre as características espectrais da fonte de luz. O resultado de Wiener-Kintchine foi muito relevante para uma ampla investigação das propriedades estatísticas da luz [30–35] sendo o análogo longitudinal para o teorema de van Cittert-Zernike. Os trabalhos de van Cittert e Zernike como também os de Wiener e Kintchine em conjunto formaram a base da teoria clássica da coerência, pois conectavam as funções de correlação espacial e temporal, observadas através das visibilidades das franjas de interferência dos interferômetros de Young e Michelson-Morley respectivamente, às características da fonte de luz. Agora os graus de coerência espacial e temporal do campo elétrico eram associados ao tamanho e a largura espectral da fonte de luz respectivamente.

Em 1956, para resolver problemas de interferência atmosférica como interferômetro de Michelson-Morley, H. Brown e R. Q. Twiss [36] criaram um novo tipo de interferômetro para a medida do tamanho das estrelas. A principal característica do interferômetro de Brown e Twiss era que ele não realizava a medida das visibilidades dos padrões de interferência geradas pela diferença de fases na superposição de dois campos. O interferômetro de Brown e Twiss consistia em dois detectores que detectam a radiação emitida pelas estrelas e depois, a correlação eletrônica é efetuada sobre o sinal da fotocorrente gerada pelos detectores. O marcante neste interferômetro é que o padrão de interferência não leva em consideração a diferença entre as fases dos campos, pois elas são perdidas no processo de detecção, mas a correlação entre as flutuações nas intensidades dos campos. Do ponto de vista da estatística da luz, o interferômetro de Brown e Twiss realizava uma correlação de quatro campos no lugar da correlação de dois campos observada pelo interferômetro de Michelson-Morley. A correlação nas intensidades ou correlação de quatro campos, foi um marco no estudo da estatística de alta ordem da luz. Mediante à possibilidade de se investigar as correlações de segunda e quarta ordem da luz, foi possível a consolidação de

uma abordagem estatística dos fenômenos concernentes à luz [23].

Por outro lado, no início do século XX, uma surpreendente solução para o problema do espectro da radiação do corpo negro, foi apresentada por Max Planck [37, 38] postulando que a energia existia sob forma de *quanta* (pacotes) com um valor constante e bem definido. Em 1905, Albert Einstein desenvolveu uma simples e revolucionária teoria a partir do efeito fotoelétrico propondo a existência do "fóton" como o *quanta* da luz [39]. Iniciava-se a era da teoria quântica da luz, e com ela, uma nova abordagem da natureza corpuscular da luz.

Em 1924, com sua tese de doutorado *Recherches sur la théorie des quanta* (Pesquisa Sobre Teoria Quântica), Louis de Broglie [41] propunha que o elétron tinha uma natureza dual, ou seja, apesar de ser uma partícula, poderia apresentar um comportamento ondulatório. Baseado nos resultados dos trabalhos de Einstein e Planck, e a realização do experimento de difração de elétrons [42] de Broglie lançou um novo paradigma associando um comportamento ondulatório à matéria. Entretanto foi apenas em 1930, que Paul Dirac [43], com sua teoria da eletrodinâmica quântica, acompanhada por um novo e elegante formalismo matemático, construiu o formalismo da dualidade onda-partícula para a luz. Partindo da idéia de que a interação da radiação com a matéria deveria ser inteiramente descrita quanticamente, Dirac faz uma analogia dos fótons com osciladores harmônicos quantizados. O fóton passa então a ser considerado um modo de oscilação do campo eletromagnético quantizado. Assim a luz agora passa a ser uma entidade de comportamento dual, ou seja, apresenta comportamento de onda ou de partícula dependendo da circunstância da sua investigação.

O experimento de Hanbury-Brown e Twiss [45] foi um dos primeiros a ser tratado também sobre o ponto de vista quântico [46], devido a aparente contradição que apresentava com a teoria quântica, em particular com a idéia formulada por Dirac de que um fóton só interfere com ele mesmo. Apesar da teoria clássica descrever perfeitamente os resultados observados no experimento. A correlação observada no interferômetro HBT, antes analisada do ponto de vista da coerência clássica, absorveu o novo conceito do agrupamento dos fótons [47] admitindo que o volume de coerência corresponde a uma célula do espaço de fase associado a um fóton na mecânica quântica. Entretanto nenhuma interpretação do efeito HBT foi tão elucidativa quanto à apresentada por Ugo Fano [48]. Fano explicou que o fenômeno da interferência estava associado à indistinguibilidade entre os caminhos que os fótons poderiam percorrer. Se houvesse a probabilidade dos fótons emitidos por

duas fontes distintas, que percorrem caminhos iguais e indistinguíveis, serem detectados simultaneamente, era observada a interferência.

No início da década de 60, como consequência do advento do laser, surgiu uma interpretação da coerência a partir do formalismo da mecânica quântica. R. J. Glauber descreveu os estados coerentes da luz do laser utilizando a nova notação de Dirac. Ele também apresentou as funções de correlação no referencial da mecânica quântica, descrevendo os graus de coerência de segunda e quarta ordem ao campo para uma luz em diversos estados de coerência [49–51]. Logo após Leonard Mandel realizou uma série de trabalhos que reúne uma teoria quântica para a fotodetecção e sua aplicação na estatística da luz e suas correlações [52–56]. Surge então a teoria quântica da coerência. Com a utilização do laser, logo foram obtidas as primeiras demonstrações de efeitos ópticos não lineares, como a geração de segundo harmônico [57], geração de soma de frequências [58], mistura de quatro ondas [59] e, em particular, a *Conversão Paramétrica Espontânea Descendente* (CPED), proposta por W. H. Louisell *et al.* em 1961 [60] e demonstrada experimentalmente por S. E. Harris *et al.* em 1967 [61].

Apesar de todo sucesso da teoria quântica em explicar vários fenômenos físicos, existia uma hipótese de que a teoria quântica estaria incompleta em sua descrição da natureza. Tal dúvida levantada por Einstein *et al.* em 1935 [40], também conhecida como paradoxo EPR, questionava a aparição de uma forte correlação que poderia haver entre duas partículas separadas no espaço em uma distância arbitrária qualquer. Entretanto em 1966, John Bell desenvolveu uma maneira factível de se testar o paradoxo apresentado por Einstein [62]. A atualmente conhecida desigualdade de Bell, foi desenvolvida com a idéia de se obter um parâmetro experimentalmente mensurável refutando as predições feitas pela teoria quântica. Assim seria possível avaliar se as predições da mecânica quântica para tais correlações estariam corretas ou não. Iniciou-se portanto uma busca pela comprovação de que a mecânica quântica estava correta em suas predições [63–65]. Em 1981, Alain Aspect *et al.* demonstraram pela primeira vez a presença da correlação entre os estados de polarização de dois fótons de maneira que o resultado violava o limite clássico estatístico encontrado na desigualdade de Bell [66–68]. Assim ficou confirmada mais uma vez que a mecânica quântica estava correta em suas predições sobre as correlações ditas não locais.

Em 1968 Klyshko e Zel'dovich [76] propuseram que a emissão dos fótons, obtidos pelo processo de CPED, eram gerados simultaneamente e o estado quântico da luz era



um estado não fatorável, denominado estado emaranhado [77]. A emissão dos fótons gêmeos foi demonstrada em 1970 por Burnham e Weinberg [78]. O caráter quântico da luz produzida no processo CPED usualmente é possível de ser verificado com medidas em coincidência, equivalentes às correlações de intensidades [79, 80] utilizadas por H. Brown e Twiss. Os fótons gêmeos gerados pela CPED tornaram-se bastante atraentes para testes das previsões da mecânica quântica [69–71] principalmente após Hong, Ou e Mandel, demonstrariam que os fótons gêmeos eram realmente criados simultaneamente, utilizando uma nova técnica interferométrica que permitia uma resolução temporal menor que  $100fs$  [121].

Até então, a investigação das correlações quânticas existentes entre os pares de fótons eram realizados medindo-se os estados de polarização da luz. Contudo houve um interesse em se estudar as propriedades das correlações entre os vetores de onda transversos deste pares de fótons [72–74].

Utilizando uma fenda dupla de Young, Ribeiro *et al.* [75] verificaram que a luz emitida pela CPED tinha um comprimento de coerência transversal reduzido comparado com as dimensões da fenda pela ausência da formação de um padrão de interferência. Entretanto, com a medida em coincidência da luz espalhada pela fenda dupla e a luz proveniente do feixe complementar aos dos fótons gêmeos que transpassavam a fenda, o padrão de interferência podia ser observado.

Em 1995, D. V. Strekalov *et al.* [81] realizaram um experimento utilizando uma fenda dupla tipo Young na qual foi verificada a existência do padrão de interferência na contagem em coincidência com a luz gerada por CPED, que foi denominado de *interferência fantasma*. Esta interferência, diferentemente do trabalho de Ribeiro e colaboradores, foi observada com a varredura do detector do feixe complementar mantendo o detector que coletava a luz espalhada pela fenda sempre fixo. Após a publicação dos resultados da interferência fantasma, Pittman *et al.* [82] realizaram um experimento similar ao de interferência fantasma, mas com fendas próximas ao detector. Esta versão realizada em campo próximo, e que obteve como resultado a imagem das fendas, logo ficou conhecida como *imagem fantasma*. Em 1999 E. Fosenca *et al.* [83], realizaram um experimento que mostrou um efeito de interferência de fenda dupla de Young, mas com a fenda desmembrada em dois pedaços, que juntos resultavam na formação de uma fenda dupla. Um dos pedaços foi posto no caminho de um dos fótons e que o outro pedaço foi posto no caminho do outro fóton, onde os pares de fótons utilizados eram os fótons gêmeos gerados no processo

CPED. Esse tipo de fenda dupla foi chamado de *fenda dupla não local* devido à localização das partes da fenda se encontrarem em locais separados. O padrão de interferência obtido parecia então estar associado ao emaranhamento existente no estado quântico da luz gerada por CPED, ou seja, que o emaranhamento seria uma condição *sine qua non* para a existência do padrão.

Embora os primeiros experimentos com imagem e interferência fantasma tenham sido realizados com os fótons gêmeos gerados no processo de CPED, Strekalov *et al.* [81] afirmaram que a interferência fantasma poderia ser observada com o uso de uma fonte de luz clássica que detivesse as mesmas propriedades estatísticas dos fótons gêmeos da CPED. Essa afirmação gerou uma discussão sobre a real necessidade de um estado emaranhado para se observar tais fenômenos [84]. Foi então que no ano de 2002, Bennink *et al.* [85] realizaram um experimento de detecção em coincidência de uma imagem utilizando luz clássica, demonstrando ser desnecessária a utilização de estados emaranhados na formação de imagens fantasmas. Finalmente em 2005, Ferri *et al.* [86] demonstraram a existência de interferência fantasma utilizando feixes de luz clássica, corroborando as conclusões de Bennink *et al.*

Um dos grandes interesses na óptica é o transporte de informações por meio da luz devido à sua velocidade. Um das possíveis maneiras de se realizar tal transporte é a utilização dos estados de polarização da luz para representar um bit de informação. Entretanto com o uso do estado emaranhado de dois fótons não somente estados os bit's "zero" ou "um" são possíveis mas uma superposição dos mesmos também poderiam ocorrer. Esta possibilidade permitiu uma novo conceito de pacote de informação chamado qubit ou bit quântico. As possibilidades para um aumento da quantidade de informação carregada nos estados de superposições quânticas surgiram quando estados multidimensionais poderiam ser utilizados. Agora já se imaginava não qubit's mas os qudit's [98] onde o termo foi cunhado pela possibilidade não de apenas dois mas vários graus de liberdade. Contudo estados de polarização estavam limitados à base dicotômica. Foi então que Neves *et al.* [89] realizaram um experimento inovador criando uma base de qudit's utilizando estados emaranhados em variáveis discretas. Incidindo a luz do estado emaranhado gerados por CPED sobre aberturas com múltiplas fendas, Neves *et al.* demonstraram ser possível criar uma base discreta e emaranhada a partir de estados emaranhados no espectro contínuo dos vetores de onda. Posteriormente Neves *et al.* [90] demonstraram que os fótons deste estado base estavam correlacionados quanticamente. Entretanto ainda que

satisfazendo uma condição de violação da mecânica quântica, o experimento realizado por Neves *et al.* mostra uma grande similaridade com os experimentos de imagem fantasma.

Embora a coerência e a polarização da luz estejam relacionadas com as mesmas propriedades fundamentais das oscilações do campo eletromagnético, elas sempre foram tratadas separadamente. A coerência da luz sempre esteve associada à correlação do campo eletromagnético da luz existente em dois ou mais pontos distintos no espaço ou no tempo, enquanto a polarização era vista como a correlação entre as flutuações na orientação do campo eletromagnético de um determinado ponto do espaço. Tais conceitos, inicialmente independentes a pouco tempo foram descritos através de uma única teoria por E. Wolf [91–93], que propôs uma relação entre o grau de coerência transversal e o grau de polarização da luz. Recentemente, M. Salem e E. Wolf, utilizando essa teoria, propuseram a possibilidade de se controlar o ganho ou perda do grau de polarização de um feixe de luz parcialmente coerente na sua propagação no espaço livre utilizando seu grau de coerência [94]. O mesmo fenômeno foi previsto posteriormente para a propagação de um feixe de luz incoerente em um meio não linear [96]. Embora inicialmente a teoria de Wolf tenha sido formulada para a unificação dos graus de coerência e polarização para um feixe, a possibilidade de se expandir a teoria para as funções de correlação de alta ordem levaram ao surgimento de uma teoria unificadora para a coerência e a correlação de quarta ordem [95].

O interferômetro de Brown e Twiss desempenhou um papel fundamental interseccionando as abordagens clássicas e quânticas dos fenômenos da coerência da luz. Do ponto de vista clássico, foi um marco demonstrando a existência das correlações de alta ordem da luz, além da implementação de um novo e robusto interferômetro estelar. Quanticamente ele fomentou, além da conexão entre os fenômenos de interferência e indistinguibilidade entre os diferentes caminhos ópticos, foi a base para a demonstração da existência da não localidade dos estados tipo EPR. Como extensão da investigação das correlações do tipo EPR com variáveis discretas de polarização, o uso de luz correlacionada nos vetores de onda transversais também foi investigado. Em particular, o fenômeno de interferência fantasma surgiu como indício de uma tipo de interferência ocasionada pela correlação quântica entre os vetores de onda transversos da luz, embora tenha-se observado a posteriori o fenômeno com a luz que continha os vetores de onda transversos correlacionados classicamente. Apesar das demonstrações das existências dos padrões de interferência fantasma com luz clássica incoerente, pouco se conhecia sobre a influência deste tipo de

fonte sobre as franjas da interferência fantasma e as diferenças frente a utilização da fonte de luz que apresentava uma correlação quântica nos vetores de onda havendo uma forte necessidade de uma maior investigação nesta área. Houve além disso, a necessidade de se entender os aspectos concernentes aos estados de polarização e de coerência de cada feixe separadamente levando em consideração que eles podem sofrer alterações antes mesmos de serem espalhados por uma objeto em seu caminho.

Nesta tese investigamos os aspectos de tamanho e grau de coerência da fonte além da relação entre os graus de coerência e estados de polarização da luz incidente sobre os obstáculos posicionados nos caminhos dos feixes do interferômetro de Brown e Twiss. Uma outra aplicação do interferômetro de Brown e Twiss foi utilizá-lo como um aparato na investigação da teoria unificadora dos graus de polarização e da coerência em segunda ordem. Apesar de ser um interferômetro para correlações de quarta ordem, as correlações de segunda ordem puderam ser medidas com o interferômetro de Brown e Twiss.

No capítulo um será apresentado inicialmente um quadro geral do que já foi investigado, bem como um resultado inédito na literatura ao nosso conhecimento, e as lacunas existentes na compreensão dos fenômenos de interferência de alta ordem. Estas lacunas foram a motivação para nosso trabalho. O capítulo dois contém primeiramente uma teoria generalizada para a correlação de intensidades. A teoria contempla as funções de transferência óptica de objetos posicionados nos caminhos dos feixes bem contemplando a possibilidade do uso de luz classicamente ou quanticamente correlacionada nos seus vetores de onda transversos.

A segunda parte do capítulo dois desta tese, realizamos a versão experimental da fenda dupla não local, que chamaremos de fenda dupla distribuída (FDD). Utilizando uma luz pseudotérmica como fonte de luz correlacionada classicamente [99], demonstramos a existência dos padrões de interferência característicos de uma fenda dupla de Young. Realizamos, também experimentalmente, a demonstração da existência de padrões de interferência com a FDD utilizando-se feixes de luz incoerente com polarizações ortogonais [100]. Discutimos os resultados classicamente e quanticamente utilizando a interpretação alternativa baseada na indistinguibilidade de caminhos, apresentada por Fano.

No terceiro capítulo demonstramos experimentalmente as influências dos graus de coerência e tamanho da fonte de luz clássica nas resoluções e visibilidades dos padrões de interferência fantasma [101] proposta inicialmente por Yangjian et al. [103]. Demonstramos, também experimentalmente, que a visibilidade dos padrões de interferência fan-

tasma pode ser controlada, ajustando-se o grau de coerência do feixe de referência [102], estendendo o conceito de complementaridade introduzido por Gatti *et al.* [104]. Por fim, neste capítulo, apresentamos um experimento demonstrando que a condicionalidade nos vetores de onda transversal também pode ser conseguida utilizando luz clássica incoerente e a base de qudit's [89] pode ser imitada utilizando feixes correlacionados classicamente nos vetores de onda de uma fonte de luz clássica.

O capítulo quatro mostra a realização experimental do controle do grau de polarização da luz incoerente induzida por meio do ajuste do grau de coerência da fonte proposto por Salem e Wolf [94]. Também está apresentada a demonstração experimental do mesmo fenômeno com a mudança da polarização da luz na propagação através de um meio não linear [96]

As discussões e conclusões são apresentadas no final desta tese bem como a perspectiva para novos trabalhos.

# Capítulo 1

## Formação de padrões transversais na correlação de quarta ordem com fótons Gêmeos.

### 1.1 Introdução.

Embora a luz emitida no processo de CPED tenha uma baixa coerência nas correlações de segunda ordem, nas correlações de quarta ordem foi observada uma forte correlação quântica. Nos últimos anos, tais correlações permitiram a observação de efeitos transversais tais como a geração de imagens e padrões de interferência que foram investigados [75, 81–83, 126, 128]. Uma outra característica peculiar da CPED é a transferência do espectro angular do feixe de laser do bombeamento para os pares de fótons gêmeos [127] nas correlações de quarta ordem. Com isto as correlações de quarta ordem podem ser controladas por meio do perfil do feixe de bombeamento [128, 129]. Inicialmente discutiremos sucintamente a teoria da conversão paramétrica e o processo de medida das correlações entre dois fótons. Em seguida, apresentaremos experimentos onde padrões transversais foram observados. Por fim, mostraremos um resultado envolvendo a influência da transferência do espectro angular na formação de um padrão de interferência para uma fenda não local.

## 1.2 Geração ftons gêmeos usando a CPED .

O processo de CPED [122] é conhecido como o processo no qual um feixe de bombeamento contendo fótons com momento  $\hbar\mathbf{k}_p$  e energia  $\hbar\omega_p$ , incide em um meio que possui uma não linearidade de segunda ordem, de modo que o fóton incidente é convertido espontaneamente em dois fótons, denominados de *signal* e *idler*, também chamados de fótons gêmeos. Neste processo são conservados momento e energia, isto é,

$$\hbar\mathbf{k}_p = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_i \quad (\text{conservação do momento linear}) \quad (1.1)$$

e

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \quad (\text{conservação da energia}). \quad (1.2)$$

onde  $\mathbf{k}_s$  e  $\mathbf{k}_i$  são os vetores de onda transversais e  $\omega_s$  e  $\omega_i$  as frequências dos fótons signal e idler respectivamente. Como o meio não linear é um cristal birrefringente, a condição de casamento de fase permite observar dois tipos de emissão a depender do cristal: a Tipo I, na qual signal e idler têm polarizações ortogonais às do feixe de bombeamento e a Tipo II onde signal e idler são gerados com polarizações ortogonais entre si, sendo uma delas coincidente com a polarização do feixe de bombeamento. O padrão de emissão dos fótons gêmeos é ilustrado nas figuras 1.1 e 1.2, onde observamos um padrão de emissão cônico devido à conservação do momento e da energia.

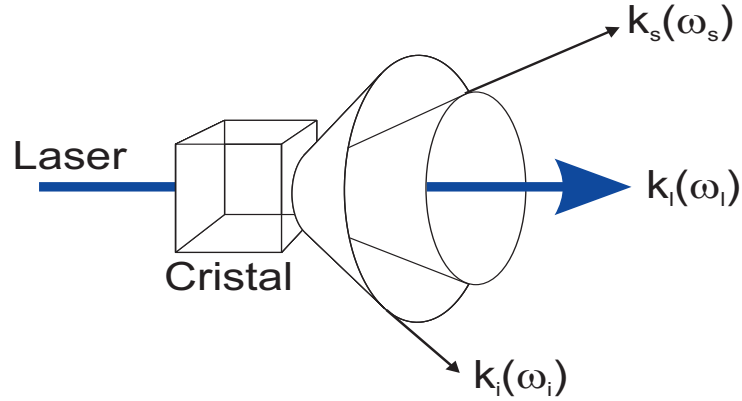


Figura 1.1: Cones formados pelo processo de luminescência paramétrica Tipo I

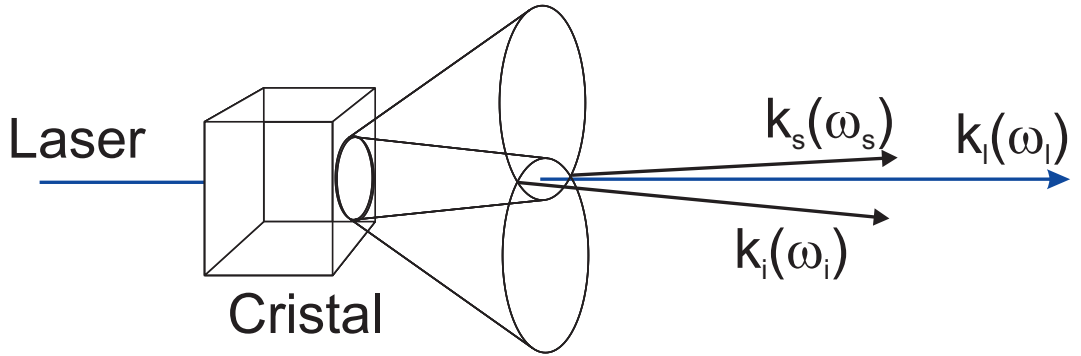


Figura 1.2: Cones formados pelo processo de luminescência paramétrica Tipo II

Um tratamento multimodo do processo de CPED para campos fracos foi desenvolvido por Ou *et al.*(1989) [123] e Wang *et al.*(1991) [124, 125]. Neste formalismo podemos escrever o estado de dois fótons da CPED, no espaço dos momentos transversais, no limite de cristal fino e na aproximação paraxial como [127]

$$|\psi\rangle \propto |0, \vec{q}_s\rangle |0, \vec{q}_i\rangle + \alpha \int \int d\vec{q}_s d\vec{q}_i v(\vec{q}_{pi}) |1, \vec{q}_s\rangle |1, \vec{q}_i\rangle, \quad (1.3)$$

onde  $\vec{q}_s$  e  $\vec{q}_i$  são os vetores de onda transversos que definem os modos espaciais dos fótons signal e idler. O estado  $|0, \vec{q}_s\rangle |0, \vec{q}_i\rangle$  representa o estado de vácuo e  $|1, \vec{q}_s\rangle |1, \vec{q}_i\rangle$  representa o estado de dois fótons gerado, com um fóton no modo signal e outro no modo idler



criados simultaneamente. A função  $v(\vec{q}_p) = v(\vec{q}_s + \vec{q}_i)$  representa o espectro angular do feixe incidente para os fótons gêmeos. Note que a função  $v(\vec{q}_s + \vec{q}_i)$  não é fatorável, o que caracteriza o estado  $|\psi\rangle$  como um estado emaranhado [77], ou seja, capaz de apresentar correlações quânticas. Salientamos que na equação 1.3 estamos considerando apenas o caso monocromático pois  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ .

Devido a sua geração simultânea, as propriedades de correlação de quarta ordem entre os fótons signal e idler podem ser investigadas por meio da detecção em coincidência onde as correlações podem ser obtidas através da expressão dada por

$$C_{i,s} \propto \langle \psi | \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(-)} \hat{E}_i^{(+)} \hat{E}_s^{(+)} | \psi \rangle,$$

onde  $\hat{E}_j^{(+)}$  e  $\hat{E}_j^{(-)} = \left(\hat{E}_j^{(+)}\right)^\dagger$  com  $j = s, i$  é o operador de campo elétrico que, na aproximação paraxial, pode ser escrito como

$$\hat{E}_j^{(+)}(\vec{\rho}_j, z) = \text{const} \int \hat{a}_j(\vec{q}_j) \tilde{E}_j(\vec{q}_j, z_0) \quad (1.4)$$

$$\times \exp [i (\vec{q}_j \cdot \vec{\rho}_j)] d\vec{q}_j \quad (1.5)$$

onde  $\hat{a}_j(\vec{q}_j)$  é o operador de aniquilação associado ao modo transversal  $\vec{q}_j$  na posição da coordenada transversal  $\rho_j$ .

### 1.2.1 Esquema básico de detecção dos fótons gêmeos

O esquema de detecção está ilustrado na figura 1.3.

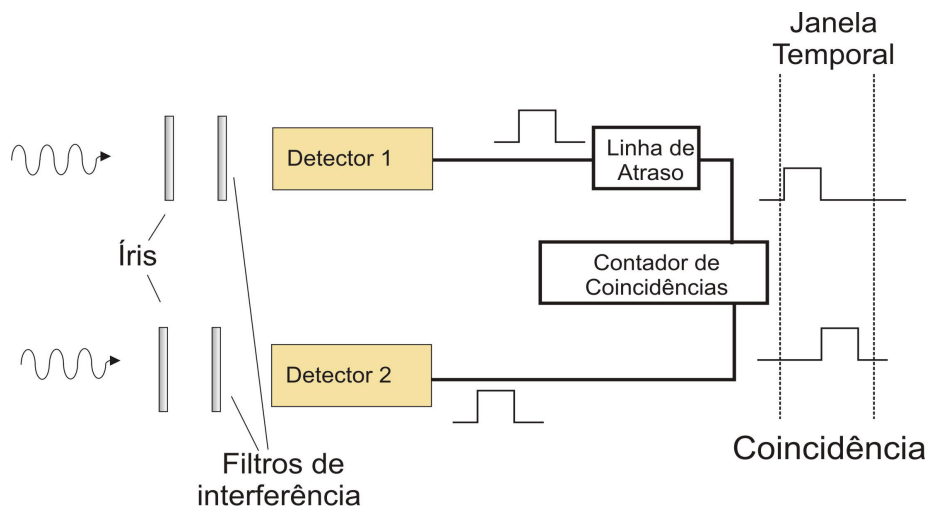


Figura 1.3: Esquema de detecção em coincidência.

O processo de medida em coincidência consiste primeiramente na detecção dos fótons pelos detectores e sua conversão em sinal elétrico. Os detectores modernos utilizam diodos de avalanche onde cada fóton gera um pulso retangular formatado em TTL. Assim cada detector, no limite linear de baixas intensidades, envia um número de pulsos correspondente ao número de fótons incidentes a um circuito eletrônico que realizará a contagem em coincidências denominado contador de fótons.

O contador de fótons abre uma janela temporal e se um pulso de cada detector é registrado neste intervalo de tempo há uma coincidência. Para garantir que os dois fótons coincidentes são os fótons gêmeos devemos ajustar uma janela temporal tão pequena quanto possível, diminuindo assim a chance de coincidências acidentais. Atualmente a eletrônica permite uma resolução para a janela temporal de algumas centenas de picosegundos. Um outro problema associado à detecção em coincidência é o gatilhamento das contagens em coincidência. Uma maneira usual é utilizar o início da contagem de um dos detectores como gatilho para o outro. Isto faz com que ocorram atrasos na comparação dos pulsos que vêm de um detector com relação ao outro. Este atraso pode ser compensado pela adição de uma linha de atraso que é ajustada para que o contador consiga efetuar

uma comparação simultânea.

Muitos dos detectores são construídos utilizando silício que possui uma janela espectral de detecção larga. Com isso o uso de sistemas de filtragem se faz necessário. Podemos utilizar orifícios ou fibras ópticas como filtros espaciais para selecionar os fótons que satisfaçam a condição de conservação do momento, bem como filtros de interferência com uma largura espectral estreita, centrados nas frequências dos fótons que satisfaçam a condição de conservação da energia.

### **1.3 Experimentos de correlações transversais com os pares de fótons gêmeos da CPED.**

Dentre os vários experimentos realizados utilizando os fótons gêmeos para a observação de efeitos transversais, tivemos interesse especial pelos experimentos envolvendo a formação de imagem e padrão de interferência. Em particular, estamos interessados em um experimento de fenda dupla com uma configuração denominada não local [83] por seu caráter diferenciado na disposição da fenda dupla no arranjo experimental.

#### **1.3.1 Controle das franjas de interferência de Young na correlação de quarta ordem.**

Com o propósito de investigar as propriedades das correlações transversais de quarta ordem dos fótons gêmeos, Ribeiro *et al.* [75, 126], realizaram o experimento mostrado na figura 1.4.

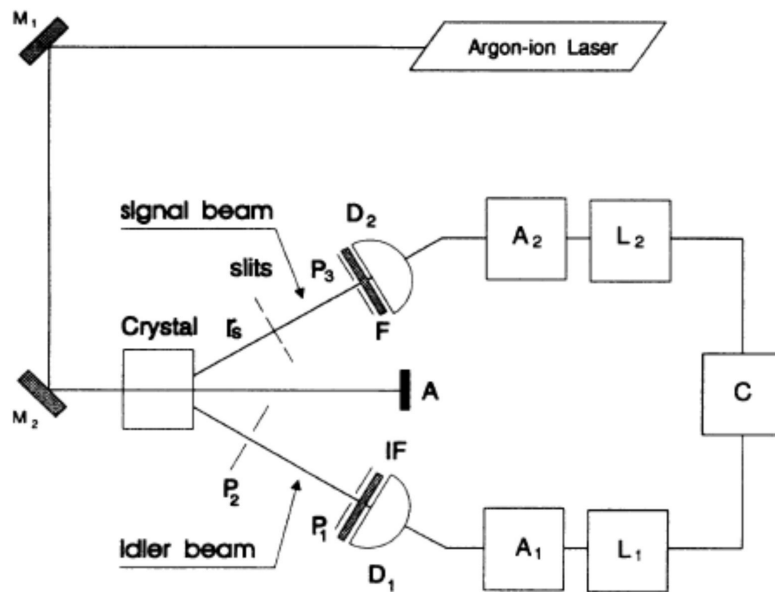


Figura 1.4: Arranjo experimental [126].

O arranjo experimental é composto por um laser de argônio emitindo luz em um comprimento de onda de 351nm que bombeia um cristal não linear de  $LiIO_3$ . O cristal por sua vez converte os fótons dos feixes de bombeamento nos fótons gêmeos como mostrado na figura. A frequência dos fótons signal e idler foram selecionadas utilizando filtros de interferência centrados em 788 nm e 632 nm com 40 nm e 10 nm de largura de banda, respectivamente, bem como dois filtros espaciais  $P_1$  e  $P_3$ . Na primeira etapa do experimento uma fenda dupla foi inserida no caminho óptico de um dos fótons gêmeos. Foi realizada a detecção da intensidade da luz espalhada pela fenda. Cada feixe foi detectado por um conjunto composto pelos filtros espaciais  $P_1$  e  $P_3$ , utilizados para aumentar a resolução das medidas, filtros espectrais que selecionam o comprimento de onda dos fótons gêmeos e os detectores  $D_1$  e  $D_2$ . Os detectores foram ligados a um contador de fótons que realizava a contagem em coincidência. O filtro  $P_1$  foi ajustado para três diâmetros diferentes em cada medida em coincidência: (A)  $\phi = 0.6 \text{ mm}$ , (B)  $\phi = 1.8 \text{ mm}$  e (C)  $\phi = 3.0 \text{ mm}$ . O resultado da detecção em coincidência pode ser visto na figura 1.5.

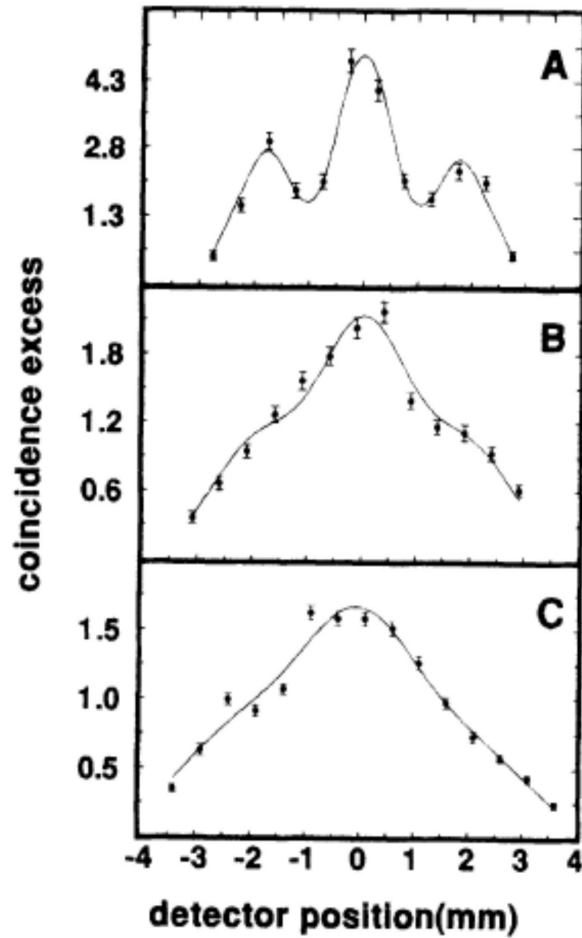


Figura 1.5: Os gráficos indicam a perda de visibilidade(coincidence) das franjas de interferência em função do aumento do diâmetro de  $P_1$  que foi ajustado em (A)  $\phi = 0.6 \text{ mm}$ , (B)  $\phi = 1.8 \text{ mm}$  e (C)  $\phi = 3.0 \text{ mm}$ . A varredura foi efetuada em  $D_2$  (detector position) [126].

Como indicado na figura 1.5, a detecção em coincidência na varredura de  $D_2$  revelou a existência de franjas típicas do processo de interferência produzido pela fenda dupla utilizada. Foram realizadas três medidas em coincidência para cada um dos três diâmetros do filtro  $P_1$ . Foi possível perceber que o aumento do diâmetro de  $P_1$  contribuiu para a perda da visibilidade das franjas embora este estivesse no feixe em que a fenda dupla não estava localizada.

Este experimento mostrou que embora a luz gerada no processo de CPED seja inco-

erente em segunda ordem, as correlações de quarta ordem entre *signal* e *idler* revelaram o padrão de interferência da fenda dupla. Embora a fenda dupla tivesse sido iluminada pelo sinal, o aumento do diâmetro do filtro  $P_1$  em idler foi responsável pela visibilidade do padrão. Assim, além de uma coerência de alta ordem observada, caracterizada pela existência de um padrão de interferência, esta coerência era *conjunta* entre signal e idler.

### 1.3.2 A interferência fantasma.

Em 1995 um outro experimento foi realizado utilizando os fótons gêmeos e uma fenda dupla. O experimento realizado por D. V. Strekalov *et al.* [81] consistiu na utilização de uma fenda dupla em um dos feixes da emissão como pictoricamente indicado na figura 1.6. A figura do arranjo experimental está indicado na figura 1.7

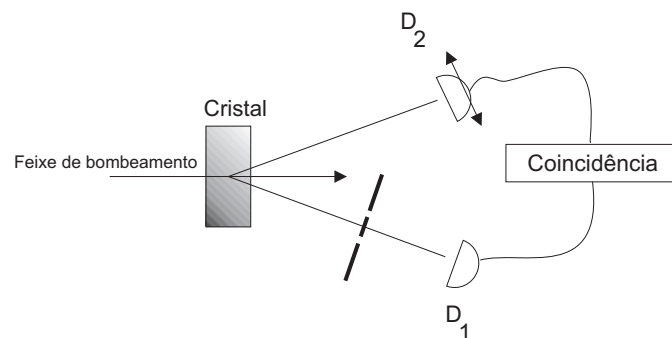


Figura 1.6: Esquema do experimento de imagem fantasma.

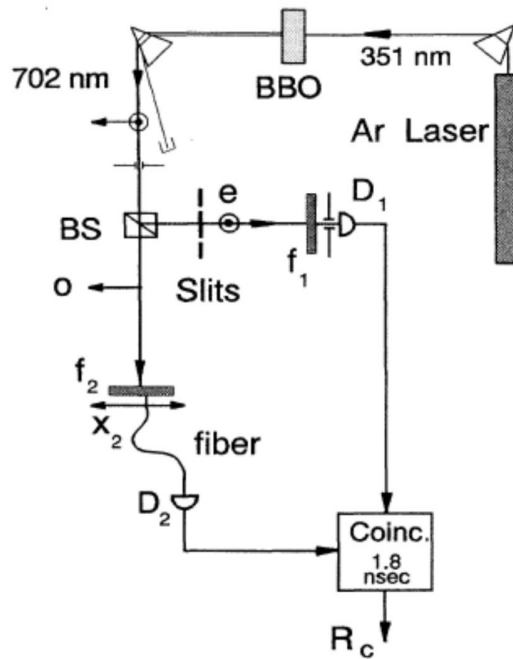


Figura 1.7: Arranjo experimental [81].

Neste experimento a detecção dos pares de fótons foi realizada utilizando filtros de interferência com  $10\text{ nm}$  de largura espectral centrados em  $702\text{ nm}$  para garantir uma boa resolução espectral, bem como uma fibra multimodo e um orifício, ambos com abertura de  $0.5\text{ mm}$  de diâmetro, para uma melhor resolução do sistema de detecção dos pares. O sistema de contagem em coincidência tinha uma eletrônica que permitia uma janela temporal de detecção de  $1.8\text{ ns}$ , ou seja, pequena suficiente para garantir que maior parte dos fótons coincidentes eram os gêmeos.

Note que o detector  $D_2$ , utilizado para fazer a varredura do padrão não estava sendo iluminado pelos fótons que passavam pela fenda. No entanto, nas contagens em coincidência foi possível observar um padrão típico do padrão de interferência de fenda dupla como indicado na figura 1.8.

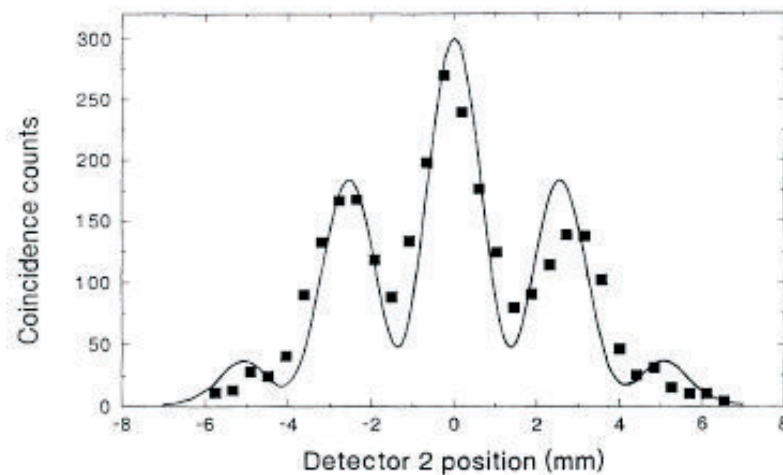


Figura 1.8: Resultado da detecção em coincidência [81].

O intrigante resultado obtido com a varredura do detector posicionado em um feixe diferente do qual a fenda estava localizada foi chamado de "interferência fantasma" devido ao padrão aparecer na varredura de um feixe na qual a fenda dupla não estava localizada.

### 1.3.3 A imagem fantasma.

Um experimento similar ao de Strekalov *et al.* foi realizado por Pittman *et al.* [82]. Este experimento é uma versão em campo próximo do experimento de interferência fantasma. A "imagem fantasma", como foi chamado, foi realizada usando uma máscara, como ilustrada na figura 1.9.a. Uma outra característica do experimento é que o detector estava posicionado junto a máscara como pode ser visto na figura 1.9.b.



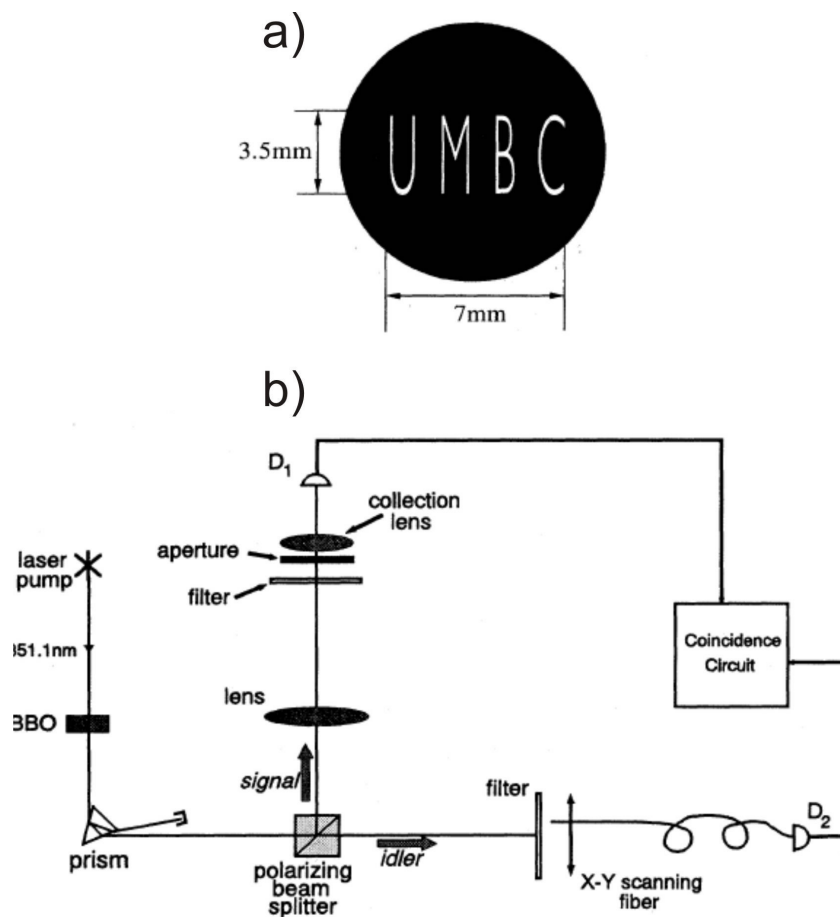


Figura 1.9: Arranjo experimental [82].

Utilizando os pares de fótons gêmeos gerados no processo de CPED, a imagem da máscara posicionada no feixe *signal*, foi observada na varredura do detector posicionado no feixe *idler* durante a contagem em coincidência.

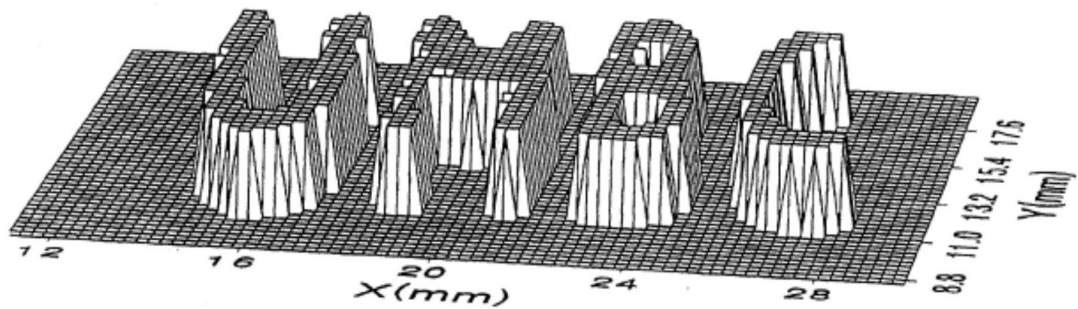


Figura 1.10: Resultado da detecção em coincidência [82].

O resultado da medida pode ser observado na figura 1.10 e mostra a imagem obtida através da uma correlação entre os fótons gêmeos.

Podemos perceber que, como no experimento anteriormente citado, as correlações entre os fótons gêmeos permitiram a observação de um padrão transversal, desta vez uma imagem, mesmo com a varredura não sendo efetuada no feixe que continha a máscara.

### 1.3.4 A fenda dupla não local.

Em 1999, Fonseca *et al.* [83], realizaram um experimento diferente dos apresentados nas seções 1.3.1 e 1.3.2. Dois objetos,  $A_1$  e  $A_2$ , foram colocados nos caminhos ópticos de signal e idler respectivamente como podemos ver na figura 1.11. Tais objetos, se sobrepostos, formavam a fenda  $A_1A_2$  que é uma fenda dupla de Young. O arranjo experimental utilizado pelos autores está na figura 1.12.

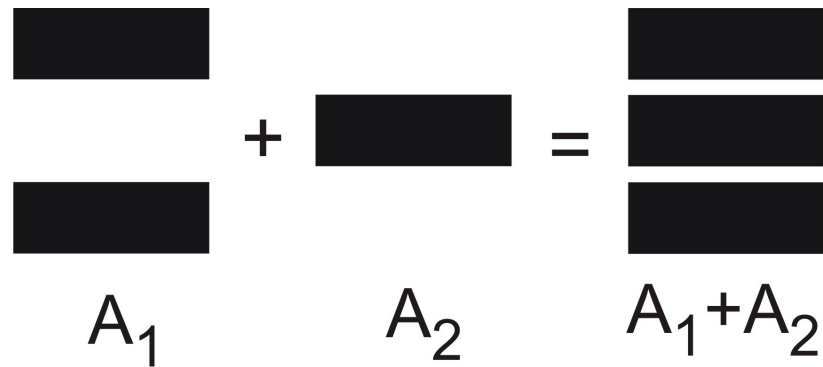


Figura 1.11: A fenda dupla foi desmembrada de forma que suas partes, uma fenda simples  $A_1$  e um fio  $A_2$  foram posicionadas nos caminhos dos fótons gêmeos.

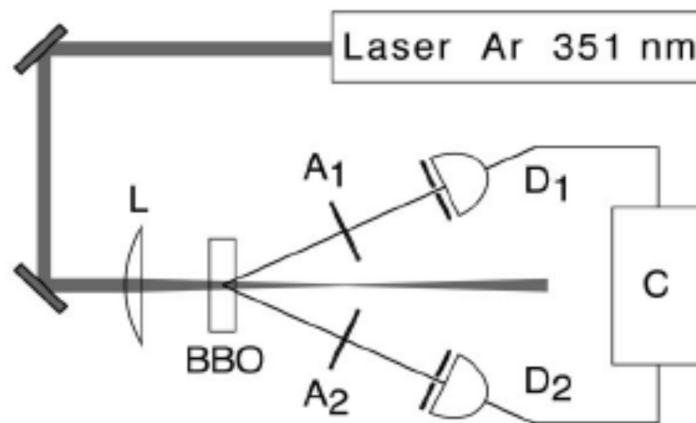


Figura 1.12: Arranjo experimental [83].

Detectando os fótons gêmeos independentemente um do outro, observamos apenas padrões relacionados ao fio e a fenda no caminho dos feixes. Não foram observados os padrões de difração da fenda e do fio, como consequência da baixa coerência transversal da fonte comparada com as dimensões de  $A_1$  e  $A_2$ , como podemos ver na figura 1.13. No entanto, na contagem em coincidência, foi possível observar um padrão de interferência característico ao de uma fenda dupla de Young (Fig. 1.14).

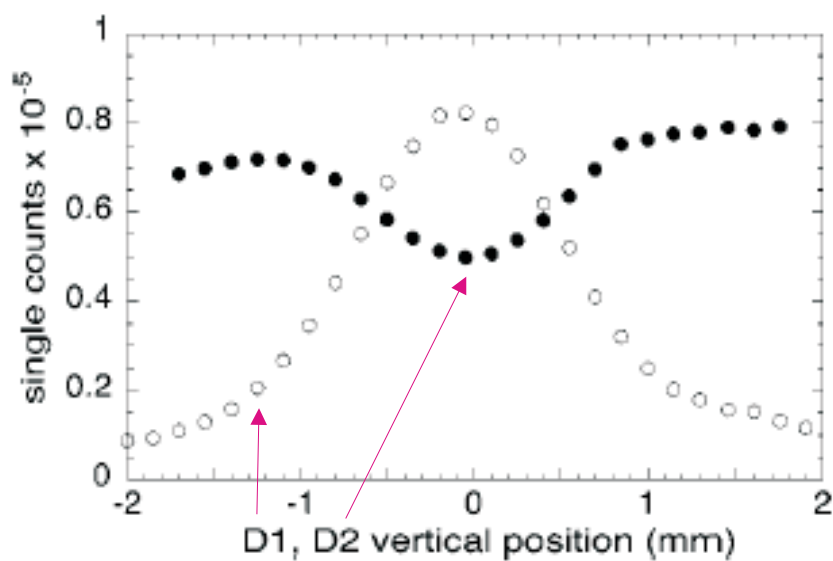


Figura 1.13: Contagens simples. D1 apresenta apenas uma sombra da fenda e D2 a sombra do fio [83]

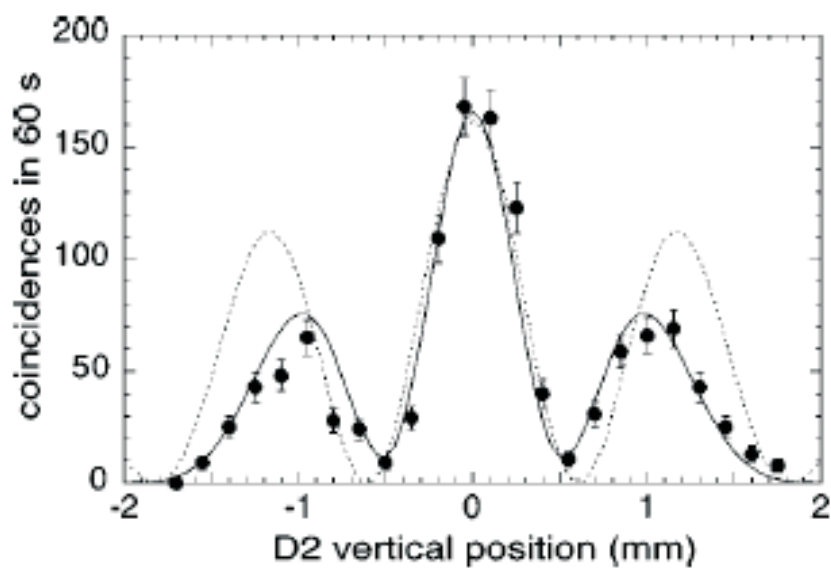


Figura 1.14: Resultado das contagens em coincidência [83].

Fonseca et al. obtiveram como resultado das contagens em coincidência um padrão de interferência de fenda dupla utilizando dois objetos que apenas se superpostos formariam a dupla fenda. Esta fenda recebeu o nome de "fenda não local", o que nos remota a idéia

de que o resultado foi observado não apenas pelo caráter não localizado da fenda mas devido ao uso de um estado emaranhado de dois fótons dotados de correlações ditas não locais.

### 1.3.5 Controle da visibilidade por meio do laser de bombeamento.

Em um trabalho posterior, Fonseca *et al.* [128] realizaram um experimento investigando a visibilidade das franjas de interferência da fenda dupla iluminada pelos fótons gêmeos em função do perfil transversal do laser de bombeamento. Para isso, Fonseca *et al.* exploram duas propriedades existentes nas correlações transversais entre os fótons gêmeos. A transferência do perfil do laser de bombeamento para os fótons gêmeos [129], além da propriedade de condicionalidade devido às correlações de quarta ordem entre os fótons gêmeos, como ilustra a figura 1.15.

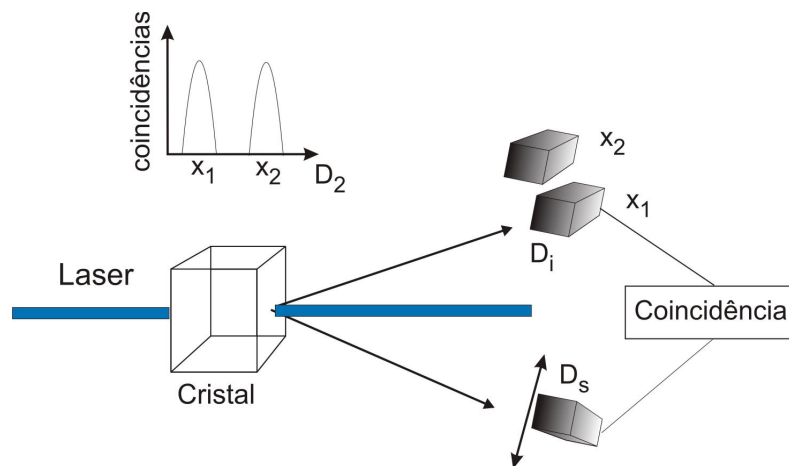


Figura 1.15: Condicionalidade nas correlações de quarta ordem. O deslocamento do pico de correlação na varredura do detector no modo signal é igual ao deslocamento da posição ocupada pelo detector posicionado no modo idler.

O efeito de condicionalidade é observado quando o detector  $D_i$  é deslocado da posição  $x_1$  para a posição  $x_2$ , assim o pico de correlação na varredura de  $D_s$  é deslocado também da mesma distância.

Utilizando a condicionalidade em conjunto com a transferência do perfil do laser para os fótons gêmeos nas correlações de quarta ordem, foi realizado o experimento descrito a seguir [128].

Um laser de argônio com o comprimento de onda em  $351 \text{ nm}$  uma lente de  $500 \text{ mm}$  de comprimento focal e um fio de  $0.2 \text{ mm}$  foram montados focalizando o feixe de bombeamento no plano transversal às fendas duplas localizadas em signal e idler respectivamente como mostra a figura 1.16.

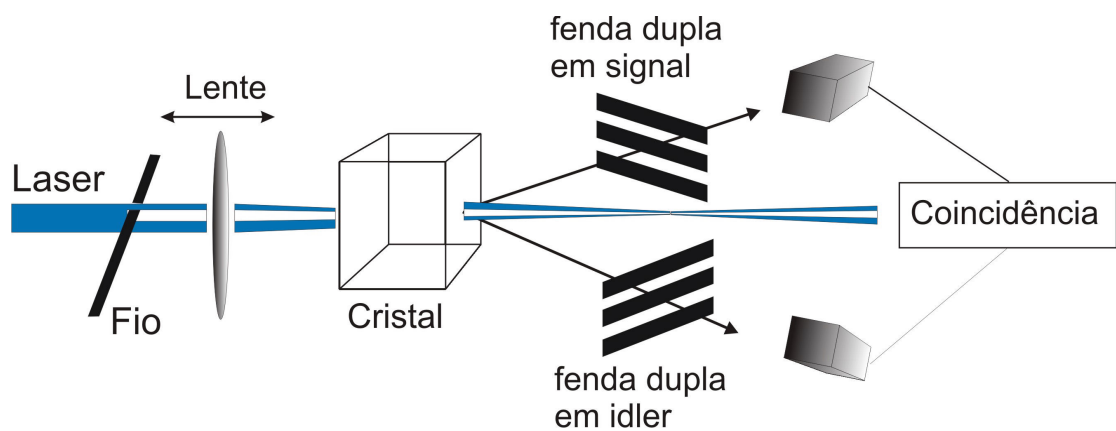


Figura 1.16: Um laser de argônio com  $351 \text{ nm}$  foi incidido em um fio de  $0.2 \text{ mm}$  e uma lente de  $500 \text{ mm}$  de comprimento focal que por sua vez bombeava um cristal de BBO para produção de fótons gêmeos. Os fótons gêmeos por sua vez iluminaram duas fendas duplas e a luz espalhada detectada em coincidência. Filtros de interferência de  $1 \text{ nm}$  de largura de banda centrados em  $702 \text{ nm}$  foram utilizados.

O experimento foi realizado em três etapas. A primeira delas consistiu em desfocalizar o perfil do laser na posição das fendas. Na segunda, o perfil do laser foi focalizado no plano transversal onde se localizaram as fendas. Na terceira, o fio foi acrescentado ao feixe de bombeamento e sua imagem focalizada nas fendas. Cada uma destas configurações do laser de bombeamento gerou os perfis no plano das fendas como mostrados na figura 1.17 (a), (b) e (c) respectivamente.

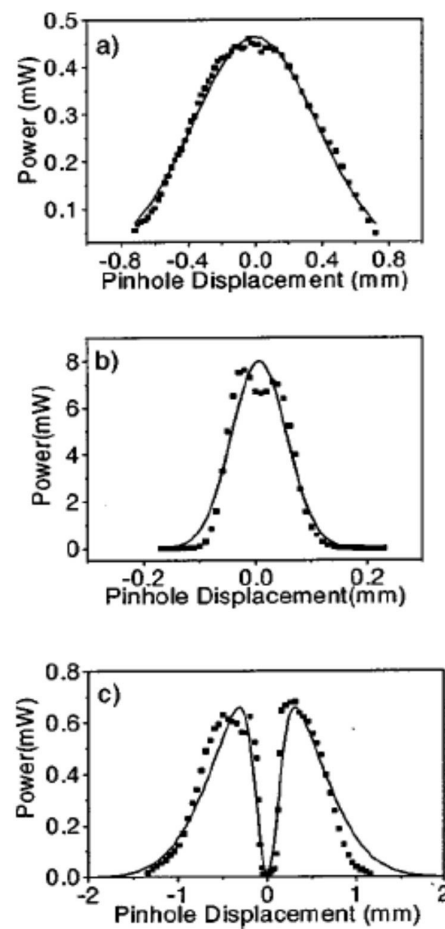


Figura 1.17: Perfil do laser na posição das aberturas [128].

A diferença existente entre os perfis do laser de bombeamento se refletiu nas medidas das contagens em coincidência como indicado na figura 1.18.

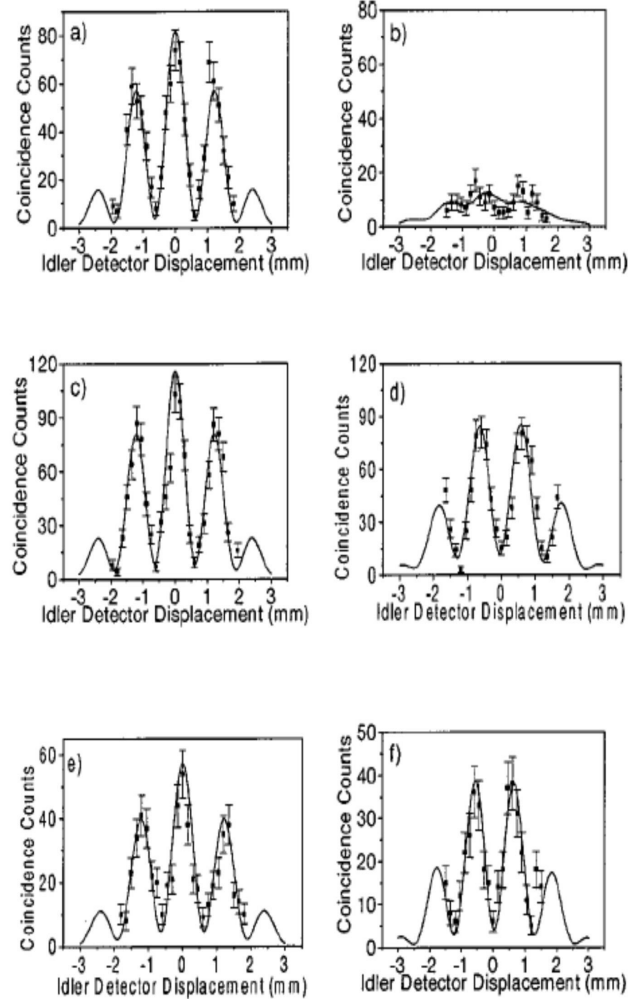


Figura 1.18: Visibilidade dos padrões de interferência em função da variação do perfil do laser [128].

A figura 1.18 mostra o resultados das medidas com cada perfil da figura 1.17, ou seja:

1) O perfil a) da figura 1.17 gerou o padrão de interferência no gráfico a) para  $D_i = 0$  e b) para  $D_i = 0.6 \text{ mm}$  da figura 1.18.

2) O perfil b) da figura 1.17 gerou o padrão de interferência no gráfico c) para  $D_i = 0$  e d) para  $D_i = 0.6 \text{ mm}$  da figura 1.18.

3) O perfil c) da figura 1.17 gerou o padrão de interferência no gráfico e) para  $D_i = 0$  e f) para  $D_i = 0.6 \text{ mm}$  da figura 1.18

Os gráficos da figura 1.18 mostram que a interferência condicional perde rapidamente



visibilidade quando o perfil do laser é largo. Entretanto a adição do fio no feixe de bombeamento restaurou a visibilidade mesmo com o perfil do laser estando mais largo.

Os resultados dos experimentos demonstraram a possibilidade de se manipular a visibilidade dos padrões transversais nas correlações de quarta ordem por meio do perfil do laser de bombeamento.

### 1.3.6 Fendas múltiplas e a condicionalidade.

Um outro experimento, explorando a condicionalidade entre os vetores de onda transversais dos fótons gêmeos nas correlações de quarta ordem, foi realizado por Neves *et al.* [89]. A condicionalidade foi estudada utilizando duas fendas múltiplas como mostra a figura 1.19.

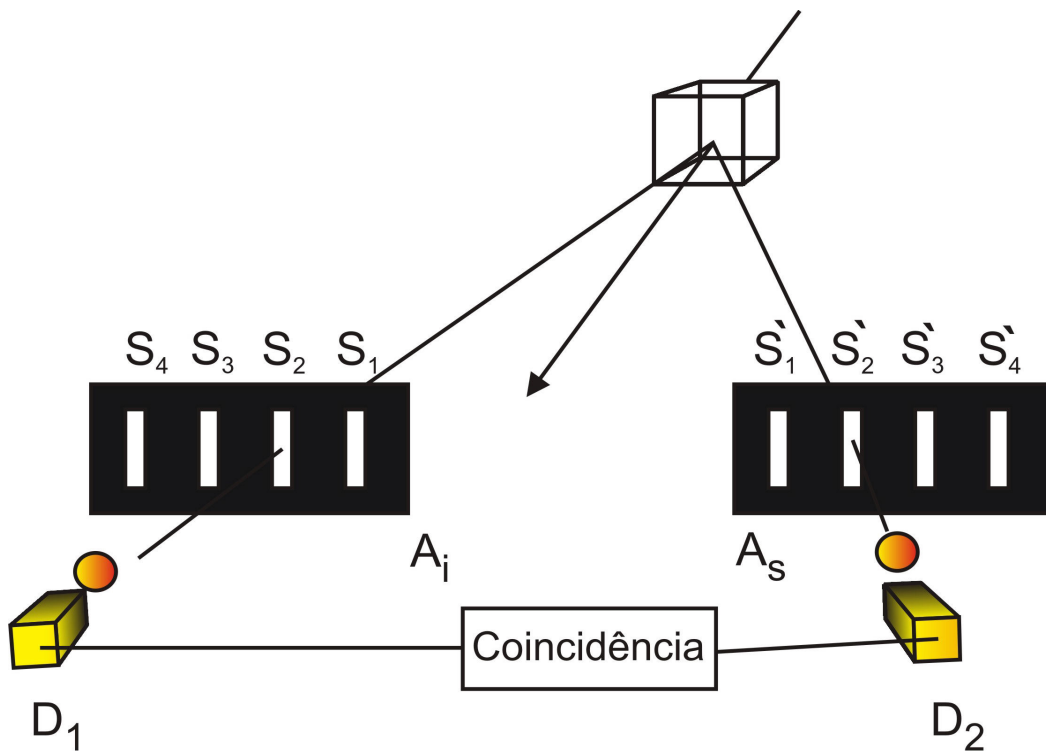


Figura 1.19: Os fóton são transmitidos por todas aberturas, entretanto os pares de gêmeos são selecionados de tal maneira que apenas atravessem uma  $S_n$  de abertura de cada fenda múltipla  $A$ .

Nesta configuração, efetuando uma varredura do detector  $D_2$ , as coincidências só pode-

riam ser observadas na fenda  $S'_j$  se o detector  $D_1$  estivesse posicionado na fenda  $S_j$  com  $j = 1, 2, 3, 4$ .

Foi utilizado no experimento um laser de Ti:Safira, como fonte de luz para o bombeamento, operando em um comprimento de onda de  $826nm$  dobrado para  $413nm$ . Os fótons gêmeos gerados iluminaram duas fendas múltiplas e a luz espalhada pelas fendas detectada por dois detectores ligados a um contador de fótons. O detector  $D_1$  ficou parado atrás de uma das  $S_j$  abertas da fenda múltipla  $A_i$  enquanto o detector  $D_2$  foi deslocado atrás da fenda múltipla  $A_s$ , enquanto eram efetuadas as contagens em coincidência. O arranjo experimental pode ser visto na figura 1.20.

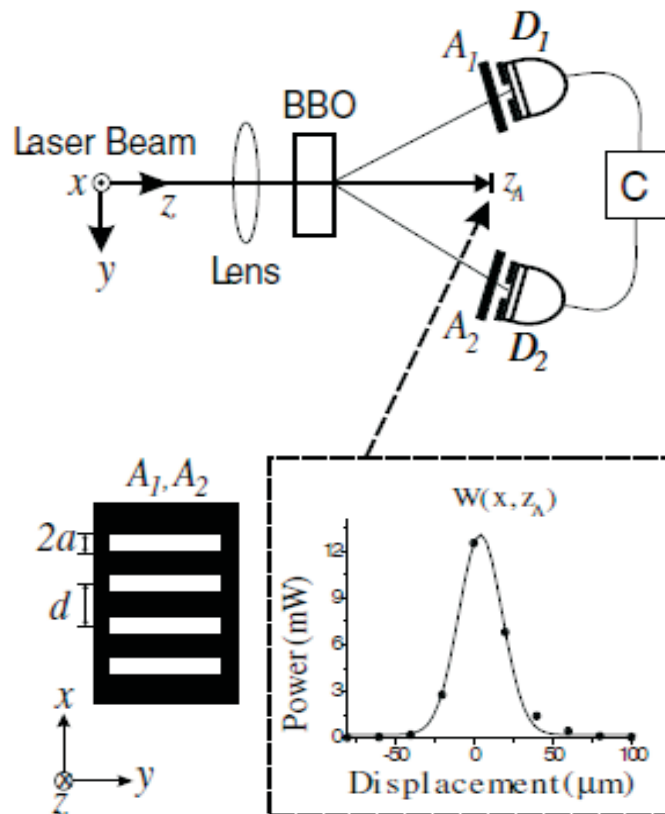


Figura 1.20: Arranjo experimental [89].

Os resultados das medidas estão mostrados na figura 1.21. A figura indica que apesar da luz estar sendo transmitida por todas as aberturas (círculos abertos). Só foram observadas as coincidências (círculos fechados) na situação em que  $S'_j = S_j$ .

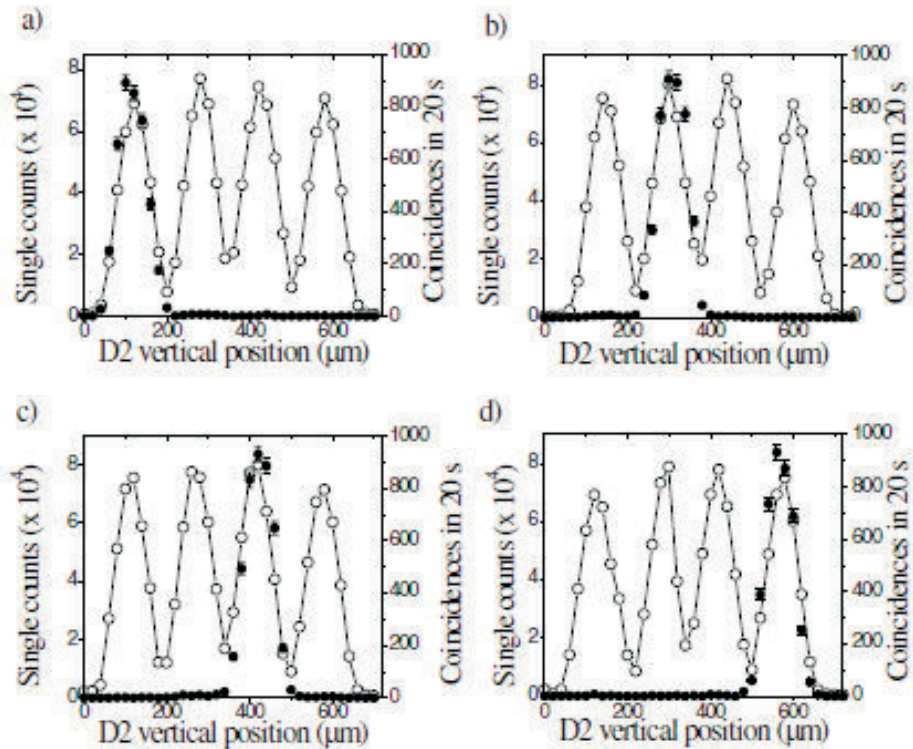


Figura 1.21: As contagens em coincidência ocorrem na varredura do detetor D2 apenas na posição (a)(b)(c) ou (d) em que D1 está posicionado [89].

Estes resultados nos mostram, claramente a existência de uma condicionalidade entre as correlações de quarta ordem nos vetores de onda transversais dos fótons gêmeos.

## 1.4 Controle da visibilidade das franjas de interferência da fenda dupla não local por meio da transferência do espectro angular.

Na seção anterior apresentamos vários experimentos explorando as correlações quânticas existente entre os fótons gêmeos. Dentre estes experimentos, dois em particular nos

chamaram a atenção, a saber, o do controle da visibilidade das franjas de interferência da fenda dupla por meio do perfil do laser de bombeamento e o experimento da fenda não local. Nesta secção apresentaremos o primeiro de uma série de experimentos originais que compõem esta tese de doutorado. Neste experimento demonstramos como podemos controlar a visibilidade das franjas de interferência de uma fenda dupla distribuída por meio da variação da cintura do laser de bombeamento e da transferência do espectro angular deste para os feixes de fótons gêmeos.

### 1.4.1 Arranjo experimental.

Uma fenda distribuída foi criada utilizando por um fio  $A_2 = 230 \mu m$  e uma fenda simples  $A_1 = 350 \mu m \times 15.8 cm$  colocados no caminho óptico dos fótons idler e signal, respectivamente, a  $34 cm$  de distância do cristal não linear. Os fótons gêmeos foram gerados a partir de um cristal não linear, BBO (Beta Bario-Borato), bombeado por um feixe de luz com comprimento de onda de  $390 nm$ , oriundo do processo de dobra de frequência de um laser pulsado (Ti:Safira), operando em  $780 nm$ , com uma taxa de repetição de  $76 MHz$  e largura temporal de  $200 fs$ . A separação do feixe do laser de  $780 nm$  e do segundo harmônico em  $390 nm$  foi feito espacialmente utilizando-se um prisma. O sistema de detecção, distante  $94.5 cm$  do cristal, foi composto por dois filtros de interferência F1 e F2, com uma largura de banda  $10 nm$  e duas fendas, S1 e S2, com  $150 \mu m$  de abertura, em conjunto com os dois módulos detectores, D1 e D2 (EG&G SPCM AQ -162 FC), conforme mostra o esquema da figura 1.22. Uma lente convergente  $L$  de  $30 cm$  de comprimento focal foi montada em um estágio de translação no sentido de propagação do feixe de bombeamento. O sistema de contagem em coincidência dos pares de fótons era composto ainda por uma linha de atraso em um dos detectores e um contador de fótons SR400 controlado por um computador tipo PC. Os tempos de contagem foram de 140 segundos.

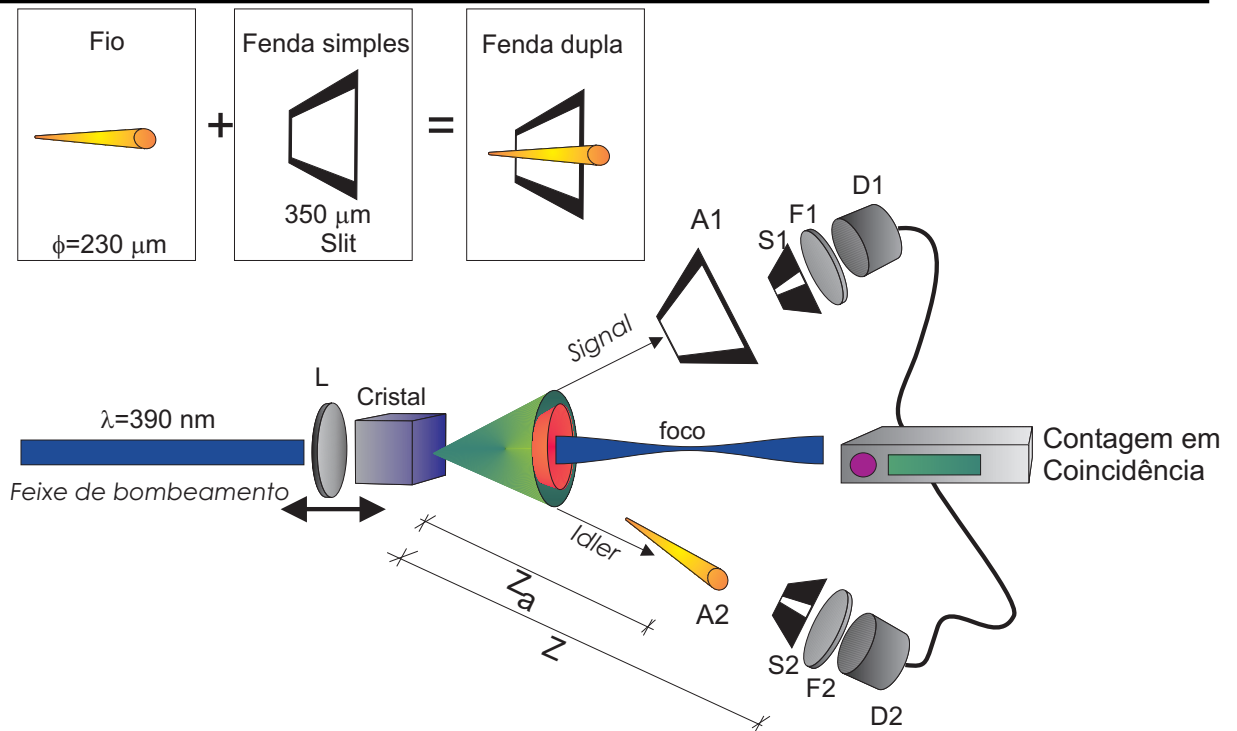


Figura 1.22: Esquema da fenda dupla tipo Young distribuída.

As medidas foram realizadas em duas etapas. Na primeira etapa, a lente foi posicionada a 2.5 *cm* antes do cristal, produzindo uma cintura mínima do feixe de bombeamento na posição da fenda não local, a qual possuía 76  $\mu\text{m}$  de largura a meia altura (FWHM). Na segunda etapa, a lente foi ajustada para produzir um perfil do laser no planos das fendas com uma largura de 500  $\mu\text{m}$  FWHM.

## a) Resultados da primeira etapa.

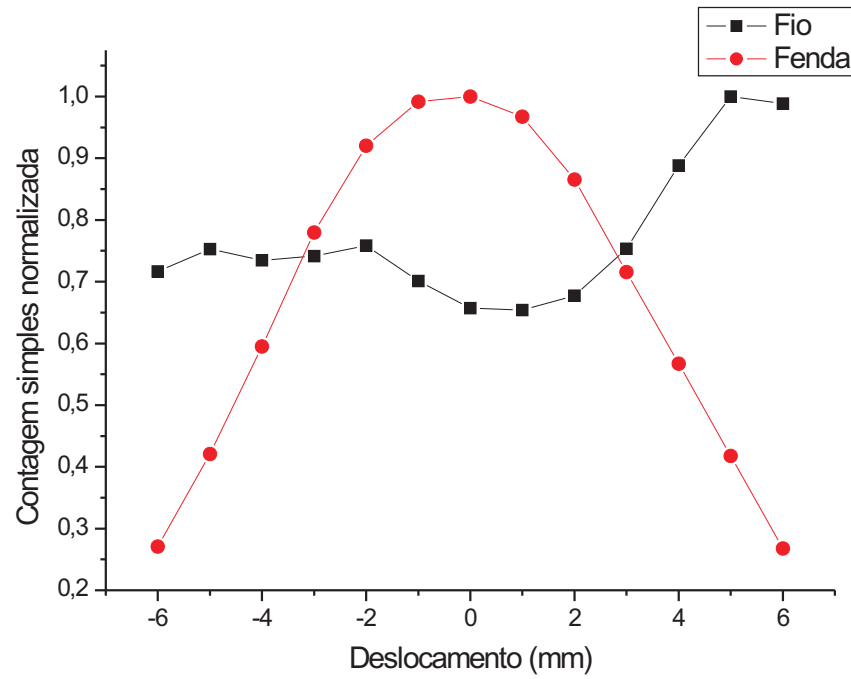


Figura 1.23: Contagem simples de cada detector.

Os resultados das contagens simples estão indicados na figura 1.23. Como podemos notar as contagens simples não apresentam padrão de difração característicos do fio e da fenda.

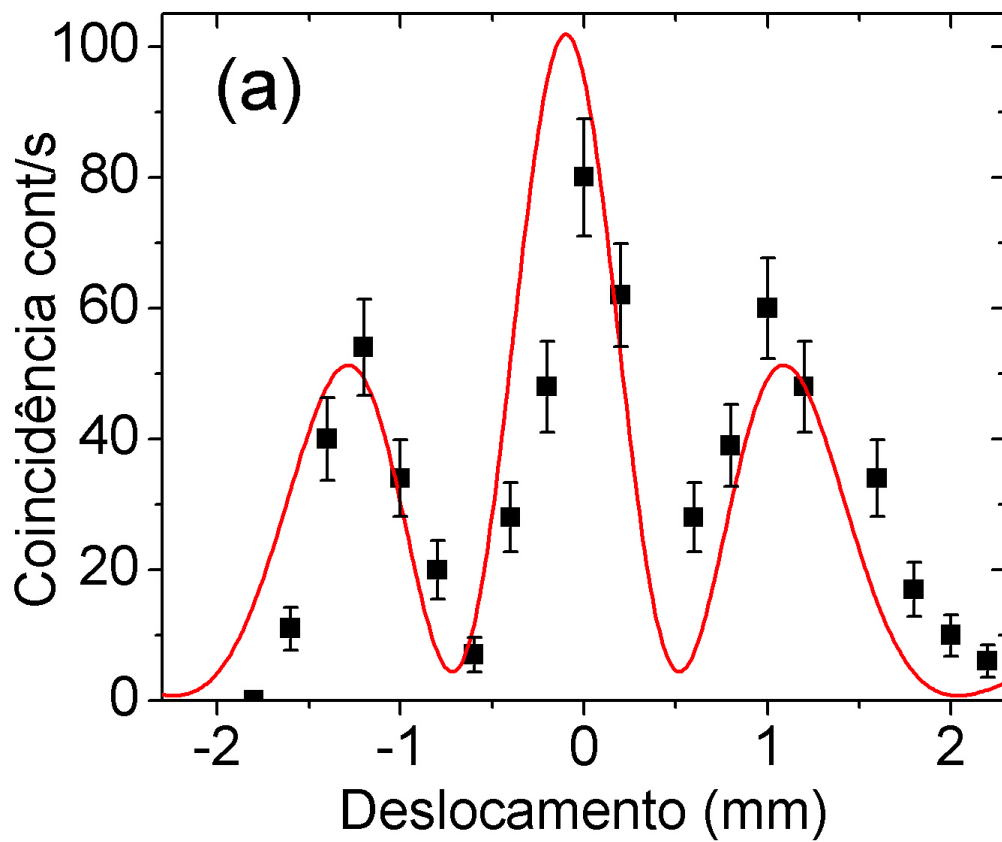


Figura 1.24: Contagem em coincidência. Varredura efetuada com o detector  $D_2$ . Os pontos representam os dados experimentais e a linha contínua a simulação teórica realizada com os parâmetros utilizados no arranjo experimental. O diâmetro do feixe de bombeamento na posição das máscaras era de  $76 \mu\text{m}$ .

O resultado das contagens em coincidências deslocando apenas do detector  $D_2$  está mostrado na figura 1.24. Deste resultado observamos claramente a formação de um padrão de franjas de interferência.

## b) Resultados da segunda etapa.

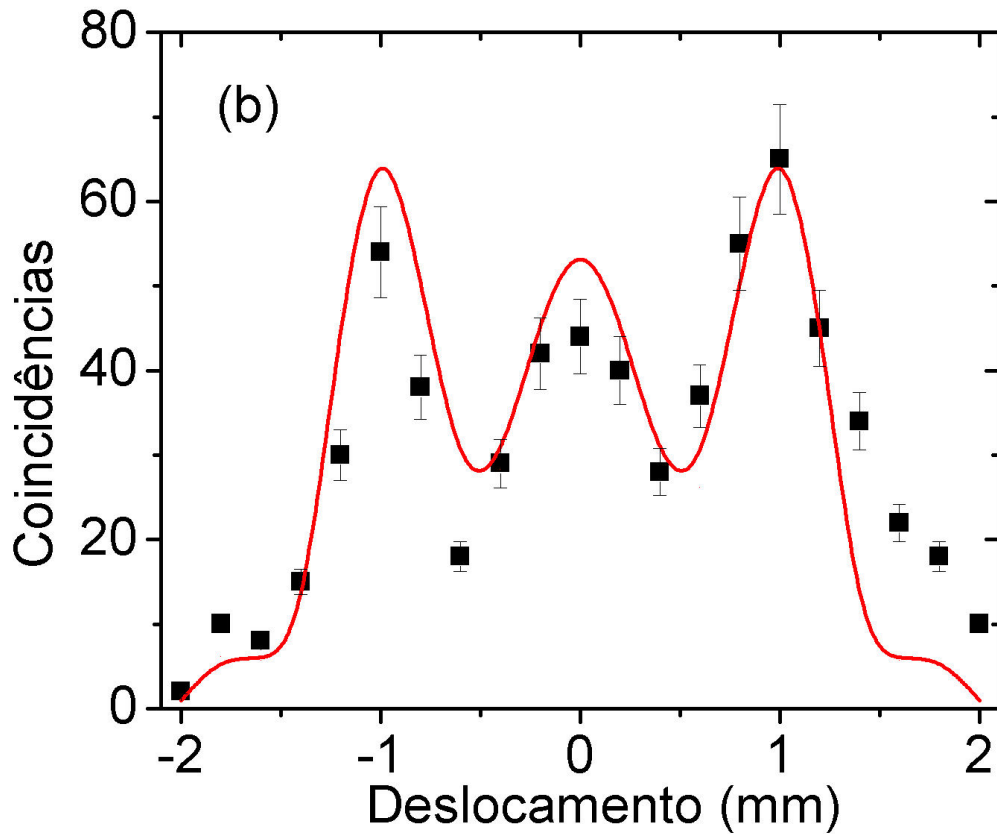


Figura 1.25: Contagem em coincidência. Varredura efetuada com o detector  $D_2$ . Os pontos representam os dados experimentais e a linha contínua a simulação teórica realizada com os parâmetros utilizados no arranjo experimental. O diâmetro do feixe de bombeamento na posição das máscaras era de  $500 \mu\text{m}$

As medidas das contagens em coincidência com o perfil do laser na posição da fenda ajustado para  $500\mu\text{m}$  de largura estão mostrados na figura 1.25. Ao contrário do padrão de interferência mostrado no gráfico da figura 1.24, este padrão não se assemelha a um padrão típico de interferência de uma fenda dupla.

Para entendermos melhor a diferença entre os padrões encontrados nos gráficos das figuras 1.24 e 1.25, fizemos uma análise teórica dos padrões de interferência da fenda



dupla não local em função da variação do perfil do laser. Nesta análise consideramos que o operador de campo elétrico, que passa por uma abertura com função resposta dada por  $T = T(\vec{q} - \vec{q}')$ , distante  $z_a$  após o cristal, e se propaga até uma distância  $z$ , pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \hat{E}_t^{(+)}(\vec{\rho}, z) &= \text{const} \int \int \hat{a}(\vec{q}') \tilde{E}_i(\vec{q}', z_0) T(\vec{q} - \vec{q}') \\ &\times \exp \left[ i \left( \vec{q} \cdot \vec{\rho} - (z - z_a) \frac{q^2}{2k} - z_a \frac{q'^2}{2k} \right) \right] d\vec{q} d\vec{q}' \end{aligned} \quad (1.6)$$

Assim, a função de correlação de quarta ordem é dada por:

$$C_{i,s} = \langle \psi | \hat{E}_i^{(-)} \hat{E}_s^{(-)} \hat{E}_i^{(+)} \hat{E}_s^{(+)} | \psi \rangle, \quad (1.7)$$

onde o estado  $|\psi\rangle$  é o estado emaranhado de dois fótons da CPED dado por [127]:

$$|\psi\rangle \propto |0, \vec{q}_s\rangle |0, \vec{q}_i\rangle + \alpha \int \int d\vec{q}_s d\vec{q}_i v(\vec{q}_{pi}) |1, \vec{q}_s\rangle |1, \vec{q}_i\rangle. \quad (1.8)$$

Após, algumas manipulações algébricas [151] obtem-se o seguinte resultado:

$$C_{i,s}(x_i, x_s, z) \propto \left| \int d\xi \int d\eta H(\xi, \eta) d\eta \right|^2, \quad (1.9)$$

onde

$$\begin{aligned} H(\xi, \eta, x_i, x_s) &= A_i(\xi) A_s(\eta) W \left( \frac{\xi + \eta}{2}; z_a \right) \\ &\times \exp \left[ \frac{ik}{4z_a} (\xi - \eta)^2 \right] \\ &\times \exp \left[ ik \frac{(x_i - \xi)^2 + (x_s - \eta)^2}{2(z - z_a)} \right], \end{aligned} \quad (1.10)$$

e  $A_i(\xi)A_s(\eta)$  são as funções de transferência óptica que representam as aberturas localizadas em *idler* e *signal*, respectivamente, e  $\xi, \eta$  são vetores do plano transverso das aberturas. A função

$$W \left( \frac{\xi + \eta}{2}; z_a \right) \quad (1.11)$$

representa o perfil do laser de bombeamento. Como se pode ver claramente, a correlação de quarta ordem é influenciada pelo perfil do laser. Substituindo os valores experimentais nas expressões teóricas, geramos as simulações mostradas nos gráficos 1.26 e 1.27.

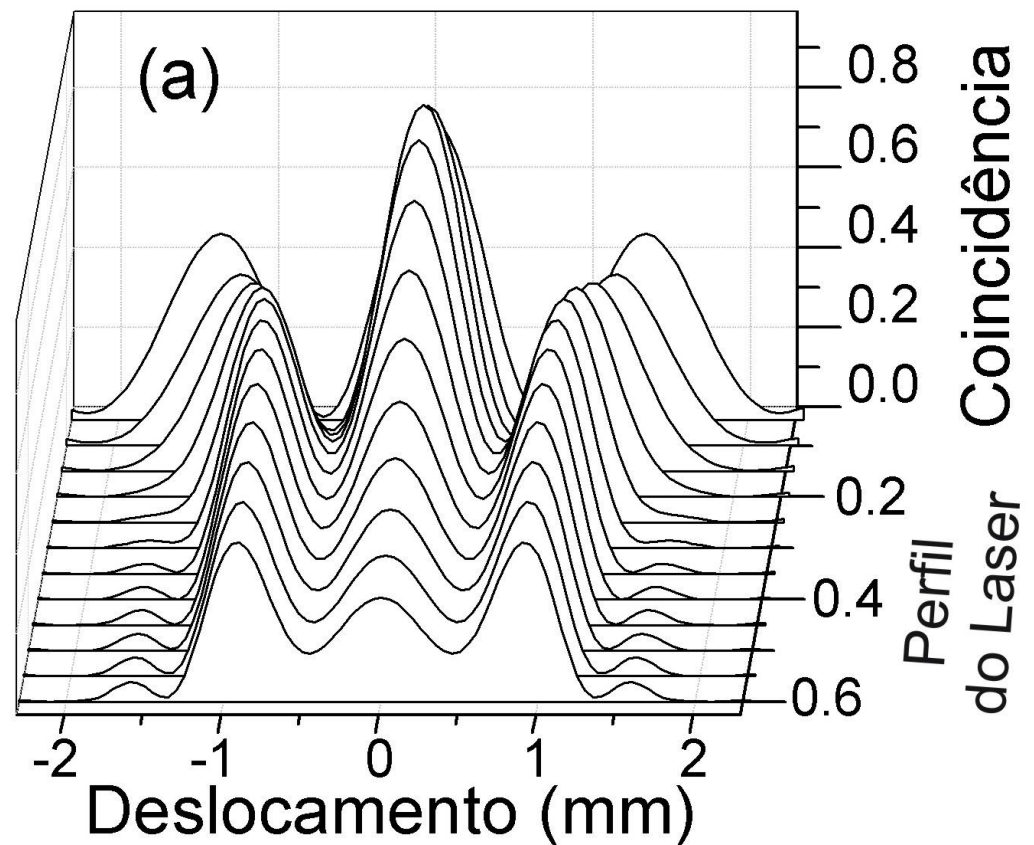


Figura 1.26: Simulação numérica da variação do perfil do feixe de bombeamento com o deslocamento do detector  $D_2$  enquanto o detector  $D_1$  permaneceu parado.

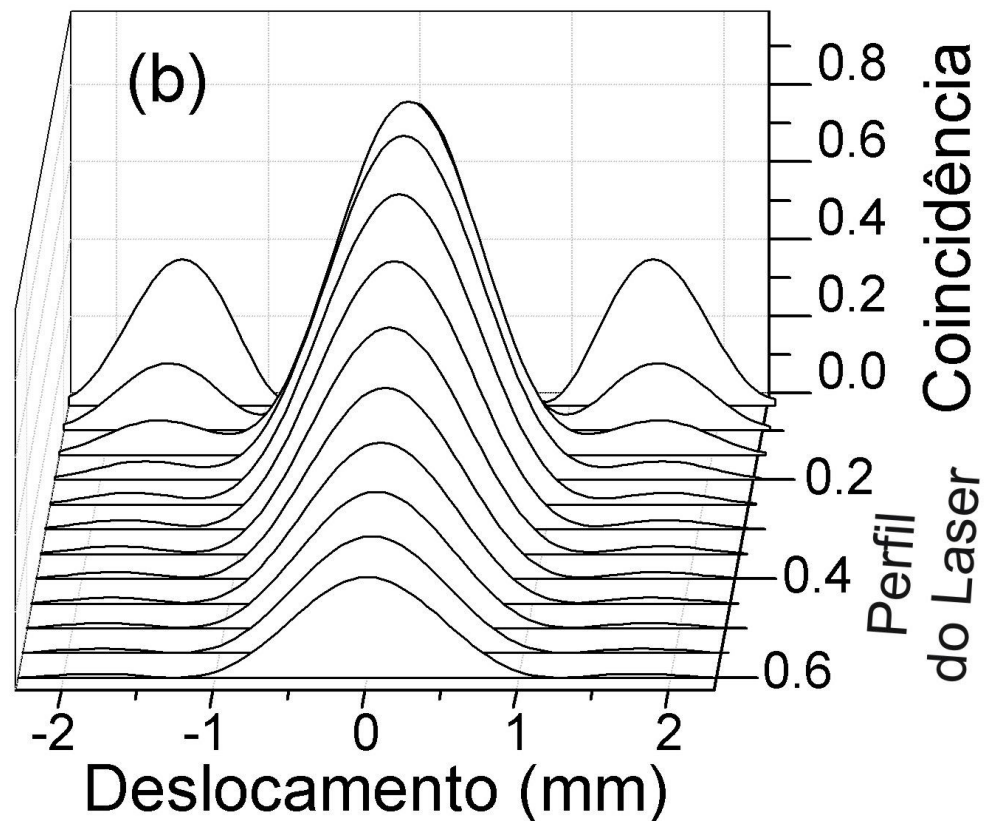


Figura 1.27: Simulação numérica da variação do perfil do feixe de bombeamento com o deslocamento do detector  $D_1$  enquanto o detector  $D_2$  permaneceu parado.

Os gráficos das figuras 1.26 e 1.27 mostram a influência da variação da largura do perfil do feixe de bombeamento sobre as correlações de quarta ordem, tanto na varredura do detector *signal* quanto no de *idler*. É possível observar que para o feixe de bombeamento focalizado no plano transversal onde estão localizadas as fendas, a varredura do detector *signal* e *idler* mostram o mesmo padrão. Entretanto para um perfil mais largo, as coincidências apresentam padrões de difração do objeto contido no feixe o qual foi realizada a varredura do detector. Uma nova simulação com as contagens em coincidência para um perfil de 5 mm foram realizadas. Os resultados estão mostrados na figura 1.28.

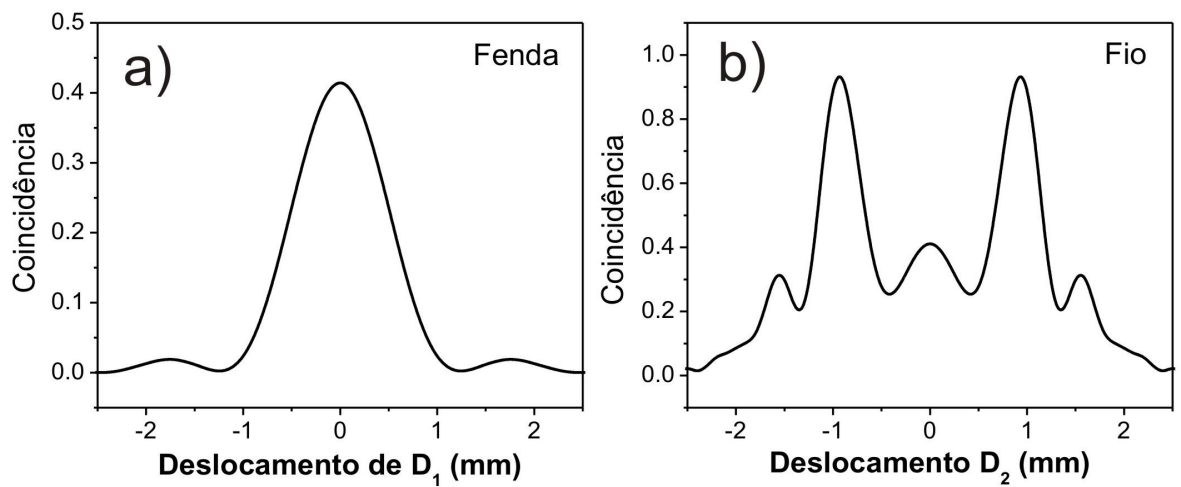


Figura 1.28: Simulação numérica das contagens em coincidência quando é realizado o deslocamento do a) detector  $D_1$  enquanto o detector  $D_2$  permaneceu parado, b) deslocamento do detector  $D_2$  enquanto o detector  $D_1$  permaneceu parado. O perfil do laser de bombeamento no plano transversal da fenda não local foi de  $5mm$ .

Devido à semelhança do padrão do gráfico da figura 1.28 ao padrão de difração produzido pela incidência de uma luz coerente em um fio, realizamos a medida de difração do mesmo detectando a luz espalhada a uma distância de  $70\text{ cm}$ . A medida é mostrada na figura 1.29.

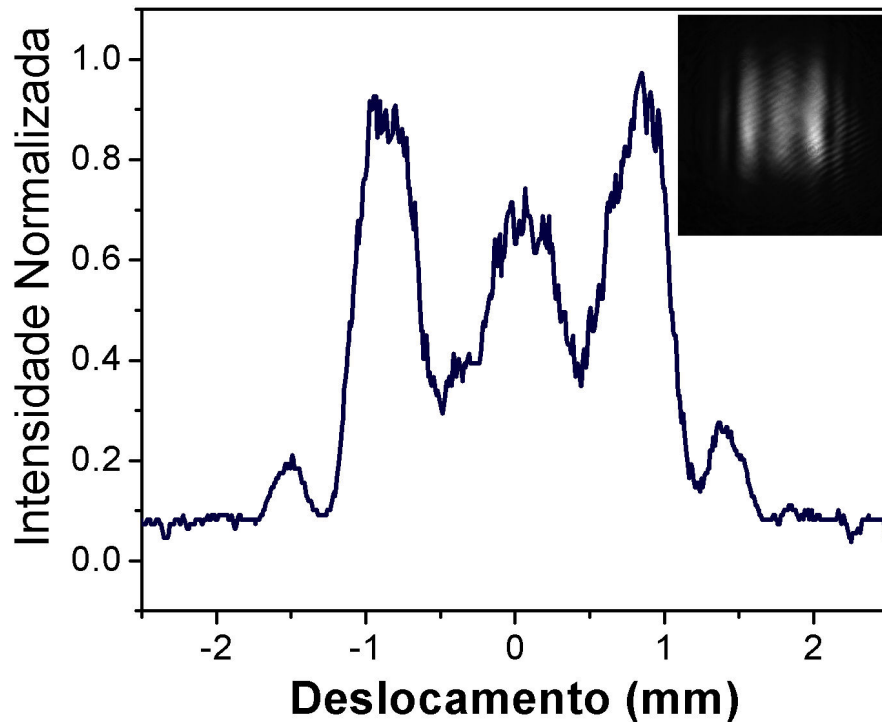


Figura 1.29: Gráfico do padrão de difração do fio.

Podemos notar que o padrão de interferência sofre mudanças à medida em que o perfil do laser de bombeamento se torna mais largo no plano da fenda. O efeito foi observado tanto experimentalmente quanto teoricamente, estando ambos em bom acordo.

### 1.4.2 Discussão.

Nossos resultados mostram uma perceptível redução do máximo central, que torna-se inferior aos máximos secundários, no padrão de interferência da fenda dupla distribuída medido em coincidência. Realizamos uma simulação numérica que comprova a existência deste fenômeno quando variamos a largura do feixe de bombeamento no plano das fendas. O resultados das simulações podem ser vistos nos gráficos 1.26 e 1.27. Como pode-se notar as simulações reproduzem o resultado experimental sem a utilização de nenhum

parâmetro de ajuste. Podemos ainda perceber que nos gráficos 1.26 e 1.27 quanto mais largo o perfil menor a visibilidade tem o padrão de interferência. E que para um limite onde o perfil é bastante largo, as correlações de quarta ordem apresentam um padrão que se assemelham às difrações de um fio, como mostrado na figura 1.29.

Uma explicação para este fenômeno pode ser dada em termos do teorema de van Cittert-Zernike. O teorema de van Cittert-Zernike faz uma relação entre a visibilidade das franjas de interferência e o tamanho e grau de coerência de uma fonte. Embora em nosso caso tenhamos uma fenda não local e um estado quântico da luz, podemos ver que existe uma relação entre o perfil espacial do laser e os padrões gerados nas correlações de quarta ordem. Este fenômeno ocorre devido à transferência do espectro angular do feixe de bombeamento para os fótons gêmeos. O que implica em que as propriedades da fonte de luz influenciam na formação dos padrões transversais mesmo que em quarta ordem e ainda com o uso de objetos não locais.

## 1.5 Conclusão.

As imagens e padrões de interferência utilizando fótons gêmeos chamaram a atenção por apresentarem a formação de padrões de interferência nas correlações de quarta ordem, embora em segunda ordem não apareçam padrões de interferência devido ao baixo grau de coerência. Assim neste capítulo revisamos diferentes efeitos transversais obtidos nas contagens em coincidência utilizando os fótons gêmeos como fonte de luz. Da análise dos vários experimentos apresentados, notamos que o conhecimento sobre o efeito do perfil do laser de bombeamento sobre os padrões de interferência de uma fenda não local não haviam sido exaustivamente estudados. Assim realizamos um experimento e comprovamos esta dependência. A explicação que apresentamos para o efeito faz referência ao conhecido teorema de van Cittert-Zernike que estabelece uma relação entre o tamanho da fonte e o grau de coerência da mesma. Isto sugere ser possível estender o teorema de van Cittert-

Zernike para correlações de quarta ordem no campo elétrico no caso de fótons gêmeos.

Embora a CPED emita feixes de luz com baixa coerência, a correlação de quarta ordem exhibe efeitos transversais até então observados com luz clássica coerente. Entretanto podemos nos perguntar se é possível com uma fonte de luz clássica produzir dois feixes incoerentes com vetores de onda correlacionados de forma a reproduzir estes efeitos transversais apresentados neste capítulo. No próximo capítulo abordaremos esta questão em mais detalhes.

## Capítulo 2

# Padrões de interferência de fenda dupla em correlações de quarta ordem utilizando luz clássica parcialmente coerente.

### 2.1 Introdução

No capítulo anterior fizemos uma revisão de alguns efeitos transversais nas correlações de quarta ordem com a utilização dos fótons gêmeos como fonte de luz. Apresentamos um resultado em que demonstramos a influência do perfil espacial do feixe de bombeamento sobre as franjas de interferência de uma fenda não local. Todavia, a existência na literatura de vários experimentos realizados demonstrando a existência de efeitos transversais com o uso de luz clássica incoerente [85, 86] para objetos locais, nos levou ao estudo da fenda distribuída utilizando luz clássica parcialmente coerente, ou seja, investigar a possibilidade da obtenção de padrões de interferência utilizando a fenda dupla distribuída iluminada por feixes de luz incoerente classicamente correlacionados em seus vetores de onda transversos.

Levando em consideração que os fótons gêmeos podem ser gerados com polarizações ortogonais, inicialmente realizamos um experimento investigando a influência da polarização dos feixes emitidos pela fonte de luz incoerente nas correlações de quarta ordem



para a fenda não local.

Uma outra característica observada na correlação de quarta ordem, utilizando fótons gêmeos como fonte de luz, foi a da condicionalidade, como visto no capítulo anterior. Isto nos levou a realizar uma investigação sobre esta propriedade utilizando uma fonte de luz parcialmente coerente correlacionada classicamente.

Os resultados destes experimentos serão descritos neste capítulo.

## **2.2 Experimentos de interferência de fenda dupla nas correlações de quarta ordem com luz clássica parcialmente coerente.**

Após a realização de experimentos mostrando a existência de padrões transversais nas correlações de quarta ordem com os fótons gêmeos, o questionamento sobre a necessidade de se usar uma luz quanticamente correlacionada teve sua contrapartida clássica apresentada em dois experimentos. Iremos descrever agora estes experimentos que reproduzem os efeitos de imagem e interferência fantasmas com luz clássica incoerente.

### **2.2.1 A imagem fantasma com luz clássica.**

A primeira evidência experimental de que os efeitos transversais observados com os fótons gêmeos poderiam ser reproduzidos utilizando feixes de luz correlacionados classicamente foi apresentado por R. S. Bennink *et al.* [85] em 2002. O arranjo experimental está ilustrado na figura 2.1.

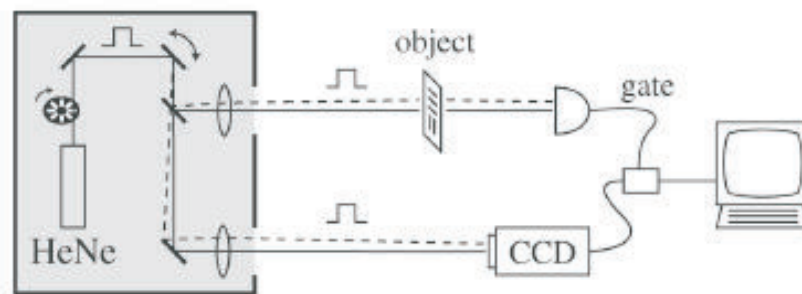


Figura 2.1: Arranjo experimental [85].

Neste experimento, a luz clássica correlacionada foi obtida por meio da passagem da luz do laser por uma hélice e um espelho que vibrava aleatoriamente. Em seguida a luz era dividida por um divisor de feixes. Cada feixe possuía uma distribuição aleatória nos vetores de ontra transversos entretanto correlacionados entre si. O experimento demonstrou que o sinal de um detector que captava a luz espalhada do feixe que iluminava o objeto era correlacionado com o da câmera CCD que coletava a luz proveniente do segundo feixe, o qual não interagiu com o objeto. Embora na detecção direta com a CCD não aparecesse o objeto, na correlação de quarta ordem a imagem do objeto era observada.



Figura 2.2: Detecção da imagem na correlação de intensidades [85].

Como visto na figura 2.2, a obtenção da imagem na correlação de intensidades, equivalente à contagem em coincidência [79, 80] foi obtida. Esse experimento demonstrou a

possibilidade da realização de um experimento de "imagem fantasma" com luz clássica, similar à primeira realização obtida com a luz quântica, apresentada no capítulo anterior.

### 2.2.2 A interferência fantasma com luz pseudotérmica.

Em 2005, F. Ferri *et al.* [86], utilizando um outro tipo de fonte de luz clássica pseudotérmica, realizaram o experimento de interferência fantasma. O arranjo experimental está descrito na figura 2.3.

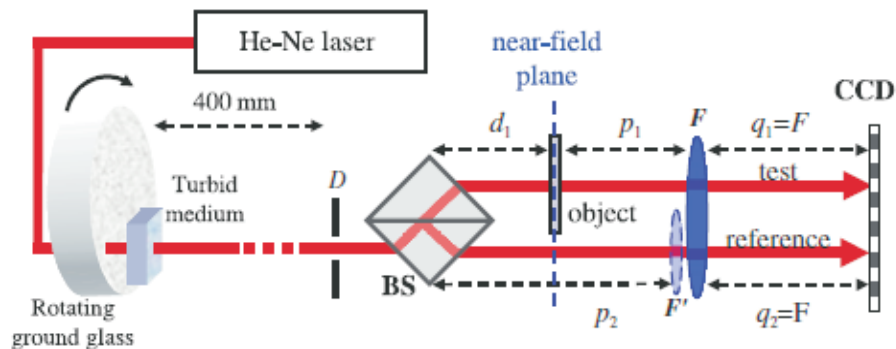


Figura 2.3: Arranjo Experimental [86]

A luz proveniente de um laser foi espalhada por um disco de vidro com ranhuras provocados por jatos de areia e uma solução com pequenas esferas a fim de reduzir drasticamente a coerência espacial da luz do laser. Como no experimento realizado por Strekalov *et al.*, o padrão de interferência da fenda dupla não pôde ser observado nas medidas de intensidade devido ao baixo comprimento de coerência transversal da fonte de luz pseudotérmica. Entretanto na correlação quarta ordem, realizada com as imagens da distribuição de intensidades dos dois feixes detectados pela câmera CCD, o padrão de fenda dupla pôde ser observado (Fig 2.4) de maneira similar a descrita na seção anterior.

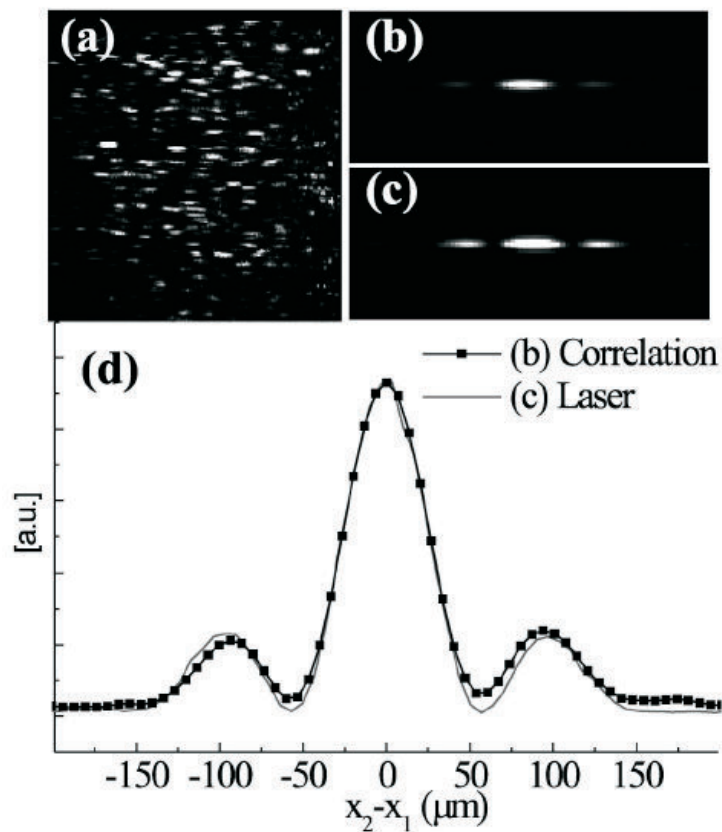


Figura 2.4: Padrão de interferência da fenda dupla na correlação de intensidades utilizando luz clássica pseudotérmica. (a) Detecção da distribuição de intensidades do feixe contendo a fenda dupla. (b) e (c) padrão de interferência na correlação de intensidades e (d) o padrão de interferência da mesma fenda iluminada pela luz de um laser [86]

Mais uma vez um efeito transversal obtido nas correlações de quarta ordem usando fótons gêmeos foi observado com uma luz clássica incoerente.

## 2.3 Padrões de interferência de quarta ordem com uso da fenda dupla não local.

Os experimentos de imagem e interferência, antes realizados com os fótons gêmeos da CPED, foram realizados utilizando fontes de luz classicamente correlacionadas demonstrando, portanto, que não era necessário a correlação quântica para se observar efeitos transversais nas correlações de quarta ordem. Partindo deste resultado, nos propusemos

a verificar se a fenda não local poderia apresentar padrões de interferência com o uso de luz classicamente correlacionada.

Nosso interesse nesta seção é abordar do ponto de vista teórico a formação do padrão de interferência na correlação de quatro campos da fenda dupla não local. Apresentaremos uma abordagem teórica para a formação de padrões de interferência usando uma luz classicamente correlacionada. Consideremos dois feixes produzidos por uma fonte de luz incoerente que iluminam duas aberturas, e se propagam no espaço livre até o limite de campo distante, conhecido como limite de Fraunhofer. Como é conhecido, este limite pode ser obtido facilmente no laboratório utilizando-se uma lente em um arranjo em que o objeto está em um foco e realizamos as medidas no outro foco da lente. O modelo para o experimento está esquematizado na figura 2.5.

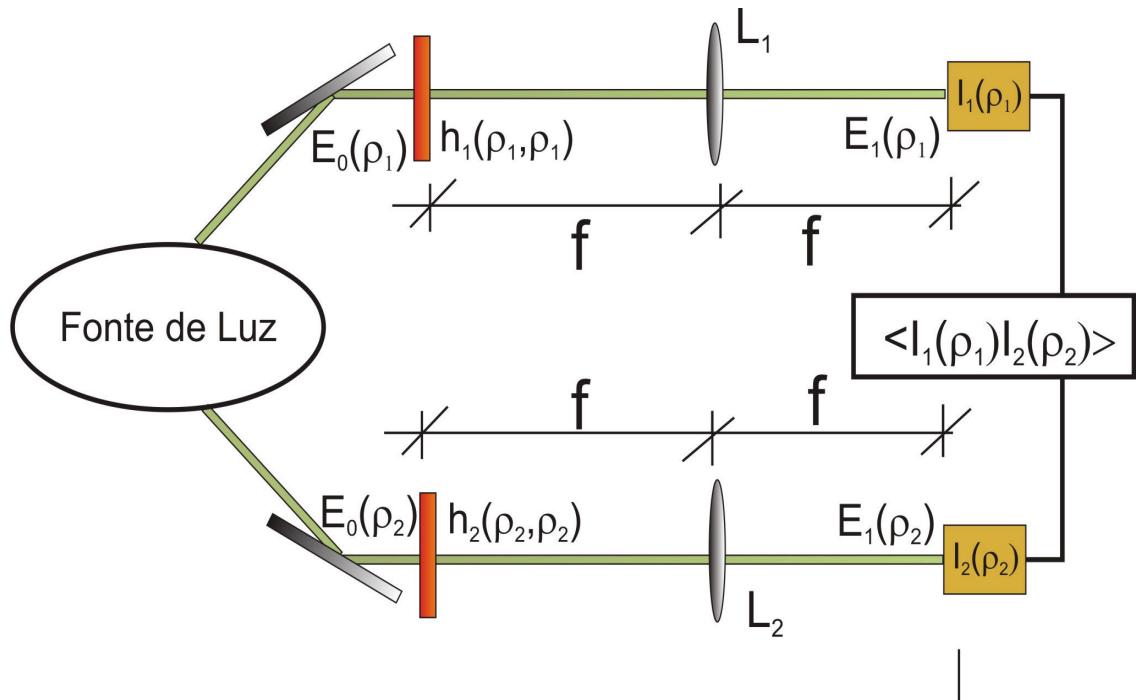


Figura 2.5: A figura descreve o campo  $E_0$  associado à onda eletromagnética que descreve o feixe de luz. O feixe é dividido por um divisor de feixes. Os feixes transmitidos ( $i$ ) e refletidos ( $s$ ), são redirecionados e atravessam duas aberturas diferentes, representadas por  $H_j$ ,  $j = i, s$ , se chegam aos detectores após propagarem até o limite de Fraunhofer ou passarem por uma lente de comprimento focal  $f$ . Após a detecção é realizada a correlação eletrônica entre as intensidades  $I_j$ .

Os campos  $E_0(\rho_j)$  são os campos elétrico dos feixes emitidos pela fonte de luz,  $h_j(\rho'_j, \rho_j)$  é a função que representa cada abertura, e  $j = i, s$  onde  $s$  é o feixe denominado por *signal* e  $i$  o feixe *idler*. Após transmitidos pelas aberturas os feixe propagam-se até o ponto de detecção. Para uma detecção associada a uma aproximação de Fraunhofer podemos utilizar uma lente em arranjo confocal entre as aberturas e os detectores ou admitir que os feixes se propagam no espaço livre por uma grande distância. O campo na posição do detector é dado por  $E_j(\rho_j)$ . Após a detecção, as intensidades  $I_j(\rho_j)$  serão correlacionadas eletronicamente. A partir dessa descrição do modelo iremos então calcular a função de correlação de quarta ordem, para a fenda dupla não local. Mas para isso iremos descrever antes como ocorrem os processos de transmissão da luz por cada elemento óptico descrito

no nosso modelo.

A passagem da luz por um meio pode ser descrita como uma convolução entre o campo elétrico da luz incidente e uma função impulso. A função impulso descreve a transmissão da luz por um elemento óptico. Assim o campo elétrico imediatamente após o elemento óptico é descrito pela convolução [131]

$$E_t(\rho) = \int E_i(\rho')h(\rho - \rho')dx', \quad (2.1)$$

onde  $E_i(\rho)$  é o campo elétrico incidente e  $h(\rho)$  é conhecida como *função impulso*. Se o campo incidente e a função impulso têm uma transformada de Fourier tal que

$$\tilde{E}_i(q) = \mathcal{F} \{E_i(\rho)\} \quad (2.2)$$

$$\tilde{H}(q) = \mathcal{F} \{h(\rho)\} \quad (2.3)$$

pelo teorema da convolução podemos reescrever o campo transmitido 2.1 no espaço dos vetores de onda transversos como

$$\tilde{E}_t(q) = \tilde{H}(q)\tilde{E}_i(q),$$

onde  $\tilde{H}(q)$  é conhecida com função de transferência.

Se no caminho do feixe é inserida uma abertura, lente ou um outro tipo de elemento óptico, é conveniente reescrever o campo elétrico transmitido em função do campo elétrico incidente para um aproximação paraxial. Para isso o campo elétrico que se propaga na direção  $z$  pode ser aproximado por

$$E(\vec{\rho}, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \tilde{E}(\vec{q}, z_0) e^{i(\vec{q} \cdot \vec{\rho} - z\sqrt{k^2 - q^2})} d\vec{q}, \quad (2.4)$$

A transmissão de um campo óptico por uma abertura localizada na posição  $z_a$  pode ser representado como

$$E_t(\vec{\rho}, z) = \lambda \int \tilde{E}_t(\vec{q}) \exp \left[ i \left( \vec{q} \cdot \vec{\rho} - (z - z_a) \sqrt{k^2 - q^2} \right) \right] d\vec{q}, \quad (2.5)$$

onde  $\lambda$  é uma constante arbitrária.  $\tilde{E}_t(\vec{q})$  então pode ser reescrito em função de uma convolução do campo incidente e a função impulso que representa a abertura, mas agora no espaço dos momentos

$$\tilde{E}_t(\vec{q}) = \int \tilde{E}_i(\vec{q}') h(\vec{q} - \vec{q}') d\vec{q}' \quad (2.6)$$

assim,

$$E_t(\vec{\rho}, z) = \lambda \int \int \tilde{E}_i(\vec{q}) h(\vec{q} - \vec{q}') \exp \left[ i \left( \vec{q} \cdot \vec{\rho} - (z - z_a) \sqrt{k^2 - q^2} \right) \right] d\vec{q} d\vec{q}' \quad (2.7)$$

com  $\tilde{E}_t(\vec{q})$  sendo o campo transmitido e  $\tilde{E}_i(\vec{q})$  o campo incidente.

Se for admitido que o campo a uma distância  $z$  é dado por:

$$\tilde{E}(\vec{q}, z) = \tilde{E}(\vec{q}, z_0) \exp [\pm i (k_z z)] \quad (2.8)$$

então,

$$\tilde{E}(\vec{q}', z_a) = \tilde{E}(\vec{q}', z_0) \exp \left[ -i \left( z_a \sqrt{k^2 - q'^2} \right) \right]. \quad (2.9)$$

Com isso o campo transmitido, na aproximação paraxial, será,

$$\begin{aligned} E_t(\vec{\rho}, z) &= \text{const} \int \int \tilde{E}_i(\vec{q}', z_0) h(\vec{q} - \vec{q}') \\ &\times \exp \left[ i \left( \vec{q} \cdot \vec{\rho} - (z - z_a) \frac{q^2}{2k} - z_a \frac{q'^2}{2k} \right) \right] d\vec{q} d\vec{q}' \end{aligned} \quad (2.10)$$

Utilizando o resultado da equação 2.10 para o campo elétrico transmitido por uma abertura, podemos escrever a correlação de quarta ordem que será dada por

$$\begin{aligned} G^{(2)}(\rho_i, \rho_s) &= \langle I_i(\rho_i) I_s(\rho_s) \rangle \\ &= \langle E_i^*(\rho_i) E_s^*(\rho_s) E_i(\rho_i) E_s(\rho_s) \rangle \end{aligned} \quad (2.11)$$



Inserindo a equação 2.10 na equação anterior temos como resultado

$$G^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = \quad (2.12)$$

$$\langle \left| \iint dq_i dq'_i \tilde{E}(q'_i, z_0) h(q_i - q'_i) \exp i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - za_i) - \frac{q_i'^2}{2k} (za_i - z_0) \right] \right|^* \right. \\ \left. \iint dq_i dq'_i \tilde{E}(q'_i, z_0) h(q_i - q'_i) \exp i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - za_i) - \frac{q_i'^2}{2k} (za_i - z_0) \right] \right. \\ \left. \left| \iint dq_s dq'_s \tilde{E}(q'_s, z_0) h(q_s - q'_s) \exp i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - za_s) - \frac{q_s'^2}{2k} (za_s - z_0) \right] \right|^* \right. \\ \left. \iint dq_s dq'_s \tilde{E}(q'_s, z_0) h(q_s - q'_s) \exp i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - za_s) - \frac{q_s'^2}{2k} (za_s - z_0) \right] \right\rangle$$

A equação 2.12 pode ainda ser reescrita de modo que a correlação de intensidade na posição dos detectores está em função das correlações iniciais entre os campos, ou seja,

$$G^2(\rho_i, \rho_s) = \quad (2.13)$$

$$\left| \iint dq_i dq'_i \tilde{E}(q'_i, z_0) h(q_i - q'_i) \exp \left[ i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - za_i) - \frac{q_i'^2}{2k} (za_i - z_0) \right] \right] \right|^* \\ \iint dq_i dq'_i \tilde{E}(q'_i, z_0) h(q_i - q'_i) \exp \left[ i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - za_i) - \frac{q_i'^2}{2k} (za_i - z_0) \right] \right] \\ \left| \iint dq_s dq'_s \tilde{E}(q'_s, z_0) h(q_s - q'_s) \exp \left[ i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - za_s) - \frac{q_s'^2}{2k} (za_s - z_0) \right] \right] \right|^* \\ \iint dq_s dq'_s \tilde{E}(q'_s, z_0) h(q_s - q'_s) \exp \left[ i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - za_s) - \frac{q_s'^2}{2k} (za_s - z_0) \right] \right] \\ \langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_i, z_0) \tilde{E}^*(\vec{q}'_s, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \rangle$$

Note que a função de correlação  $\langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_i, z_0) \tilde{E}^*(\vec{q}'_s, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \rangle$  contém a informação sobre as propriedades de correlação da fonte de luz. Assim, dada as propriedades de correlação da fonte de luz poderemos calcular a correlação entre os campos espalhados pelos objetos.

Como estamos particularmente interessados na utilização da luz térmica como fonte de luz, a função de correlação de quarta ordem  $\langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_i, z_0) \tilde{E}^*(\vec{q}'_s, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \rangle$  pode

ser escrita como [132]

$$\begin{aligned} \left\langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_i, z_0) \tilde{E}^*(\vec{q}'_s, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \right\rangle &= \left\langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_i, z_0) \right\rangle \left\langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_s, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \right\rangle \\ &+ \left\langle \tilde{E}(q'_i, z_0) \tilde{E}^*(\vec{q}'_s, z_0) \right\rangle \left\langle \tilde{E}^*(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \right\rangle \end{aligned} \quad (2.14)$$

As funções de correlação de quarta ordem podem ainda ser escritas sob a forma

$$\begin{aligned} \left\langle \tilde{E}(\vec{q}'_i, z_0) \tilde{E}(q'_i, z_0) \tilde{E}(\vec{q}'_s, z_0) \tilde{E}(q'_s, z_0) \right\rangle &= S(q_i) S(q_s) \times \\ &[\delta(\vec{q}'_i - q'_i) \delta(\vec{q}'_s - q'_s) + \delta(\vec{q}'_i - q'_s) \delta(\vec{q}'_s - q'_i)] \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde transformada de Fourier do campo incidente  $\tilde{E}(\vec{q}'_i, z_0)$  será escrita como  $S(q_i)$ . Esta notação, mais geralmente usada, é chamada *densidade espectral* do campo. Podemos notar que o lado direito da equação 2.15 é formado pela soma de dois termos. O termo  $S(q_i) S(q_s) [\delta(\vec{q}'_i - q'_i) \delta(\vec{q}'_s - q'_s)]$  representa as autocorrelações de cada feixe, o que nos fornece as informações sobre as intensidades dos feixes. O segundo termo

$$S(q_i) S(q_s) [\delta(\vec{q}'_i - q'_s) \delta(\vec{q}'_s - q'_i)]$$

são as correlações cruzadas entre os campos elétricos de cada um dos feixes. Como estamos tratando de uma luz incoerente, as medidas das intensidades da luz espalhada pelos objetos não apresentam padrões transversais, o que nos remete ao interesse pelo segundo termo da equação que poderemos escrever como

$$\tilde{\Gamma}^2(q'_i, q'_s) = S(q'_i) S(q'_s) [\delta(\vec{q}'_i - q'_s) \delta(\vec{q}'_s - q'_i)]. \quad (2.16)$$

de modo que a correlação total será dada por

$$\langle I(\rho_i) I(\rho_s) \rangle = G^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = \langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle + \Gamma^2(\rho_i, \rho_s) \quad (2.17)$$

na qual o *grau de coerência conjunto* é dado por

$$\Gamma^2(\rho_i, \rho_s) = \mathcal{F} \left\{ \tilde{\Gamma}^2(q_i, q_s) \right\} \quad (2.18)$$

onde  $\mathcal{F}$  representa a transformada de Fourier da coerência espectral  $\tilde{\Gamma}^{(2)}(q_i, q_s)$ .

Utilizando o resultado da equação 2.15 na equação 2.13 podemos escrever

$$\begin{aligned} \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = & \left| \iint dq_i dq'_i h(q_i - q'_i) \exp \left[ i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - z_{ai}) - \frac{q_i'^2}{2k} (z_{ai} - z_0) \right] \right] \right|^2 \\ & \iint dq_i dq'_i h(q_i - q'_i) \exp \left[ i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - z_{ai}) - \frac{q_i'^2}{2k} (z_{ai} - z_0) \right] \right] \\ & \left| \iint dq_s dq'_s h(q_s - q'_s) \exp \left[ i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - z_{as}) - \frac{q_s'^2}{2k} (z_{as} - z_0) \right] \right] \right|^2 \\ & \iint dq_s dq'_s h(q_s - q'_s) \exp \left[ i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - z_{as}) - \frac{q_s'^2}{2k} (z_{as} - z_0) \right] \right] \\ & S(q'_i) S(q'_s) [\delta(\bar{q}'_i - q'_i) \delta(\bar{q}'_s - q'_i)]. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Solucionando algumas das integrais, a correlação de quarta ordem assume a forma:

$$\begin{aligned} \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = & \int dq'_i \int dq'_s S(q'_i) S(q'_s) \\ & \int d\bar{q}_i h(\bar{q}_i - q'_i) \exp \left[ -i \left[ \bar{q}_i \bar{\rho}_i - \frac{\bar{q}_i^2}{2k} (z - z_{ai}) \right] \right] \\ & \int dq_i h(q_i - q'_i) \exp \left[ i \left[ q_i \rho_i - \frac{q_i^2}{2k} (z - z_{ai}) \right] \right] \\ & \int d\bar{q}_s h(\bar{q}_s - q'_s) \exp \left[ -i \left[ \bar{q}_s \bar{\rho}_s - \frac{\bar{q}_s^2}{2k} (z - z_{as}) \right] \right] \\ & \int dq_s h(q_s - q'_s) \exp \left[ i \left[ q_s \rho_s - \frac{q_s^2}{2k} (z - z_{as}) \right] \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

Agora partiremos para resolver as integrais do tipo

$$I = \int dq_j h(q_j - q'_j) \exp i \left[ q_j \rho_j - \frac{q_j^2}{2k} (z - z_{aj}) \right] \quad (2.21)$$

Se considerarmos a integral como uma convolução, poderemos então dizer que

$$I = A * B \quad (2.22)$$

de forma que

$$\begin{aligned}
 A &= \int dq_j h(q_j - q'_j) \exp i [q_j \rho_j] \\
 &= \int dQ_j h(Q) \exp i [[(Q - q'_j) \rho_j]] \\
 &= H(\rho_j) \exp [-i [q'_j \rho_j]]
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

e

$$\begin{aligned}
 B &= \int dq_j \exp i \left[ q_j \rho_j - \frac{q_j^2}{2k} (z - z_{aj}) \right] \\
 &= c \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{aj})} \rho_j^2 \right] \right].
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Convolvindo A e B teremos

$$I = c \int d\xi A(\xi) \exp -i [q'_1 \xi] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{aj})} (\rho_j - \xi)^2 \right] \right] \tag{2.25}$$

assim a equação 2.20 torna-se,

$$\begin{aligned}
 \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) &= \int dq'_i \int dq'_s S(q'_s) S(q'_i) \\
 &\int d\bar{\xi} H(\bar{\xi}) \exp i [q_i \bar{\xi}] \exp \left[ i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\bar{\rho}_s - \bar{\xi})^2 \right] \right] \\
 &\int d\xi H(\xi) \exp -i [q'_i \xi] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\rho_s - \xi)^2 \right] \right] \\
 &\int d\bar{\eta} H(\bar{\eta}) \exp i [q'_s \bar{\eta}] \exp i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\bar{\rho}_s - \bar{\eta})^2 \right] \\
 &\int d\eta H(\eta) \exp -i [q'_s \eta] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\rho_s - \eta)^2 \right] \right]
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

Podemos rearranjar a equação anterior novamente de forma que os termos em  $\int dq'_i \int dq'_s$  possam ser integrados, assim

$$\begin{aligned}
 \Gamma^2(\rho_i, \rho_s) = & \int d\bar{\xi} H(\bar{\xi}) \exp \left[ i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\bar{\rho}_i - \bar{\xi})^2 \right] \right] \\
 & \int d\xi H(\xi) \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\rho_i - \xi)^2 \right] \right] \\
 & \int d\bar{\eta} H(\bar{\eta}) \exp \left[ i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\bar{\rho}_s - \bar{\eta})^2 \right] \right] \\
 & \int d\eta H(\eta) \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\rho_s - \eta)^2 \right] \right] \\
 & \int dq'_i S(q'_i) \exp -i [q'_i \xi] \exp i [q'_i \bar{\eta}] \int dq'_s S(q'_s) \exp -i [q'_s \bar{\xi}] \exp i [q'_s \eta]
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

onde

$$\int dq'_i S(q'_i) \exp -i [q'_i (\xi - \bar{\eta})] \int dq'_s S(q'_s) \exp i [q'_s (\bar{\xi} - \eta)] = \tag{2.28}$$

$$= W(\xi - \bar{\eta}) W(\bar{\xi} - \eta) = W^2(\xi - \bar{\eta}) \tag{2.29}$$

A transformada inversa do espectro angular será novamente um perfil de um feixe, mas agora nas variáveis  $\xi$  e  $\eta$  que são variáveis no espaço euclidiano na posição  $za$ . Assim

$$\begin{aligned}
 \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = & \int d\bar{\xi} H_i(\bar{\xi}) \exp i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\bar{\rho}_i - \bar{\xi})^2 \right] \\
 & \int d\xi H_i(\xi) \exp -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\rho_i - \xi)^2 \right] \\
 & \int d\bar{\eta} H_s(\bar{\eta}) \exp i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\bar{\rho}_s - \bar{\eta})^2 \right] \\
 & \int d\eta H_s(\eta) \exp -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\rho_s - \eta)^2 \right] \\
 & W^2(\xi - \bar{\eta})
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

e portanto

$$\Gamma^2(\rho_i, \rho_s) = |\Theta(\xi, \eta)|^2 \tag{2.31}$$

onde

$$\begin{aligned}
 \Theta(\xi, \eta) = & \int d\eta \int d\xi H_2(\eta) H_1(\xi) W(\xi - \eta) \times \\
 & \times \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{ai})} (\rho_i - \xi)^2 \right] \right] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2(z - z_{as})} (\rho_s - \eta)^2 \right] \right]
 \end{aligned}$$

A equação 2.31 representa o valor da função de correlação de quarta ordem no plano de detecção. A função  $W(\xi - \eta)$  representa a função de coerência mútua entre os feixes incidentes nas aberturas  $H_2(\eta)H_1(\xi)$ . Podemos notar que a correlação entre os dois feixes está em função das variáveis espaciais  $\xi$  e  $\eta$  que são os vetores que descrevem a função das aberturas. Percebe-se também que para as fendas duplas local ou distribuída os produtos das funções  $H_2(\eta)H_1(\xi)$  produzirão a mesma função de correlação  $\Gamma^2(\rho_i, \rho_s)$ . Este fato mostra que os padrões de interferência de uma fenda distribuída com dimensões iguais às da fenda dupla local produzirão os mesmos períodos de oscilação para as franjas de interferência.

**Aproximação para uma luz completamente incoerente.**

Para uma luz clássica incoerente já vimos que a correlação de quatro campos é descrita como

$$G^2(\rho_i, \rho_s) = \langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle + \Gamma^2(\rho_i, \rho_s) \tag{2.32}$$

onde  $\Gamma^2(\rho_i, \rho_s)$  é o termo de interferência, que é acompanhado por um termo de *background*  $\langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle$ . A existência deste termo nos leva a perceber que os fenômenos de interferência nas correlações de quarta ordem para luz incoerente não apresentarão completa ausência de luz na interferência destrutiva.

Se admitirmos que a luz clássica seja delta-correlacionada no espaço, o que implica uma total incoerência espacial, de maneira que

$$W(\xi - \eta) \propto \delta(\xi + \eta). \tag{2.33}$$

na situação em que  $(z - z_a) = 2f$  onde  $f$  é o foco de uma lente com função de transferência óptica então,

$$H(\rho) = \exp \left[ -i \frac{k}{2f} \rho^2 \right]. \tag{2.34}$$

Então

$$\begin{aligned}
 \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) &= \\
 & \left| \int d\eta \int d\xi H_s(\eta) H_i(\xi) \delta(\xi + \eta) \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{4f} (\rho_i - \xi)^2 \right] \right] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{4f} (\rho_s - \eta)^2 \right] \right] \right|^2 \\
 &= \left| \int d\eta H_s(\eta) H_i(-\eta) \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{4f} (\rho_i + \eta)^2 \right] \right] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{4f} (\rho_s - \eta)^2 \right] \right] \right|^2 \quad (2.35) \\
 &= \left| \int d\eta H_s(\eta) H_1(-\eta) \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{4f} (\rho_i^2 + \rho_i \eta + \eta^2) \right] \right] \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{4f} (\rho_s^2 - \rho_s \eta + \eta^2) \right] \right] \right|^2 \\
 &= \left| \exp \left[ -i \frac{k}{4f} (\rho_i^2 + \rho_s^2) \right] \int d\eta H_s(\eta) H_i(-\eta) \exp \left[ -i \frac{k}{4f} (\rho_i - \rho_s) \eta \right] \exp \left[ -i \frac{k}{2f} (\eta^2) \right] \right|^2
 \end{aligned}$$

onde

$$\Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = \left| \mathcal{F} \left\{ \int d\eta H_s(\eta) H_i(-\eta) \exp \left[ -i \left[ \frac{k}{2f} (\eta^2) \right] \right] \right\} \right|^2. \quad (2.36)$$

Note que na equação 2.33 o sinal é negativo mas por uma questão simples de simetria. A correlação entre os vetores de onda é realizada utilizando um divisor de feixes, assim os vetores de onda dos feixes na saída do divisor possuem sinais opostos. Usando o resultado da equação 2.36 pudemos, através de uma simulação numérica, verificar a existência de um padrão de interferência característico de uma fenda dupla.

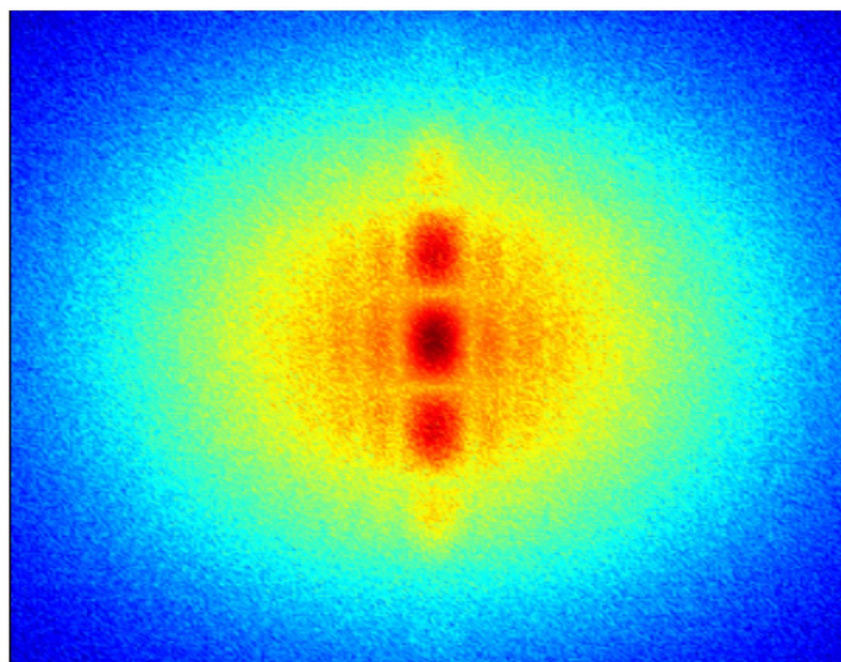
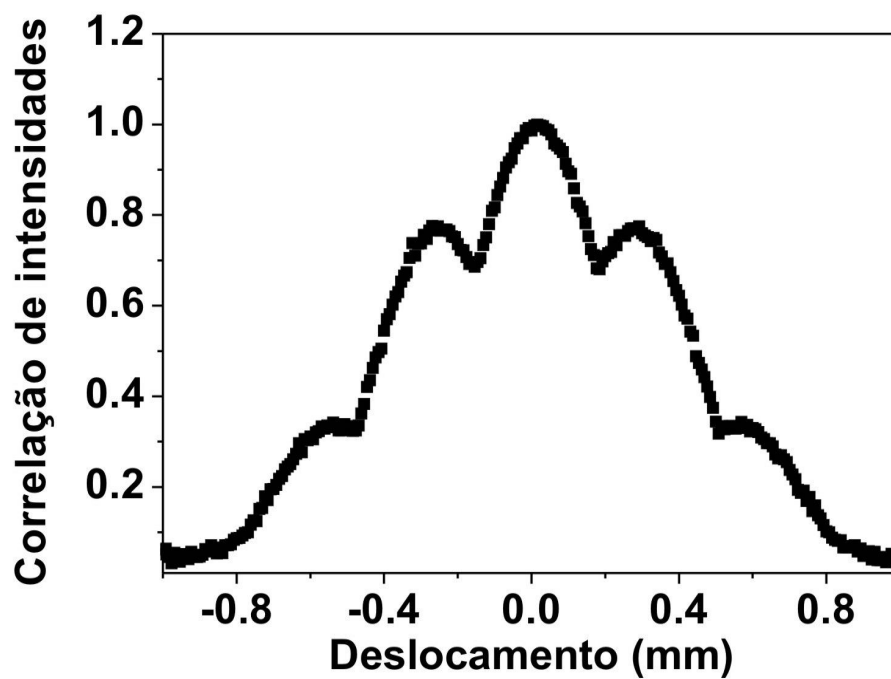


Figura 2.6: Simulação numérica para as correlações de quarta ordem utilizando uma fenda dupla do tipo não local com luz incoerente. A fenda simples tem uma abertura de  $0.4 \text{ mm}$  e o fio um diâmetro de  $0.2 \text{ mm}$ . O comprimento focal é  $190 \text{ mm}$  e o comprimento de onda de  $514 \text{ nm}$ .

O gráfico obtido na simulação mostra claramente a existência de um padrão de in-



terferência que corresponde ao observado em um experimento de fenda dupla de Young. A semelhança entre a fenda dupla não local e a local pode ser atribuída ao simples fato de que a multiplicação das funções de transferência óptica  $H_s(\eta)$  e  $H_i(-\eta)$  associadas às partes que compõem a fenda podem tem como resultado uma função que descreve uma dupla fenda.

## **2.4 O experimento clássico da fenda dupla não local utilizando a luz pseudotérmica.**

A fim de verificar nosso modelo teórico para o problema em questão, realizamos o experimento da fenda dupla não local utilizando uma fonte de luz que possui correlações clássicas em quarta ordem.

### **2.4.1 Arranjo experimental**

O arranjo experimental foi montado descrito na parte (b) da figura 2.7 foi utilizado na maior parte dos experimentos descritos nesta tese. Assim sempre nos reportaremos a este arranjo como uma base para todos os outros. A parte (a) da figura mostra um esboço da fenda não local e do interferômetro HBT. Note que a mudança realizada é basicamente a fonte de luz que passa a ser uma fonte clássica incoerente e o sistema de detecção e correlação. Aqui a correlação eletrônica nas intensidades da imagem adquirida pela câmera CCD substitui o método de contagens em coincidência utilizado no regime de contagem de fótons descrito no capítulo anterior.

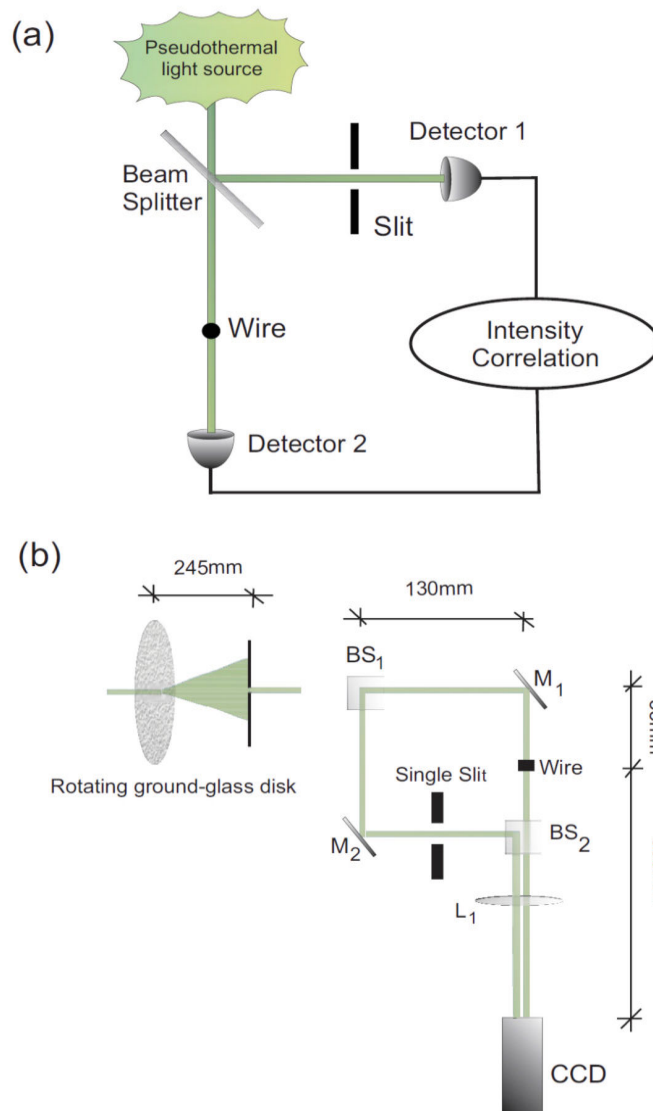


Figura 2.7: Versão clássica do experimento da fenda dupla não local utilizando luz pseudotérmica. (a) Diagrama do experimento (b) a correlação de intensidade é realizada em apenas uma CCD com os feixes incidindo paralelamente [99].

O esquema consistiu na utilização de um laser de argônio da Coherent operando no comprimento de onda de  $514 \text{ nm}$  em modo CW. A luz pseudotérmica foi gerada pelo disco de vidro jateado em uma incidência normal do laser a uma distância de  $58,5 \text{ mm}$  do centro. O disco foi rotacionado por um motor de disco rígido de computador. Depois de espalhada, a luz passou por uma íris de  $2,5 \text{ mm}$  de abertura. Essa é a fonte de luz

*pseudotérmica* também conhecida por *lâmpada de Martienssen*, apresentada pela primeira vez por W. Martienssen e E. Spiller em 1964 [140]. Em 1965, F. T. Arecchi [141] mostrou que para este tipo de fonte, que tem características similares à luz térmica, o tempo de coerência depende da velocidade de giro do motor. Em nosso caso o tempo de coerência era de aproximadamente  $170 \mu s$ , e a área de coerência é da ordem área dos picos de intensidade observados após a transmissão da luz pelo disco e depende das ranhuras feitas no disco de vidro.

O restante do aparato experimental existente após a fonte de luz é composto por um divisor de feixe  $BS_1$  que divide o feixe de luz incidente em dois outros feixes idênticos, que por meio dos espelhos  $M_1$  e  $M_2$ , distantes  $130 \text{ mm}$  de  $BS_1$  (50/50%), guiam os feixes que incidem em objetos no seu caminho. Aqui utilizamos como objetos uma fenda simples de abertura  $0.4 \text{ mm}$  e um fio de  $0.2 \text{ mm}$  de diâmetro, que distam  $55 \text{ mm}$  do  $M_1$  e  $M_2$ . Os feixes que atravessam os objetos são inseridos em um segundo divisor de feixes que os faz seguirem paralelos em direção a uma câmera CCD distante  $445 \text{ mm}$ . Uma lente de comprimento focal  $190 \text{ mm}$  é colocada  $95 \text{ mm}$  após  $BS_2$  (50/50%) com a finalidade de colimar os feixes para que incidam na região de detecção da câmera CCD.

A câmera CCD utilizada foi uma COHU modelo 4912 de silício que tem sua melhor resposta espectral na região do visível, entre  $450 \text{ nm}$  e  $550 \text{ nm}$ . A câmera possui 768 elementos ativos horizontais(H) e 494 verticais(V) que correspondem a uma área de  $6,4 \text{ mm(H)} \times 4,8 \text{ mm(V)}$  e elementos de  $8,4 \mu m(H) \times 9,8 \mu m(V)$ . A sensibilidade da placa CCD pode chegar a  $0,0004 \text{ lux}$ . Exposições de  $1/15000 \text{ s}$ . foram utilizadas. O tempo de integração da CCD é muito curto comparado com o tempo de coerência da fonte de luz pseudotérmica. A saída de vídeo, após a conversão para o padrão de vídeo RS-170, é através de um conector BNC com  $75 \Omega$  de impedância, com tensão de  $1 \text{ Vp-p}$ . A relação sinal ruído da CCD é melhor que  $56 \text{ dB}$ , no entanto esta relação é deteriorada na conversão do sinal da CCD para sinal de vídeo e posterior conversão para sinal digital no

computador. A CCD é conectada a um computador tipo PC por um cabo coaxial de 75  $\Omega$ . A conversão analógica/digital no PC é realizada por uma placa conversora da *National Instruments* modelo IMAQ PCI-1408 que suporta uma captura monocromática máxima de 1024 x 1024 pixels e 8 bits, também com conector tipo BNC na entrada. Foi utilizado como software de controle da placa de aquisição, o pacote de software para aquisição de imagens NI-IMAQ, e, para processamento de imagens o *Vision*, ambos rodando no ambiente LabView 6.1. Foi desenvolvida uma VI (*Virtual Instrument*) que permite a captação e armazenamento da imagem como um arquivo de dados em ASCII no disco rígido. Estes equipamentos foram os utilizados em todos os outros experimentos que utilizaram as correlações de intensidades durante esta tese.

A correlação é feita utilizando a matriz 640 x 480 gerada pela CCD. A partir da imagem desta matriz, são retiradas duas matrizes contendo as imagens com os dados dos dois feixes. As duas novas matrizes têm tamanhos de 150 x 150 pixels cada uma. Essas matrizes de intensidades são correlacionadas por outro software, o MatLab 7.0. Para a correlação foi desenvolvido um programa a partir de algoritmo para a correlação de matrizes da biblioteca do MatLab. Como saída, o programa fornece uma matriz, também de 150 x 150 pixels, na qual cada elemento de matriz é portanto, o resultado de uma correlação pixel a pixel dado pela equação abaixo

$$Corr(y, y')_j = \sum_{k=0}^{N-1} y_{j+k} y'_k \quad (2.37)$$

Este método de detecção bastante criativo foi desenvolvido recentemente [86] e tem uma grande vantagem em relação aos métodos mais convencionais [107, 139]. Neste caso, não é preciso estágios de translação no detector e com isso uma automação ou uma intervenção externa para manuseio dos processos de medidas, agilizando a aquisição dos dados. Isso é notório se observarmos o exemplo no gráfico 3D com o plano  $xy$  perpendicular à direção de propagação do feixe e a coordenada  $z$  como intensidade como mostrado na

figura 2.8. A figura é o resultado de um teste de detecção do campo próximo de um fio iluminado por um feixe de luz incoerente.

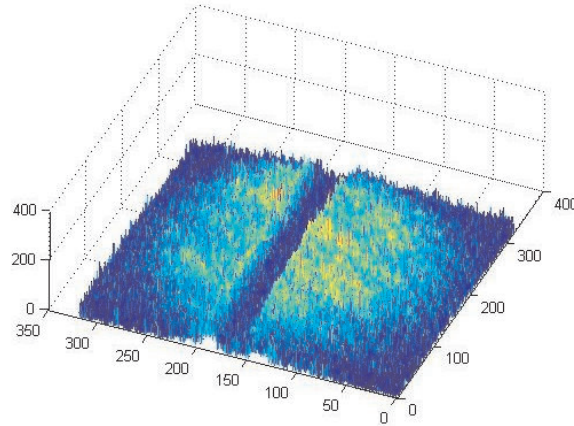


Figura 2.8: Gráfico 3D da distribuição de intensidades da luz incoerente passando por um fio.

## 2.4.2 Resultados

### O interferômetro HBT.

Realizamos primeiramente a detecção com os feixes sem a inserção de quaisquer objetos em seus caminhos. O resultado de uma única imagem adquirida pela câmera CCD é mostrada na figura 2.9. Este tipo de arranjo é o conhecido interferômetro HBT.

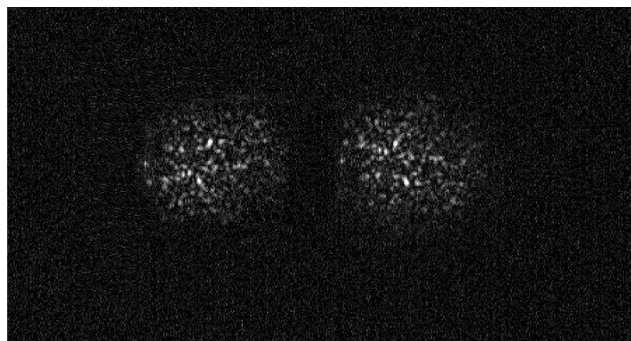


Figura 2.9: Imagens adquiridas pela câmera CCD (6,4mm x 4,8mm). Feixes de luz produzidos pela fonte de luz pseudo térmica.

A partir dos dados coletados pela detecção das intensidades dos feixes, realizamos as correlações de quarta ordem entre os dois feixes de luz incoerente. Como resultado obtivemos o gráfico mostrado na figura 2.10.

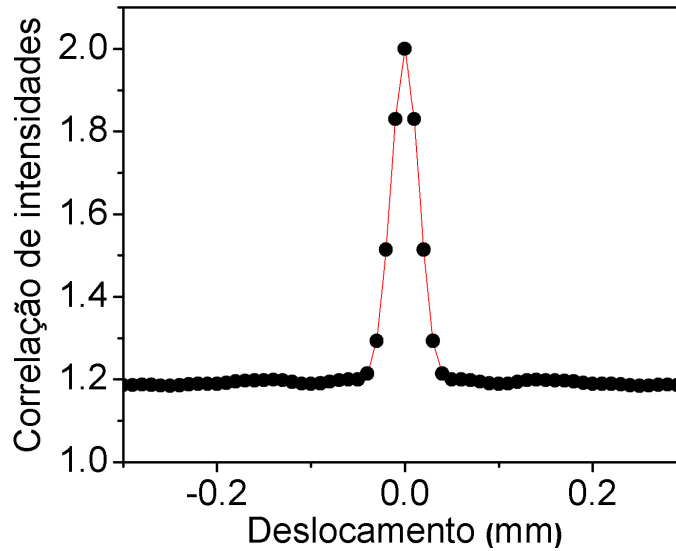


Figura 2.10: Grau de coerência de quarta ordem do interferômetro HBT *versus* a varredura realizada no feixe *signal*.

Este resultado, que representa o grau de coerência de segunda ordem  $\Gamma^{(2)}$ , mostra o comportamento de uma correlação existente entre as intensidades dos feixes de luz incoerente advindos do divisor de feixes.

### Fenda dupla local

A primeira medida que realizamos foi utilizando a fenda dupla de Young, ou seja, o fio está localizado exatamente centro da fenda simples de tal modo que ele compõe a fenda dupla do tipo Young usual. Isso implica que temos um feixe de luz incoerente passando pela fenda dupla e o outro feixe está propagando livremente. O feixe que contém o objeto será chamado de *feixe de teste* e o feixe que propaga livremente de *feixe de referência*. A

figura 2.11 mostra a imagem obtida com esta configuração para a fenda dupla.

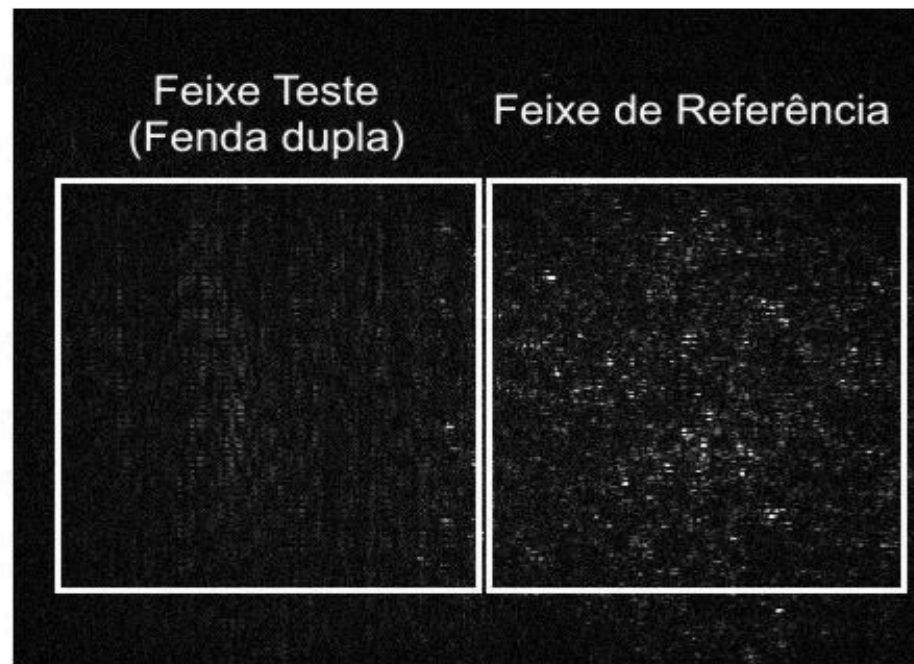


Figura 2.11: Imagens adquiridas pela câmera CCD(  $6,4 \text{ mm} \times 4,8 \text{ mm}$ ) com a fenda dupla introduzida no feixe de teste.

Como podemos observar, o feixe de teste na qual a fenda dupla foi inserida tem um baixo grau de coerência comparado às dimensões da fenda não permitindo a formação de nenhum padrão de interferência se observada apenas a luz espalhada pela fenda.

Partimos então para realizar as correlações de quarta ordem entre a luz transmitida pela fenda e o feixe livre. Realizadas as correlações numéricas a partir das intensidades detectadas obtivemos um gráfico 3D que mostra claramente a formação de um padrão de interferência característica da fenda dupla como esperado.

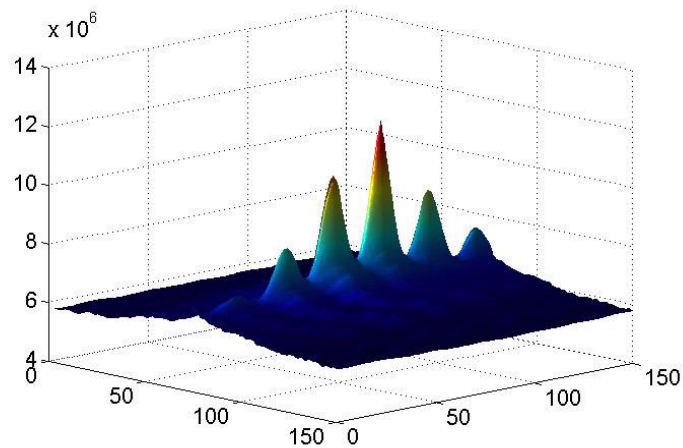


Figura 2.12: Interferência por dupla fenda nas correlações de quarta ordem com luz pseudotérmica. Imagem 3D onde os eixos  $x$  e  $y$  representam o plano um plano transversal à direção de propagação e  $z$  a correlação em unidades arbitrárias.

Entretanto para a extração de um gráfico, produzimos uma imagem 2D como se pode observar na figura 2.13 para então a partir da matriz de dados que gerou este gráfico retirar uma linha na vertical para plotar um novo gráfico.

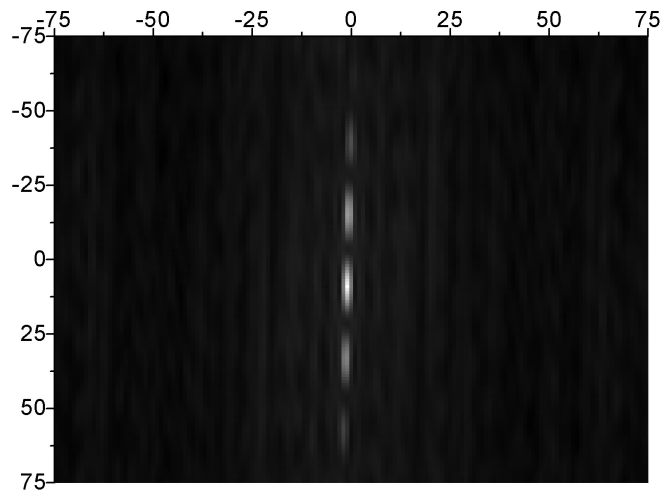


Figura 2.13: Imagem 2D do padrão de interferência na correlação de quarta ordem.

Finalmente observamos um padrão de interferência típico da fenda dupla de Young



utilizando luz pseudotérmica nas correlações de quatro campos ou também correlações de intensidades como podemos ver no gráfico da figura 2.14.

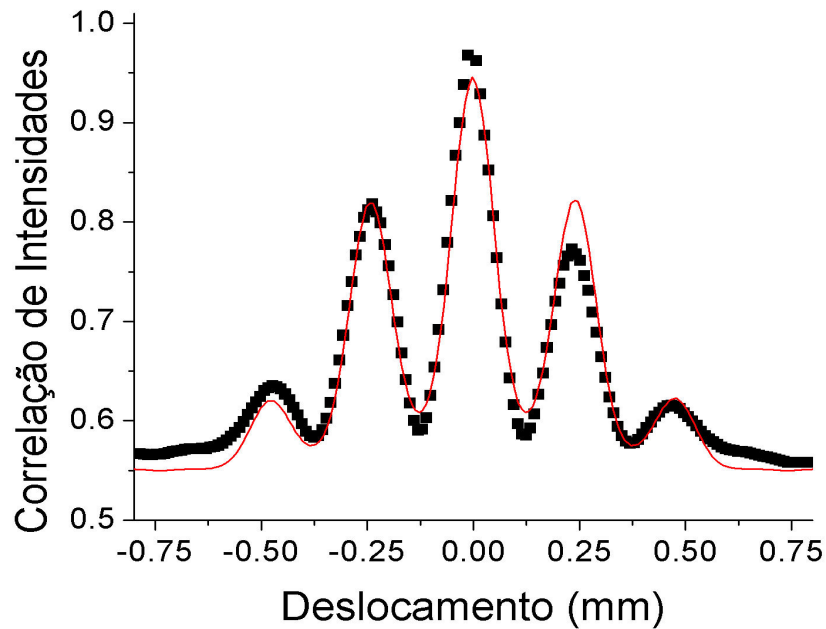


Figura 2.14: Padrão de interferência da dupla fenda de Young na correlação de intensidades utilizando luz pseudotérmica. Os pontos representam os dados experimentais e a linha contínua um gráfico de um padrão de interferência de fenda dupla.

### Fenda dupla não local.

Em seguida, removemos fio do centro da fenda simples para então ser colocado no caminho do outro feixe com a finalidade de compor a fenda dupla não local, conforme indicado no esquema experimental. De maneira semelhante à primeira medida com a fenda dupla local, a fenda não local não apresenta a formação de padrão nas medidas de intensidade como indicado na figura 2.15

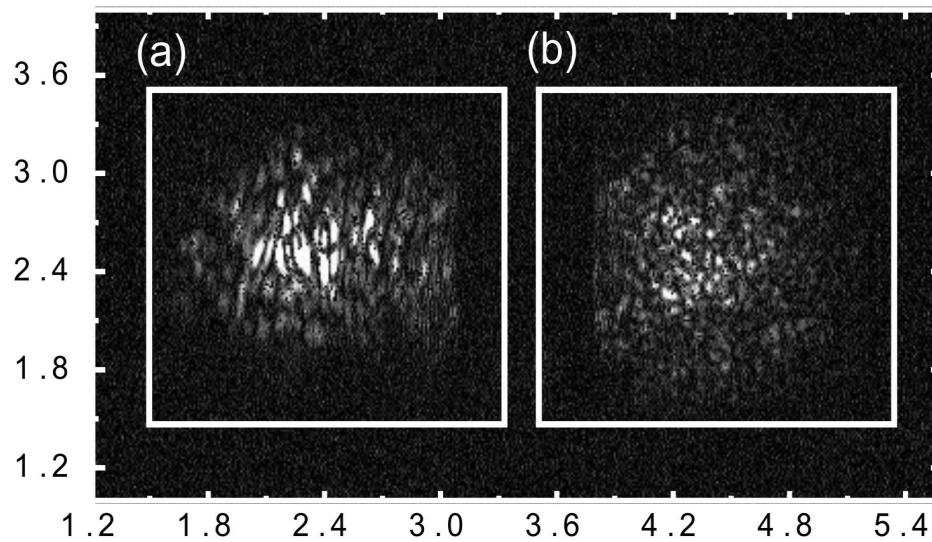


Figura 2.15: Imagem dos feixes contendo a não local com a luz pseudotérmica (a) luz transmitida pela fenda simples (b) luz transmitida pelo fio [99].

Como resultado das correlações de quarta ordem utilizando as imagens semelhantes às da figura 2.15 mais uma vez pudemos perceber a existência de um padrão de característico e um processo de interferência. O padrão de interferência utilizando a fenda dupla não local tem características idênticas ao observado com a correlação de intensidades utilizando a fenda dupla do tipo local. O gráfico obtido a partir de uma linha vertical sobre o padrão de interferência é mostrado na figura 2.16.

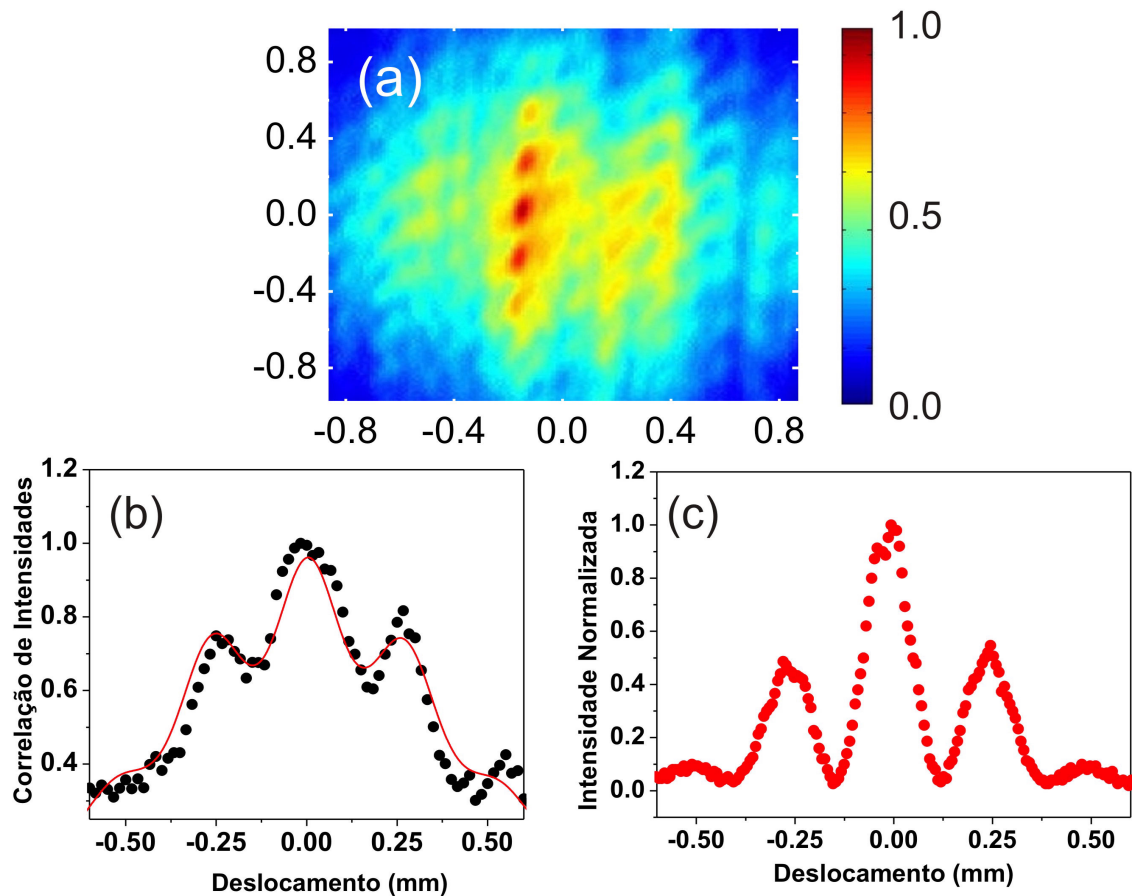


Figura 2.16: Padrão de interferência da fenda dupla não local com luz pseudotérmica. (a) Gráfico 2D resultante da correlação de quarta ordem. (b) Gráfico gerado por um corte vertical no padrão de interferência na qual os pontos são os resultados experimentais e a linha contínua é um gráfico teórico para uma fenda dupla. (c) Resultado da fenda dupla local iluminada apenas por luz laser [99].

O gráfico 2.16 mostra os padrões de interferência para a fenda dupla não local na correlação de quarta ordem utilizando a fonte de luz pseudotérmica.

### 2.4.3 Discussão.

O experimento com fenda dupla local utilizando luz clássica parcialmente coerente na correlação de quarta ordem foi realizado inicialmente. Como esperado, as correlações numéricas efetuadas com as intensidades revelaram os padrões de interferência não ob-

servadas com as medidas das intensidades. Este resultado apresentado pela primeira vez por Ferri *et al.* está mostrado no gráfico da figura 2.14.

Em seguida a fenda dupla local foi decomposta removendo-se o fio e colocando-o no outro feixe. A detecção das intensidades dos feixes contendo a fenda simples e o fio não revelaram nenhum padrão de difração. Isto é atribuído ao baixo grau de coerência da luz pseudotérmica comparado às dimensões dos objetos como observado na figura 2.15. Entretanto, as medidas das correlações de quatro campos revelaram um padrão de fenda dupla como indicado na figura 2.16.

Podemos notar nos gráficos da figura 2.16 que os máximos e mínimos das franjas de interferências dos padrões utilizando as fendas não local e local nas correlações de quarta ordem são idênticos ao padrão da fenda local iluminada pela luz de um laser o que caracteriza que a o padrão de interferência observado para o caso não local como um padrão de interferência de fenda dupla.

Em geral podemos entender a existência dos padrões de interferência nas correlações de quarta ordem para a fenda local, quer no caso do uso de luz pseudotérmica quanto com os fótons gêmeos, como um processo de filtragem. Esta explicação está relacionada ao fato de que os feixes de teste e referência serem "cópias", ou seja, cada vetor de onda de um feixe está correlacionado a outro no outro feixe. Assim um dos vários padrões gerados por um dos feixes também estará correlacionado a um vetor de onda correspondente no outro feixe. Assim a correlação é uma maneira de selecionar um padrão de interferência utilizando o feixe de referência como um filtro. Todavia, para a fenda não local não existe um feixe de teste e de referência. A luz de cada feixe é espalhada pelos objetos onde, cada ponto luminoso, produziria um padrão de difração de fenda simples em um feixe enquanto no outro, os pontos produziram padrões de difração do fio com mostramos pictoricamente na figura 2.17.

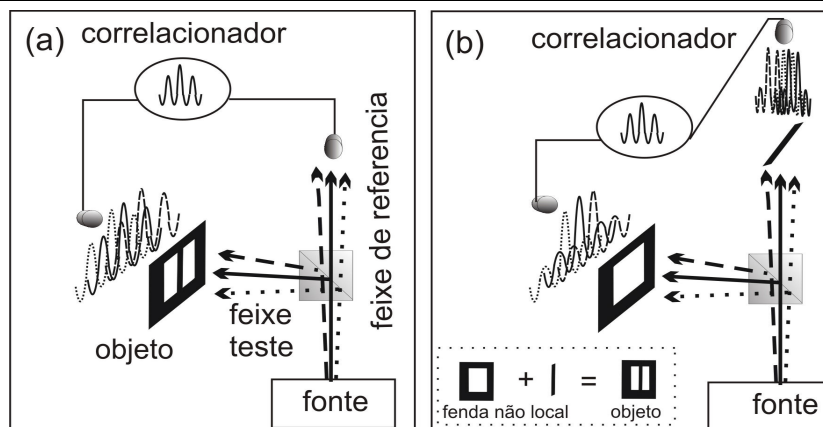


Figura 2.17: Esquema de filtragem. Em a) o feixe de referência serve como um filtro para selecionar os padrões de interferência. referência. Em b) o objeto está distribuído nos dois feixes. Não há feixe de teste ou referência.

Como vemos na figura, na situação (a) cada vetor de onda do feixe de referência está correlacionado a um padrão gerado pelo seu correspondente. Na situação (b) para, a fenda não local, esta explicação não é possível, pois, o objeto está distribuído nos dois feixes. Não existe um feixe de teste ou de referência e conseqüentemente, a explicação por meio da filtragem não é válida. A explicação para este fenômeno será entendida com a realização do experimento a seguir

## 2.5 A Influência da polarização em padrões de interferência nas correlações de quarta ordem.

Nos experimentos envolvendo os padrões transversais nas correlações de quarta ordem, tanto com fótons gêmeos quanto com luz clássica incoerente, não foi considerado o caráter vetorial do campo elétrico, ou seja, até então a polarização não havia sido considerada. Assim realizamos os experimentos da fenda dupla local e não local levando em consideração a polarização dos feixes.

### 2.5.1 Arranjo experimental.

Nós realizamos este experimento em duas etapas. Na primeira etapa medimos a correlação de quarta ordem com a fenda dupla local, posicionada no feixe transmitido  $t$ , inserindo uma placa de meia onda  $PMO = \lambda/2$  em uma das aberturas de uma fenda dupla. Dentre as aberturas que denominamos  $FD$  e  $FE$  escolhemos a  $FE$ . A segunda etapa nós utilizamos a fenda dupla não local. Nesta configuração a placa de meia onda ficou posicionada de maneira a modificara polarização de um dos feixes. O esquema da primeira etapa está descrito a seguir.

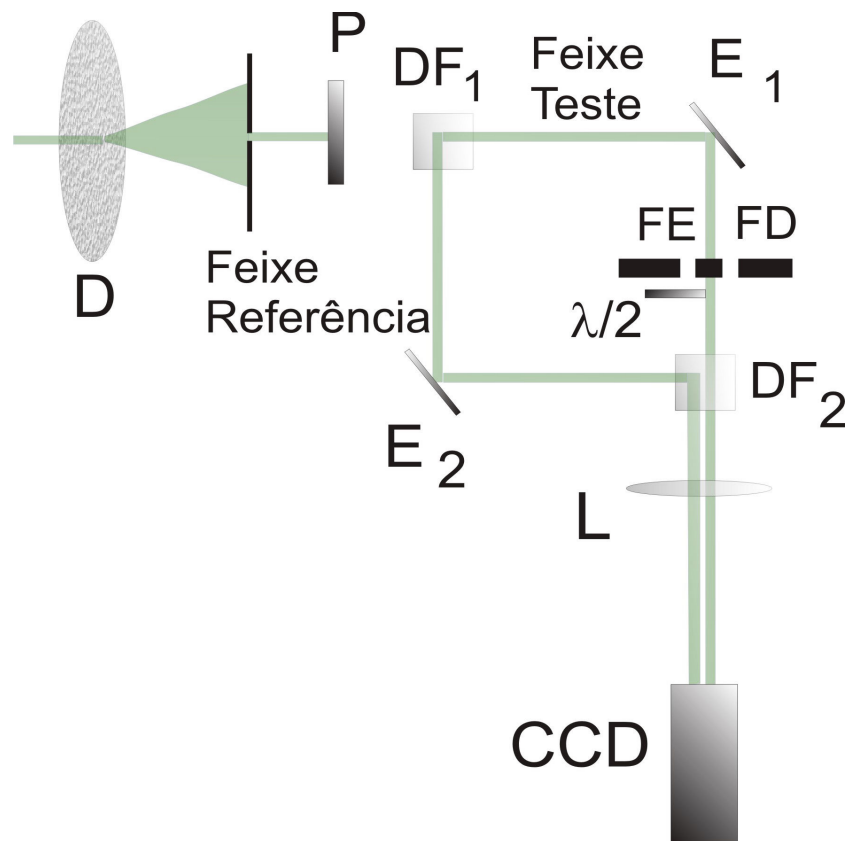


Figura 2.18: Esquema experimental da fenda dupla local polarizada (FE - abertura esquerda. FD - abertura direita) [100].

O arranjo experimental teve o mesmo sistema de detecção e correlação numérica descrito no experimento anterior. Utilizamos um polarizador imediatamente após o disco

jateado para assegurar uma polarização vertical para a fonte de luz pseudotérmica. Na abertura  $FE$  da fenda dupla inserimos uma placa de  $\lambda/2$ . Com esta configuração foram realizadas as medidas e as correlações de quarta ordem. Três medidas foram realizadas utilizando três ângulos distintos para placa de  $\lambda/2$ .

Na segunda etapa do experimento retiramos a fenda simples do feixe teste posicionando-a no centro do feixe referência, para compor a fenda dupla não local como mostrado pela figura 2.19.

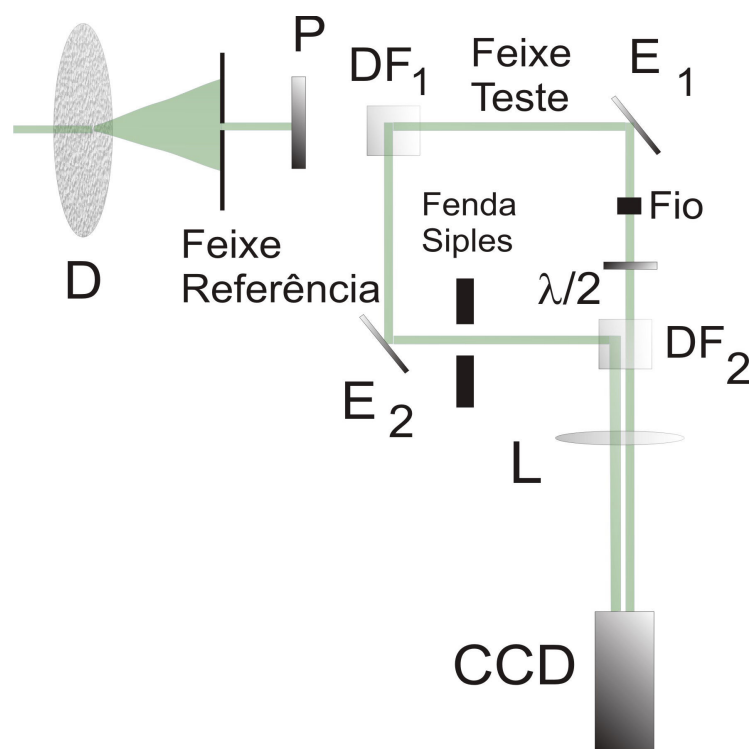


Figura 2.19: Esquema experimental da fenda dupla não local polarizada [100].

Agora não mais existe um feixe com o objeto e um feixe de referência pois, o objeto está distribuído entre os dois feixes. A placa de onda que antes ficava posicionada em uma das aberturas da fenda local foi posicionada de forma que toda a luz que transpassava o fio no feixe teste tivesse sua polarização ajustada. Escolhemos novamente três posições para a placa de onda e assim efetuamos as medidas das imagens e posteriormente obtivemos a

correlação de quarta ordem.

## 2.5.2 Resultados

**Fenda dupla local.** Na primeira etapa medimos as correlações quarta ordem com a placa de meia onda ajustada em três ângulos distintos utilizando fenda dupla local: na primeira mantivemos o polarizador na posição *vertical*, na segunda giramos a placa de maneira a realizar o ajuste da polarização em  $45^0$  e a terceira posição ajustamos para uma polarização *horizontal*, como mostrado na figura 2.20



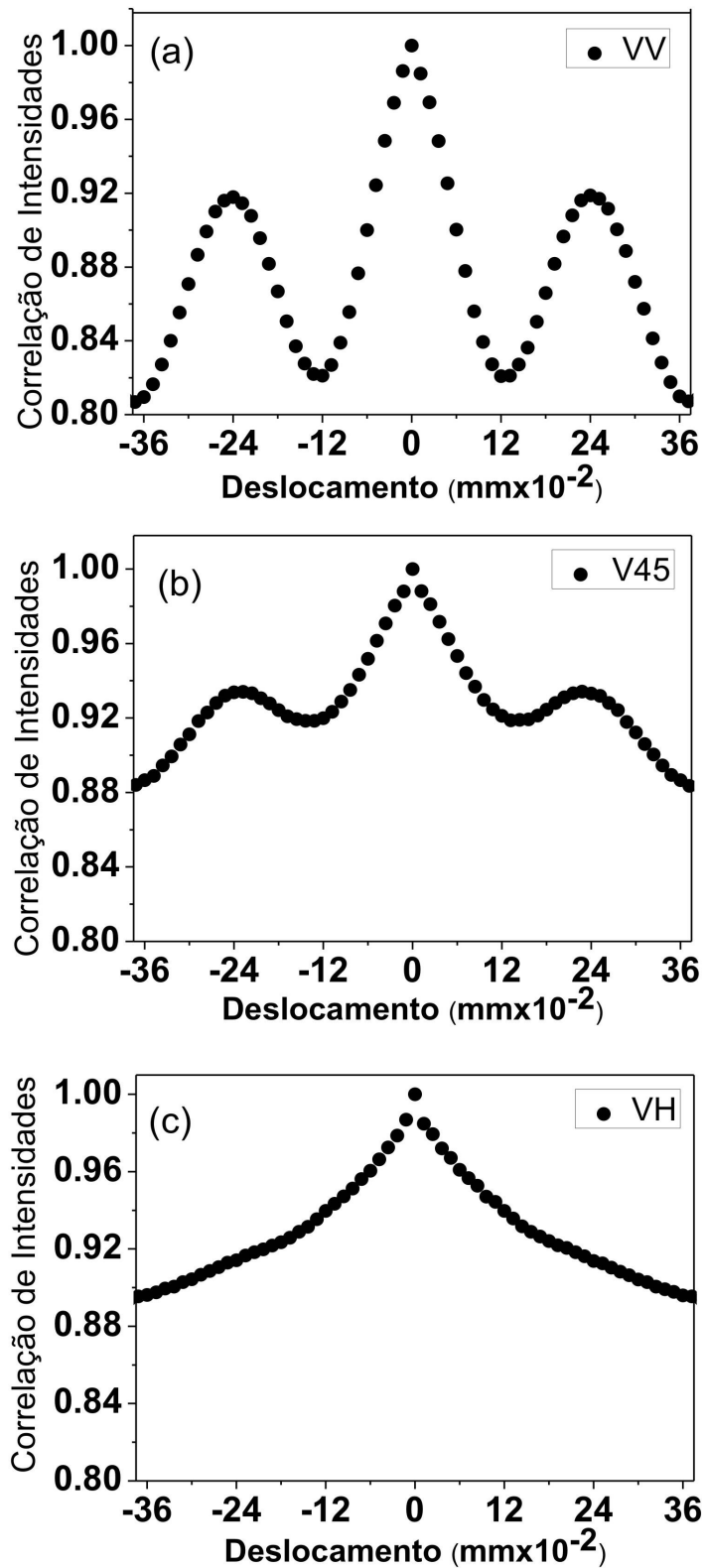


Figura 2.20: Correlação de intensidades com a fenda dupla local para a HWP ajustada para as polarizações (a) vertical, (b)  $45^{\circ}$  e (c) horizontal [100].

a)  $\lambda/2$  - **Vertical**: Para este ângulo da HWP observamos que o contraste, que podemos definir como a distância entre o pico e o vale, do padrão de interferência foi o mais alto dentre as três posições. Fig 2.20 (a)

b)  $\lambda/2$  -  $45^\circ$ : Para este ângulo da HWP o contraste das franjas de interferência foi reduzido à metade do anterior. Fig 2.20 (b)

c)  $\lambda/2$  - **Horizontal**: Para este ângulo vemos que o padrão de interferência desapareceu completamente. Fig 2.20 (c)

**Fenda dupla distribuída.** A segunda etapa do experimento, que consistiu na decomposição da fenda dupla local em uma fenda dupla não local nos revelou como resultado para as correlações de quarta ordem os resultados dos gráficos mostrados na figura 2.21.

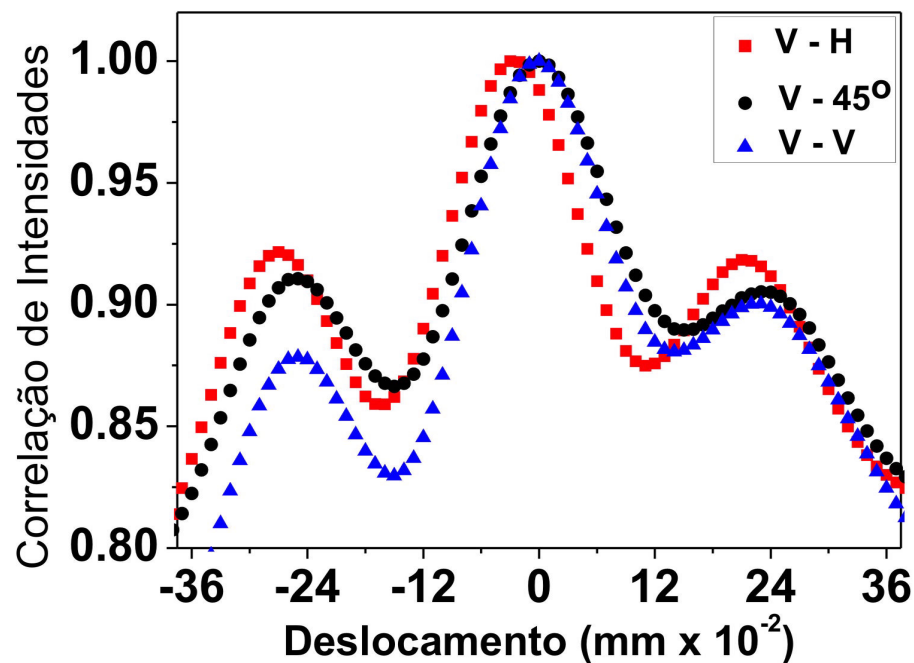


Figura 2.21: Correlação de intensidades com a fenda não local para a *PMO* ajustada para as polarizações (a) vertical, (b)  $45^\circ$  e (c) horizontal [100].

Como podemos observar, a mudança da orientação da polarização exercida pela PMO, no feixe teste que contém o fio, não ocasionou nenhuma mudança no contraste dos padrões de interferência para a fenda dupla não local.

### 2.5.3 Discussão

Podemos perceber a partir do experimento da fenda dupla local na correlação de quarta ordem com a luz clássica incoerente revela que as franjas de interferência são dependente das polarizações dos campos eletromagnéticos que saem por cada uma das aberturas das fendas. Com o ajuste da polarização do campo que passa por uma das aberturas foi possível controlar a visibilidade dos padrões de interferência. Já com a fenda dupla não local não ocorreu o mesmo efeito. Pudemos verificar que a mudança da polarização do feixe que passa pelo fio não ocasionou diferença alguma na visibilidade.

Uma explicação alternativa baseada na mecânica quântica para a formação destes padrões pode ser apresentada por meio da interpretação de Fano [48] para os processos de interferência. Sempre que houver indistinguibilidade no caminho percorrido pelos fótons haverá a formação de padrões de interferência. Aqui nós apresentamos um diagrama que representa esta indistinguibilidade em nossos experimentos como pode ser visto na figura 2.22.

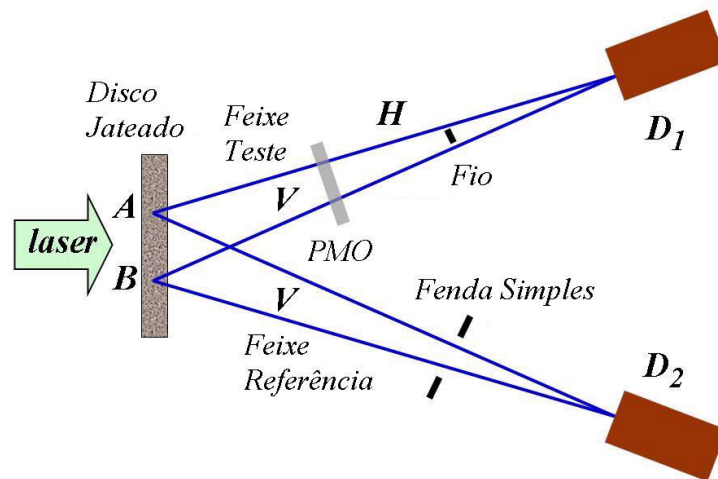


Figura 2.22: Interpretação dos processos de interferência da fenda dupla segundo Fano [100].

A figura mostra que dois pontos  $A$  e  $B$  da fonte de luz pseudotérmica emitem dois fótons que passam pela fenda não local. Os feixes de teste e de referência estão representados pelas linhas azuis. Note que para qualquer estado de polarização dos dois feixes a detecção é invariante sob a rotação da placa de  $\lambda/2$ . Assim o padrão de interferência da fenda dupla não local nas correlações de quarta ordem não é susceptível à mudança dos estados de polarização dos feixes de luz.

## 2.6 Experimento da condicionalidade das fendas múltiplas com luz clássica.

Vimos anteriormente a formação de padrões transversais devido a objetos locais e não locais. Utilizamos como fonte de luz, uma luz clássica incoerente e atribuímos a existência de franjas de interferência às correlações clássicas entre os vetores de onda dos feixes emitidos pela fonte. Entretanto, um outro efeito observado com os fótons gêmeos foi a condicionalidade, apresentada durante as medidas das correlações de quarta ordem

utilizando os fótons gêmeos como fonte de luz [89]. Isto nos levou a realizar o experimento da condicionalidade com fendas múltiplas utilizando a luz clássica incoerente para verificar a existência de condicionalidade.

### 2.6.1 Arranjo experimental.

Para este experimento em particular adotamos a técnica de contagem em coincidência no lugar das correlações de intensidades efetuadas numericamente com as imagens da câmera CCD. Esta escolha ocorreu devido à facilidade de usar fibras ópticas acopladas aos detectores para realizar o deslocamento do sistema de detecção. O arranjo experimental está ilustrado na figura 2.23.

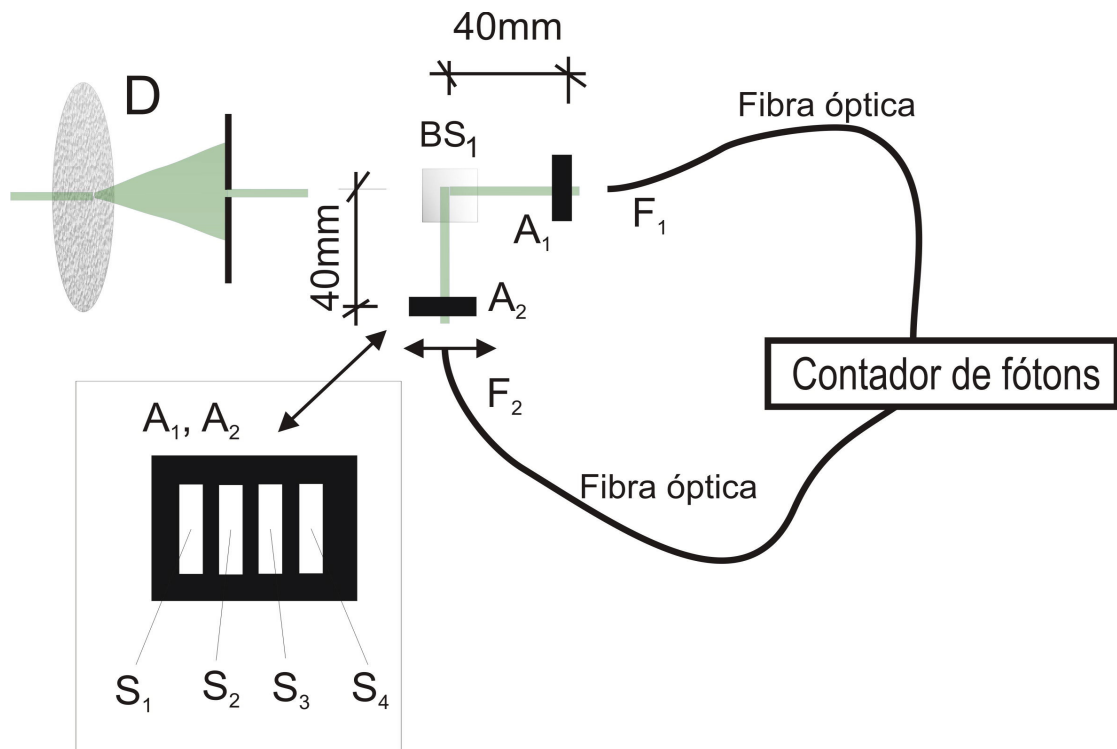


Figura 2.23: Arranjo experimental. Imediatamente após o divisor de feixes  $BS_1$  são colocadas duas máscaras  $A_1, A_2$  com quatro aberturas  $S_j$  com  $j = 1, 2, 3$  e  $4$  cada. Após as aberturas duas fibras detectam a luz transmitida para a contagem em coincidência. A fibra  $F_2$  varre toda as aberturas da máscara  $A_2$  enquanto  $F_1$  é fixada em umas da  $S_j$  aberturas da máscara  $A_1$ .

No experimento utilizamos a fonte de luz pseudotérmica, descrita nos experimentos anteriores, para iluminar duas máscaras  $A_1, A_2$  com quatro aberturas cada. Cada uma destas aberturas tinham  $100 \mu m$  de largura, separadas  $450 \mu m$  entre si. A luz espalhada pelas aberturas foi coletada através de cabos de fibra óptica comerciais P1-460A-FC2 da Thorlabs. Os cabos de fibra são do tipo monomodo, cujo o valor do diâmetro do modal do campo era de  $3.4 \mu m$ , para o comprimento de onda da fonte que era de  $514 nm$ . A luz espalhada pelas fendas foi insidida diretamente na ponta da fibra sem o auxílio de lentes colimadoras. Deste modo foi possível uma boa resolução espacial no sistema de detecção. Os cabos foram conectados diretamente a dois módulos contadores (EG&G SPCM AQ - 162 FC). Os módulos por sua vez, eram conectados por cabos coaxiais de  $50 \Omega$  ao contador de fótons SR400 da Stanford Research, que por sua vez, estava conectado ao PC por meio da placa de aquisição do tipo GPIB/USB da *Natinal Instruments*. O tempo dado à janela temporal de detecção foi de  $15 ns$  e a taxa de contagens em coincidência típica foi de  $30 cont/s$  nos picos de correlação. As medidas foram realizadas movendo a fibra  $F_2$  em uma varredura horizontal no plano da máscara  $A_2$  enquanto a fibra  $F_1$  ficava posicionada em uma das  $S'_j$  aberturas da máscara  $A_1$ . As pontas das fibras foram posicionadas a  $3 mm$  de distancia atrás das máscaras. As medidas em coincidências foram efetuadas em quatro etapas. Ao fim da varredura de  $F_2$ , uma próxima varredura era iniciada com  $F_1$  posicionada em uma outra abertura. Desta maneira quatro gráficos foram obtidos para cada uma das quatro aberturas em que  $F_1$  foi posicionada.

## 2.6.2 Resultado

Primeiramente efetuamos uma medida do tipo HBT sem a presença das máscaras. Observamos que a parte mais larga do pico de correlação foi de  $90 \mu m$ . Esta largura que permitiu que os fótons do pico da correlação estivessem todos passando apenas por uma abertura. Desta maneira evitamos que o comprimento de correlação transversal fosse

maior que as aberturas na máscara. Após esta verificação inicial inserimos as máscaras e realizamos as contagens em coincidência nas etapas descritas anteriormente.

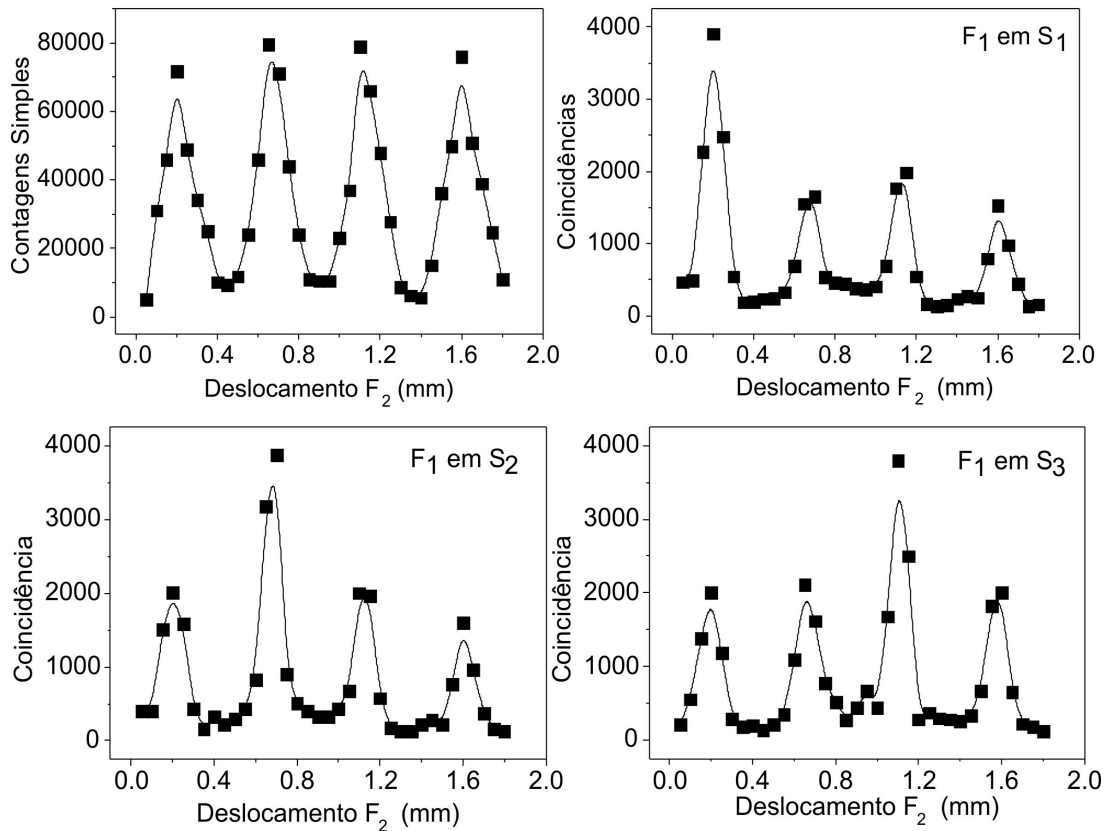


Figura 2.24: (a) Contagem simples na varredura de  $F_2$ . Contagem em coincidência com varredura de  $F_2$  com (b)  $F_1$  parado na primeira abertura, (c)  $F_1$  parado na segunda abertura e (d)  $F_1$  parado na terceira abertura.

O resultado das medidas são mostradas na figura 2.24. As medidas do gráfico (a) representam as contagens simples. Estas medidas mostram que existe luz passando por todas as aberturas da fenda. O gráfico (b) mostra a contagem em coincidência na varredura de  $F_2$ , enquanto  $F_1$  estava posicionada em frente a primeira fenda  $S'_1$ . É possível notar que o número de contagens, quando  $F_2$  e  $F_1$  passam pelas mesmas aberturas, foi tipicamente, o dobro das contagens nas situações na qual  $F_2$  e  $F_1$  assumem posições na qual  $S'_1 \neq S_1$ . Na medida do gráfico (c),  $F_1$  está na segunda abertura  $S_2$  e em (d),  $F_1$  está na terceira abertura  $S_3$ . Uma outra medida foi realizada para  $F_1$  posicionada na abertura  $S_4$ . Esta

medida foi consistente com as outras três, mas não está representada neste gráfico por uma questão apenas estética.

Sabemos que as correlações de quarta ordem para luz térmica podem ser fatoradas em correlações de segunda ordem tal que

$$G^2(\rho_i, \rho_s) = \langle I(\rho_i)I(\rho_s) \rangle = \langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle + \Gamma^2(\rho_i, \rho_s), \quad (2.38)$$

onde o pico devido às correlações está associado ao termo  $\Gamma^2(\rho_i, \rho_s)$  de maneira que desejamos eliminar o termo  $\langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle$ . Assim para que na condição  $S'_j \neq S_j$  as contagens sejam nulas, modificamos o sistema de contagem em coincidência para realizar as correlações nas flutuações das intensidades.

$$\langle \Delta I(\rho_i) \Delta I(\rho_s) \rangle = \Gamma^2(\rho_i, \rho_s), \quad (2.39)$$

Assim pudemos subtrair os termos indesejados de  $\langle I(\rho_i)I(\rho_s) \rangle$ , deixando apenas os picos associados à  $\Gamma^2(\rho_i, \rho_s)$  [132, 133], que equivale a correlação nas flutuações das intensidades. O resultado para  $\Gamma^2(\rho_i, \rho_s)$  pode ser visto na figura 2.25.



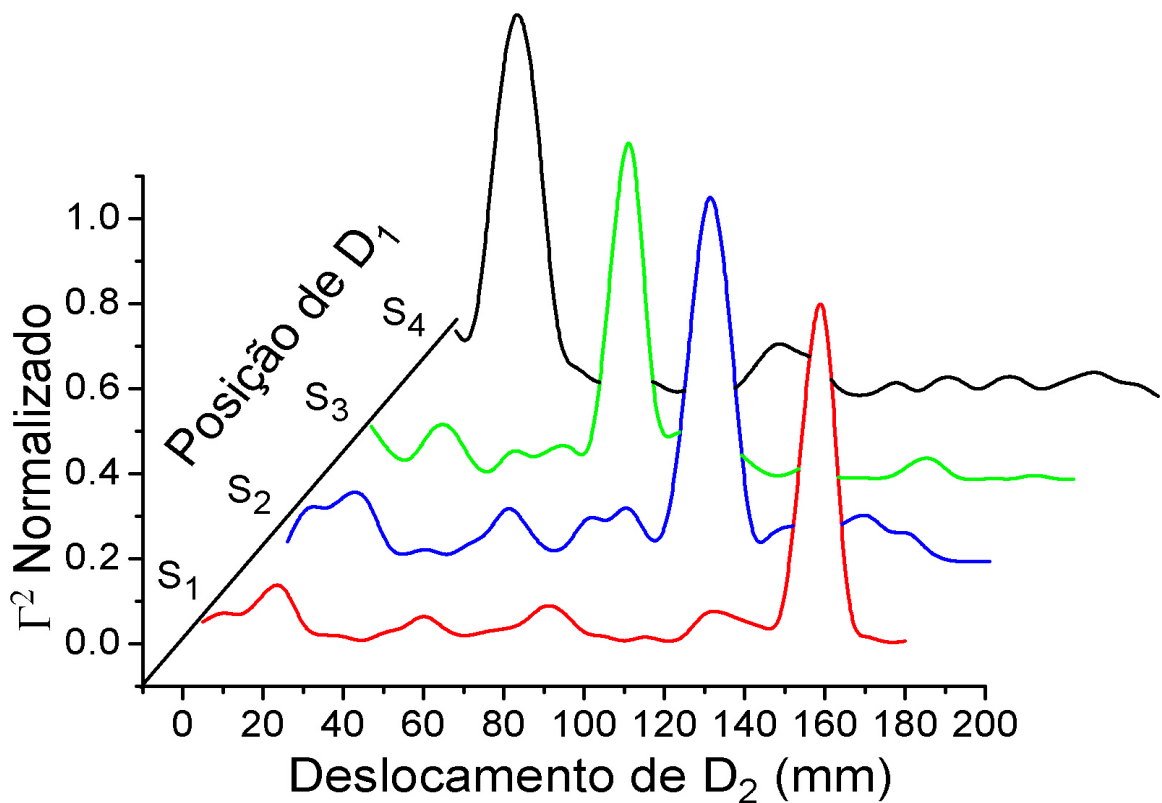


Figura 2.25: Medida condicional da correlação nas flutuações de intensidades  $|\Gamma^{(2)}|$ .

O gráfico na figura 2.25 mostra que as medidas de  $F_2$  estão realmente condicionadas à posição de  $F_1$ .

### 2.6.3 Discussão.

Como podemos perceber no gráfico (a) da figura 2.24, as contagens simples associadas à intensidade da luz, têm igual valor em todas as fendas da máscara. Entretanto nas contagens em coincidência houve uma diferença entre os picos como visto nos gráficos (b)(c) e (d). Vemos que a duplicação de valor entre os picos só acontece na condição em que  $S'_j = S_j$ , como ilustrado na figura 1.19, apresentada no primeiro capítulo para o caso dos fótons gêmeos. Desta maneira, quando realizamos a varredura da fibra  $F_2$ , com  $F_1$  posicionada na fenda  $S_1$  o pico na correlação ocorre quando  $F_2$  atinge a fenda  $S'_1$ , como

visto no gráfico (b) da figura 2.24. No gráfico (c) o pico na correlação ocorre quando o deslocamento de  $F_2$  atinge  $S'_2$ . Em (d), o pico na correlação ocorre quando o deslocamento de  $F_2$  atinge  $S'_3$ . O comportamento foi idêntico para quando  $F_2$  atinge  $S'_4$ .

## 2.6.4 Conclusão

Neste capítulo, verificamos experimentalmente a existência dos padrões de interferência utilizando a fenda dupla não local, na correlação de quarta ordem, com uma luz clássica incoerente. O resultado apresentou-se bastante satisfatório em comparação com o modelo teórico apresentado no início do capítulo. A realização da versão local, bem como as medidas na intensidade dos padrões de interferência da fenda dupla simplesmente com o uso de um laser, nos serviu de referência para comparar os resultados para a configuração não local. A comparação entre os padrões das franjas nestas três situações permitiu-nos caracterizar nossos resultados para a fenda não local como um padrão típico de fenda dupla.

Verificamos também os efeitos da polarização da luz nas franjas de interferência para as fendas dos tipos local e não local, nas correlações de quarta ordem. Para a fenda local, notamos que a polarização dos feixes que passam por cada fenda influencia a visibilidade dos padrões de interferência. Esse fenômeno pode ser explicado admitindo que, na luz incoerente existe a formação de padrões de interferência produzidos pela presença da fenda dupla local, sendo estes aleatoriamente distribuídos no plano de detecção. Com isto não é possível se observar a formação nítida de um padrão de interferência em segunda ordem para luz com baixo grau de coerência transversal. Entretanto utilizando um feixe de referência, apenas possuindo correlações clássicas nos vetores de onda com feixe de teste, a correlação de quarta ordem revela a existência dos padrões de interferência. Mas a formação deste padrão na correlação de quatro campos, para a fenda local, é atribuída ainda à correlação dos dois campos que passam pelas aberturas da fenda. Esta correlação é

extremamente dependente do produto escalar do vetor campo elétrico, no plano transversal à direção de propagação, dos feixes que saem de cada abertura. No entanto, para a fenda dupla não local, não existem possíveis padrões de fenda dupla em um feixe ou em outro. A fenda não existe localmente e sua existência está restrita à correlação de quatro campos. Desta maneira demonstramos que as informações sobre as propriedades vetoriais do campo eletromagnético não são necessárias quando utilizamos a fenda dupla não local, isto implica que, além da informação da fase, também não é necessária uma polarização definida.

Mostramos experimentalmente que a condicionalidade, antes observada nas correlações de quarta ordem com fótons gêmeos, também é vista com uso de luz classicamente correlacionada. Percebemos que as contagens em coincidência revelam a diferença entre as correlações existentes utilizando os fótons gêmeos [89] e a luz clássica, sendo necessário efetuar as medidas das correlações nas flutuações para atingir uma visibilidade superior a 50% para as correlações condicionais.

Embora tenhamos explorado o interferômetro de Brown e Twiss para a investigação de efeitos transversais do campo eletromagnético, este interferômetro tem sido utilizado na investigação das propriedades de correlação de partículas massivas [174,175] podendo realizar a distinção entre estados bosônicos e fermiônicos [176]. Com estes resultados, tanto para ondas eletromagnéticas quanto para partículas, a explicação de Fano torna-se mais versátil para ambas as situações, pois, trata da indistinguibilidade dos caminhos percorridos pelas partículas, sejam massivas ou fótons. Assim, não necessitamos explorar o emaranhamento para explicar a existência dos padrões transversais nas correlações de quarta ordem.

Podemos então atribuir a existência destes efeitos transversais das ondas eletromagnéticas, observados nas correlações de quarta ordem, à pura e simples correlação entre os vetores de onda dos feixes. Embora de natureza distintas, esta correlação está presente

nos feixes de fótons gêmeos, como verificado no capítulo anterior, como também nos feixes de luz parcialmente coerente que são classicamente correlacionados.

Embora efeitos transversais tenham sido observados com luz clássica incoerente, como abordamos até aqui, nenhum estudo sistemático sobre a influência da fonte de luz clássica sobre estes padrões havia sido realizado. No próximo capítulo apresentaremos esta discussão mostrando os nossos resultados experimentais.

## Capítulo 3

# A influência do grau de coerência e tamanho da fonte sobre os efeitos transversais na correlação de quarta ordem.

### 3.1 Introdução

Nos capítulos anteriores estudamos os efeitos transversais, devido a um objeto não local na correlação de quarta ordem, utilizando uma luz incoerente. Contudo, percebemos a necessidade de um estudo sistemático da influência das características da fonte de luz clássica sobre estes efeitos transversais.

Utilizando o modelo Schell-Gaussiano [110, 111] para correlações de segunda ordem, que relaciona a visibilidade dos padrões transversais ao tamanho e grau de coerência da fonte, Cai e Zhu [103] apresentam uma abordagem para este assunto relacionando a visibilidade das franjas de interferência na correlação de quarta ordem utilizando luz parcialmente coerente. Neste capítulo apresentamos um experimento realizado com a finalidade de verificar a validade deste modelo. Como extensão dos estudos da coerência da luz sobre os efeitos transversais em quarta ordem, investigamos também experimentalmente a influência da mudança da coerência do feixe de referência sobre a visibilidade dos padrões.

## 3.2 A Influência da fonte sobre a visibilidade das franjas da interferência fantasma: Teoria

Na seção 2.3 vimos que a correlação de quarta ordem para feixes de luz incoerentes pode ser escritos sob a forma

$$G^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = \langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle + \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) \quad (3.1)$$

onde

$$\Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = \left| \int d\eta \int d\xi H_2(\eta) H_1(\xi) W(\xi - \eta) \times \exp -i \left[ \frac{k}{2(z-z_{a_i})} (\rho_i - \xi)^2 \right] \exp -i \left[ \frac{k}{2(z-z_{a_s})} (\rho_s - \eta)^2 \right] \right|^2 \quad (3.2)$$

é o termo responsável pelas franjas de interferência devido à presenças de objetos, descritos pelas funções de transferência  $H_2(\eta)$  e  $H_1(\xi)$ . O termo  $W(\xi - \eta)$  é uma função que descreve as correlações de segunda ordem para a luz incoerente, que aproximamos por

$$W(\xi - \eta) \propto \delta(\xi + \eta).$$

descreve uma luz totalmente incoerente o que se trata, portanto, de um caso ideal. Entretanto um tratamento para este problema levando em consideração os parâmetros de tamanho e coerência da fonte foi apresentado por Cai e Zhu [103].

Neste tratamento, Cai e Zhu utilizaram o modelo Schell-Gaussiano [110, 111] onde a função de correlação de segunda ordem, para processos que obedecem a estatística gaussiana, com valor médio igual a zero, são definidos como

$$W(\rho_1, \rho_2) = \langle E(\rho_1) E(\rho_2) \rangle \simeq E_0^2 - \exp \left[ \frac{(\rho_2 - \rho_1)^2}{\sigma_g} \right] \quad (3.3)$$

onde  $\sigma_g$  e  $E_0^2$  são duas constantes positivas relacionadas ao grau de coerência, e a amplitude inicial do campo respectivamente. Supondo que um feixe com um perfil espacial gaussiano atravesse um meio espalhador e ganhe uma fase aleatória, sua forma será dada por

$$E(\rho) = E_0 \exp \left[ \frac{-\rho^2}{2\sigma_I^2} \right] \exp [i\phi(\rho)] \quad (3.4)$$

onde  $\sigma_I$  que representa a área da fonte, e  $E_0$  são constantes e  $\phi(\rho)$  é a fase aleatória adquirida na passagem do feixe pelo meio espalhador. Então a função de correlação da equação 3.3 para o campo na equação 3.4 torna-se

$$W(\rho_1, \rho_2) = E_0^2 \exp \left[ \frac{-(\rho_2^2 + \rho_1^2)}{2\sigma_I^2} \right] \exp \left[ \frac{-(\rho_2 - \rho_1)^2}{\sigma_g} \right]. \quad (3.5)$$

O feixe de luz parcialmente coerente que tenha sua função de coerência mútua representada segundo o modelo da equação 3.5 é dito um feixe que obedece ao modelo Schell-Gaussiano [110, 111].

Assim Cai e Zhu, puderam escrever a função de correlação de quarta ordem  $G^2(\rho_i, \rho_s)$  para a um fenda dupla em função dos parâmetros  $\sigma_g$  e  $\sigma_I$  que são o grau de coerência e o tamanho da fonte, respectivamente. A expressão encontrada para  $G^2(\rho_i, \rho_s)$  foi 3.16:

$$G^{(2)}(\rho_i, \rho_s) = \langle I(\rho_i) \rangle \langle I(\rho_s) \rangle + \Gamma^{(2)}(\rho_i, \rho_s) \quad (3.6)$$

onde

$$\begin{aligned} \langle I(\rho_i = 0) \rangle &= \frac{\pi}{\lambda^2 z_1 z_2 \sqrt{A_1 A_2}} \iint H_1(\xi) H_2^*(\eta) \\ &\times \exp \left[ \frac{\left( \frac{2i\pi}{\lambda z_1} \xi - \frac{i\pi}{A_1 \sigma_g^2 \lambda z_1} \eta \right)^2}{4A_2} \right] \\ &\times \exp \left[ \left( -\frac{\pi^2}{A_1^2 \lambda^2 z_1^2} \eta \right) \right] \\ &\times \exp \left[ \frac{i\pi}{\lambda z_1} \xi^2 - \frac{i\pi}{\lambda z_2} \xi^2 \right] \\ &\times \exp \left[ \frac{i\pi}{\lambda z_1} \eta^2 - \frac{i\pi}{\lambda z_2} \eta^2 \right] d\xi d\eta, \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \langle I(\rho_s) \rangle &= \frac{\pi}{\lambda z \sqrt{B_1 B_2}} \\ &\times \exp \left[ \frac{\left( \frac{2i\pi}{\lambda z} \rho_s - \frac{i\pi}{B_1 \sigma_g^2 \lambda z} \rho_s \right)^2}{4B_2} \right] \\ &\times \exp \left[ -\frac{\pi^2 \rho_s^2}{B_1 \lambda^2 z^2} \right], \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} |\Gamma^{(2)}(\rho_i = 0, \rho_s)|^2 &= \frac{\pi^2}{\lambda^3 z_1 z_2 z C_1 C_2} \left| \int H_1(\xi) \right. \\ &\times \exp \left[ \frac{\left( \frac{2i\pi}{\lambda z_1} \xi - \frac{i\pi}{C_1 \sigma_g^2 \lambda z} \eta \right)^2}{\xi 4C_2} \right] \\ &\times \exp \left[ \left( -\frac{\pi^2}{C_1^2 \lambda^2 z^2} \eta^2 \right) \right] \\ &\times \exp \left[ \frac{i\pi}{\lambda z_1} \xi^2 - \frac{i\pi}{\lambda z_2} \xi^2 \right] d\xi \Big|^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

com

$$A_1 = \frac{1}{4\sigma_I^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} - \frac{i\pi}{\lambda z_1}, \quad (3.10)$$

$$A_2 = \frac{1}{4\sigma_I^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} + \frac{i\pi}{\lambda z_1} - \frac{1}{4A_1 \sigma_g^4}, \quad (3.11)$$

$$B_1 = \frac{1}{4\sigma_I^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} - \frac{i\pi}{\lambda z}, \quad (3.12)$$

$$B_2 = \frac{1}{4\sigma_I^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} + \frac{i\pi}{\lambda z} - \frac{1}{4B_1 \sigma_g^4}, \quad (3.13)$$

$$C_1 = \frac{1}{4\sigma_I^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} - \frac{i\pi}{\lambda z} \quad (3.14)$$

$$C_2 = \frac{1}{4\sigma_I^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} + \frac{i\pi}{\lambda z_1} - \frac{1}{4C_1 \sigma_g^4} \quad (3.15)$$

onde  $z$  é a distância da fonte ao detector  $D_1$ ,  $z_1$  é a distância da fonte ao objeto, representado pela função de transferência  $H_2^*(\eta)$  e  $z_2$  é a distância do objeto ao detector  $D_2$ , como mostrado no esquema da figura 3.1.



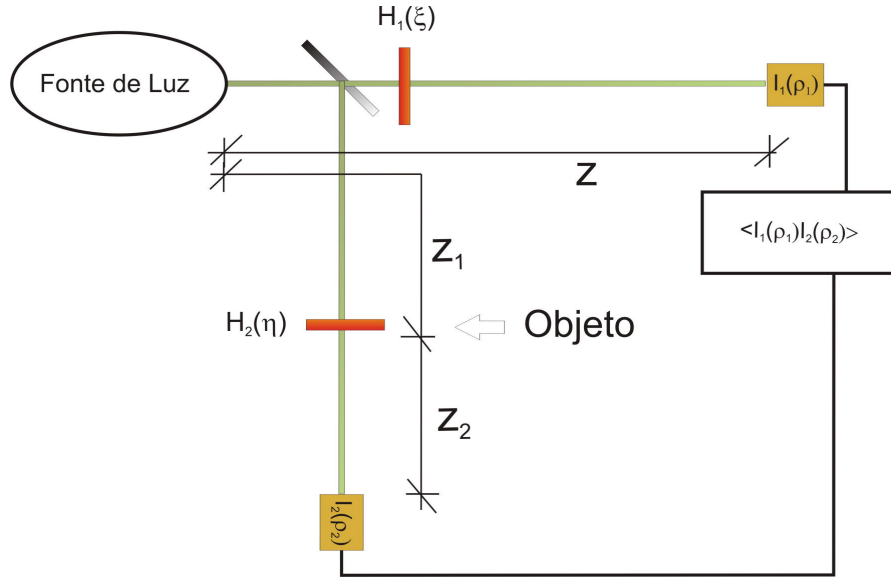


Figura 3.1: Arranjo experimental típico de interferência de fenda dupla nas correlações de quarta ordem utilizando uma luz parcialmente coerente. A fonte de luz pode ter seu grau de coerência e o tamanho ajustados independentemente.

No limite em que o grau de coerência  $\sigma_g \rightarrow 0$ , ou seja, perfeitamente incoerente, e,  $\sigma_I \rightarrow \infty$ , indicando que a fonte é infinitamente extensa e também para  $z = z_1 + z_2$ , a equação 3.9 se reduz a

$$|\Gamma^{(2)}(\rho_i = 0, \rho_s)|^2 = \frac{1}{\lambda^2(z - z_1)^2} \text{sinc}^2 \left[ \frac{\eta a \pi}{\lambda(z - z_1)} \right] \cos^2 \left[ \frac{\eta d \pi}{\lambda(z - z_1)} \right] \quad (3.16)$$

que é uma equação usual, que descreve o padrão de interferência de uma fenda dupla com aberturas de largura  $a$  e separação  $d$  em segunda ordem para uma luz coerente.

Os gráficos com o resultado das medidas de  $G^{(2)}(\rho_i, \rho_s)$  na referência [103], em função de  $\sigma_g$  e  $\sigma_I$  estão mostrados nas figuras 3.2 e 3.3 na qual os parâmetros da simulação foram: comprimento de onda  $\lambda = 702 \text{ nm}$ ,  $a = 0.01 \text{ mm}$ ,  $d = 0.03 \text{ mm}$ ,  $z = 50 \text{ mm}$  e  $z_1 = 10 \text{ mm}$ .

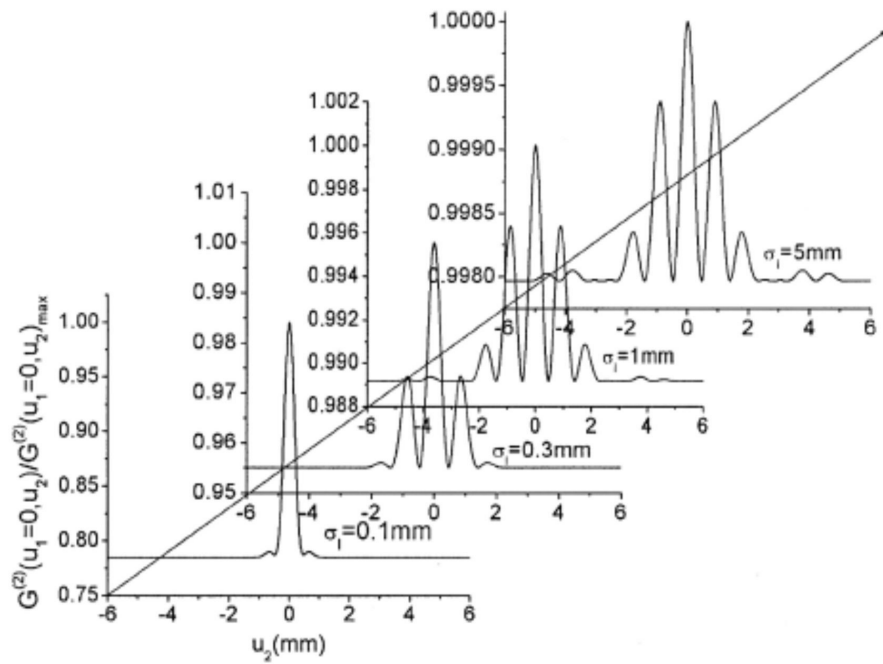


Figura 3.2: Franjas de interferência da fenda dupla na correlação da quarta ordem utilizando uma luz com grau de coerência de  $\sigma_g = 0.000001 \text{ mm}$  e tamanhos  $\sigma_I$  de  $0.1 \text{ mm}$ ,  $0.3 \text{ mm}$ ,  $1 \text{ mm}$  e  $5 \text{ mm}$  [103].

Os gráficos da figura 3.2 mostram a mudança na qualidade das franjas de interferência da fenda dupla em função da variação do tamanho da fonte,  $\sigma_I$ , mantendo o grau de coerência fixado em  $\sigma_g = 0.000001 \text{ mm}$ .

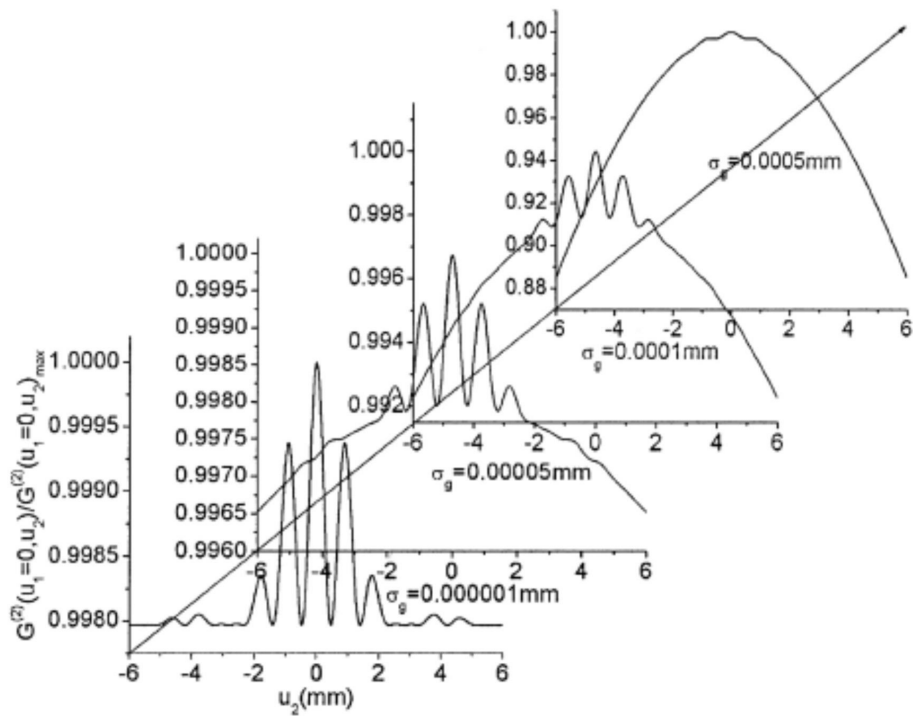


Figura 3.3: Franjas de interferência da fenda dupla na correlação da quarta ordem utilizando uma luz com tamanho  $\sigma_I = 5mm$  e graus de coerência  $\sigma_g$  de  $0.000001mm$ ,  $0.00005mm$ ,  $0.0001mm$  e  $0.0005mm$  [103].

Os gráficos da figura 3.3 mostram a mudança na qualidade das franjas de interferência da fenda dupla em função da variação do grau de coerência,  $\sigma_g$ , mantendo o tamanho da fonte fixado em  $\sigma_I = 5 mm$ .

A partir dos resultados apresentados por Cai e Zhu, verificamos que a formação dos padrões de interferência de fenda dupla são afetados pelo grau de coerência e tamanho da fonte. Vemos que, quanto menor o grau de coerência e maior o tamanho da fonte, melhor qualidade terão as franjas de interferência. Onde a qualidade está associada à diferença entre as intensidades dos máximos e mínimos das franjas. Entretanto, vemos que, em detrimento do aumento na qualidade das franjas interferência, o valores para os mínimos tornam-se mais altos. Isto implica dizer que, para este caso o conceito usual

para a visibilidade, que é dado por

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.17)$$

onde  $I_{\max}$  é a intensidade máxima do padrão e  $I_{\min}$  é intensidade mínima, onde a visibilidade varia de zero a um, não contempla todo os aspectos deste resultado. Agora existem informações sobre a qualidade das franjas e o quanto elas se contrastam com relação ao valor dos mínimos. Assim foi preciso levar em consideração a relação entre, a medida de  $G_{\max}^{(2)}$ , que é o valor total da correlação, e o termo  $\Gamma^{(2)}$  que é o termo responsável pela aparição das franjas de interferência. A visibilidade para experimentos de correlações de quatro campos então ficou definida por

$$V = \frac{|\Gamma^{(2)}|_{\max}}{G_{\max}^{(2)}} \quad (3.18)$$

Utilizando esta definição, Cai e Zhu mostram o comportamento da visibilidade em função da variação de  $\sigma_g$  e  $\sigma_I$  como mostrado na figura 3.4.

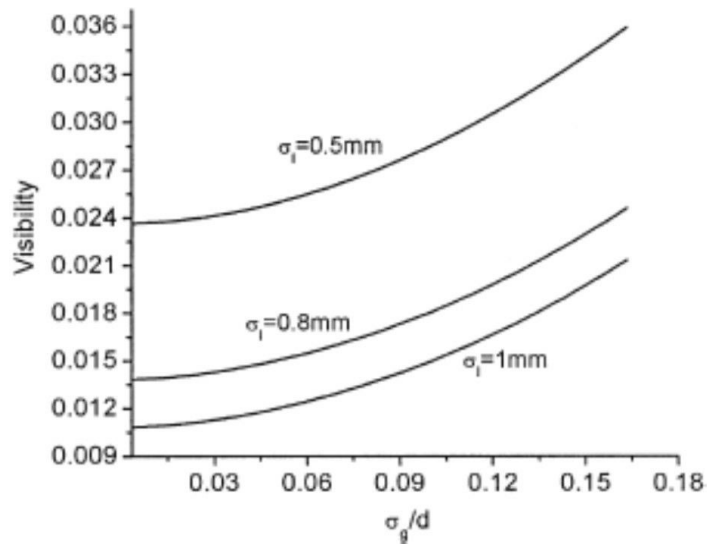


Figura 3.4: Curvas da visibilidade em função do grau de coerência da fonte com diferentes valores para o tamanho da fonte [103].

Como podemos verificar nos gráficos das figuras 3.2 e 3.3, o aumento do tamanho da

fonte e a redução do seu grau de coerência contribuem com o aumento da qualidade das franjas, todavia, com a penalidade da perda da visibilidade como também mostrado nos gráficos da figura 3.4.

### **3.3 A Influência da fonte sobre a visibilidade das franjas da interferência fantasma: Experimento.**

Com a finalidade de verificar as predições do modelo apresentado por Cai e Zhu, realizamos o experimento que será descrito a seguir.

## 3.3.1 Arranjo experimental.

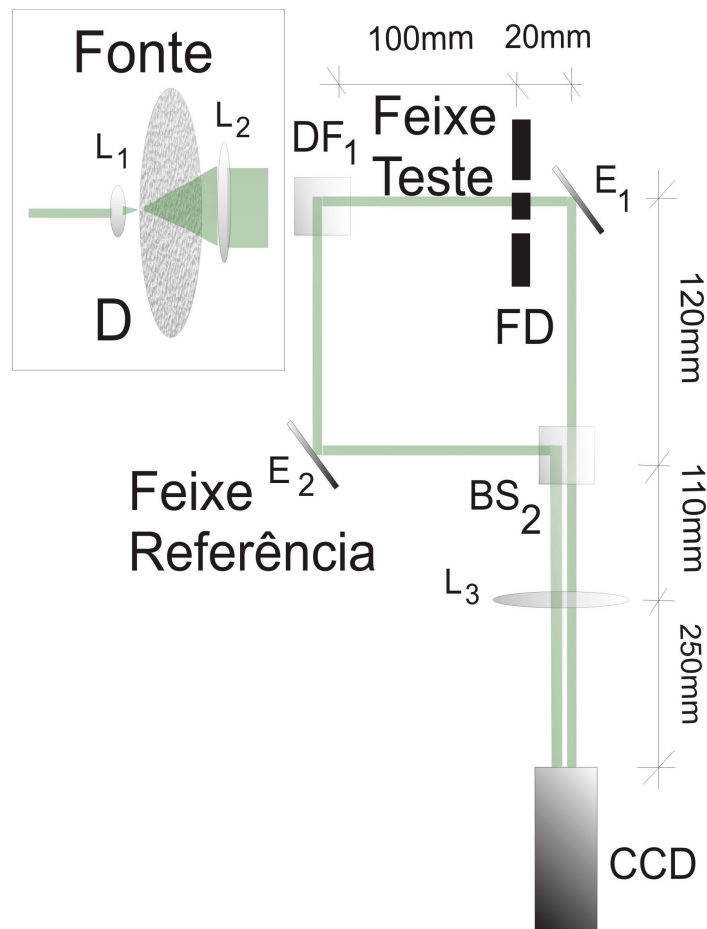


Figura 3.5: Arranjo experimental. O grau de coerência e o tamanho da fonte podem ser ajustados independentemente com o uso do disco entre o arranjo confocal das lentes  $L_1$  e  $L_2$ . Com a variação da posição do disco pode-se modificar o tamanho da fonte e com a troca dos discos mudar o grau de coerência sem que estes parâmetros estejam associados. Esta fonte é inserida em um arranjo experimental usual de interferência fantasma [101].

O arranjo experimental utilizado está mostrado na figura 3.5. A fonte de luz pseudotérmica usada neste experimento foi construída utilizando um laser operando em 514 nm, que incidia sobre um disco de vidro jateado  $D$ . O disco ficou posicionado entre duas lentes,  $L_1$  e  $L_2$ , dispostas em um arranjo confocal. Ajustando a posição do disco entre as lentes, foi possível manter o grau de coerência da fonte fixo, enquanto o tamanho da fonte podia ser variado.

Também, foram construídos vários discos com texturas superficiais diferentes. Assim apenas trocando os discos foi possível mudar o grau de coerência da luz sem afetar a área da secção transversal do feixe de luz pseudotérmica. Para comprovar que este tipo de fonte poderia controlar independente do grau de coerência transverso e o tamanho da fonte realizamos medidas do tipo HBT, isto é, sem a fenda dupla local.

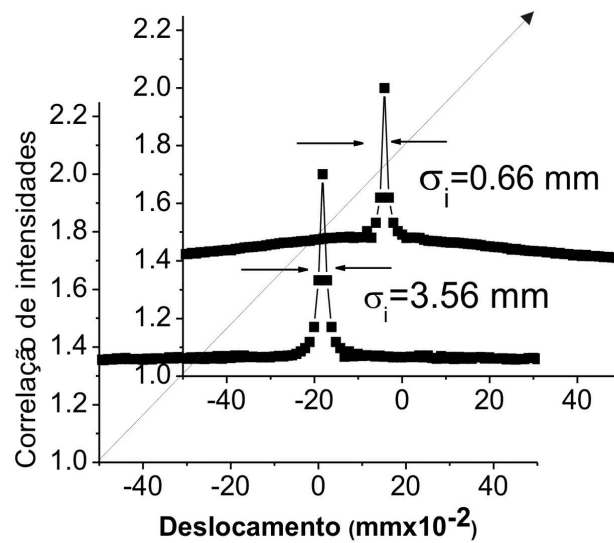


Figura 3.6: Interferência na correlação de intensidades para dois tamanhos de fonte distintos mantendo o grau de coerência fixo. Os diâmetros das fontes foram 0.66mm e 3.56mm. A largura dos gráficos não tiveram mudança considerável.

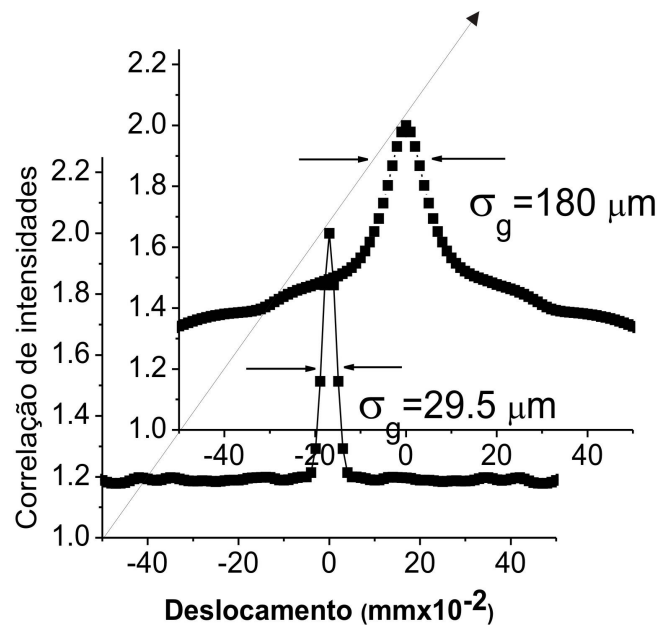


Figura 3.7: Interferência na correlação de intensidades para dois graus de coerência distintos mantendo o tamanho da fonte fixa. Como indicado nos gráficos o menor comprimento de coerência foi de  $29.5 \mu\text{m}$  e o maior de  $180 \mu\text{m}$ .

O resultado mostrado na figura 3.6 indica que o ajuste do tamanho da fonte não alterou grau de coerência transversal da fonte. Contudo, a mudança dos discos com diferentes texturas mantiveram a área do feixe fixo mas alteraram o grau de coerência, como é possível observar na figura 3.7.

Após as medidas dos graus de coerência, ajustando-se a posição dos discos e trocando-os sempre na mesma posição, ficou explícito de que a fonte de luz pseudotérmica pôde ser ajustada para o controle independente do tamanho da fonte e do grau de coerência. Em seguida realizamos as medidas de correlações de intensidades com a fenda dupla local conforme o arranjo disposto na figura 3.5.

Após a fonte de luz pseudotérmica inserimos um divisor de feixes  $DF_1$  responsável por separar a luz nos feixes teste e referência. Inserimos ainda a fenda dupla com uma separação entre as aberturas de  $d = 0.15 \text{ mm}$  no feixe de teste a  $100 \text{ mm}$  de  $DF_1$ . Os feixes teste e referência estavam focalizados por lente  $L_3$ , de  $250 \text{ mm}$  de comprimento focal, em



uma câmara CCD. Por fim, efetuamos as correlações de quarta ordem numericamente, no computador, com dados das imagens capturadas pela câmara.

Assim realizamos as medidas das correlações de quarta ordem em duas etapas. A primeira, variando o tamanho da fonte com o grau de coerência fixo, e a segunda variando o grau de coerência mantendo o tamanho da fonte fixo.

## 3.3.2 Resultados

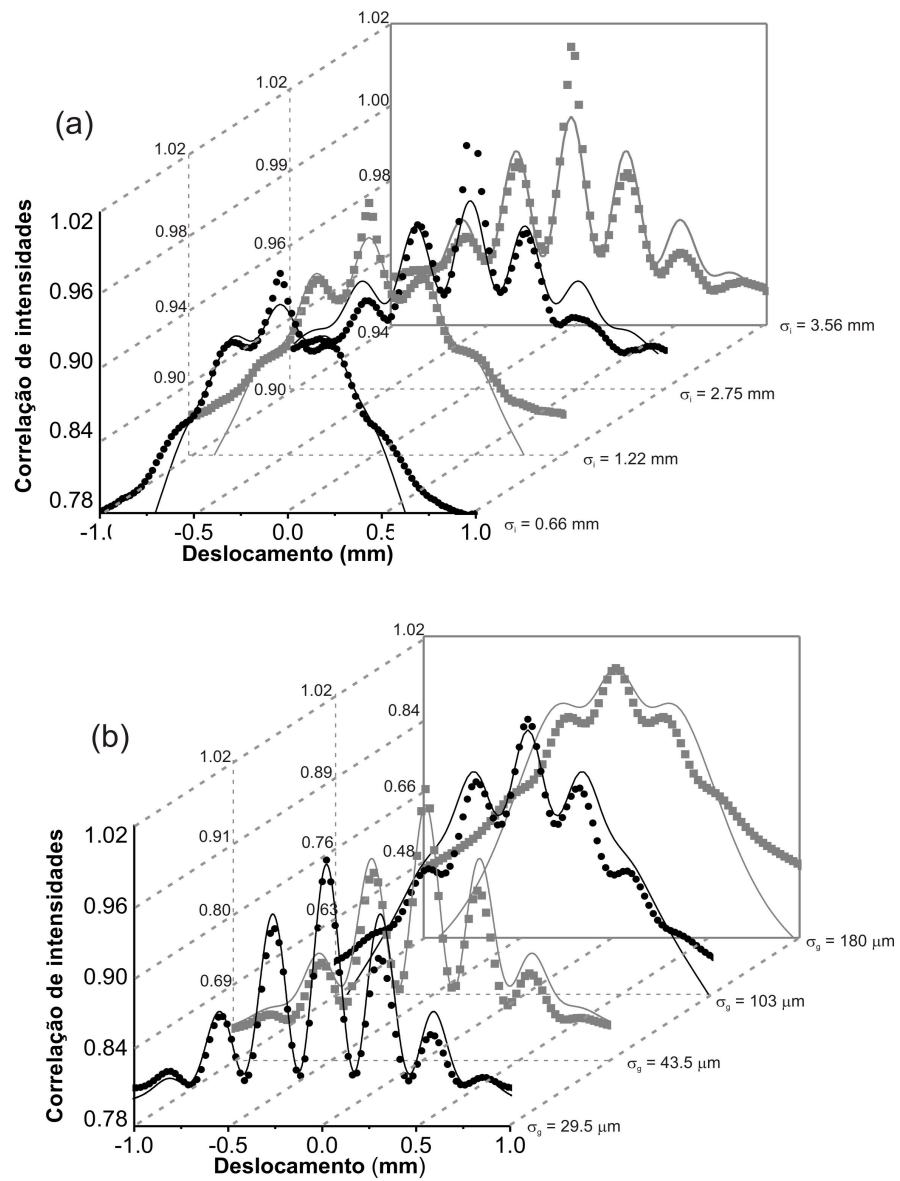


Figura 3.8: (a) Padrões de interferência da fenda dupla local um valor fixo do grau de coerência  $\sigma_g$  e variando o tamanho da fonte  $\sigma_I$ . (b) Padrões de interferência para a fenda dupla mantendo o tamanho da fonte  $\sigma_I$  fixo variando a coerência transversal  $\sigma_g$  da fonte. Os pontos são os dados experimentais e as linhas contínuas são as simulações numéricas da teoria utilizando os dados do experimento [101].

Os gráficos na figura 3.8, como os nossos resultados, mostram as seguinte situações:

- (a) A medida das correlações de intensidades foram efetuadas para o grau de coerência

fixo, porém, variando o tamanho da fonte. Para esta situação o tamanho da fonte  $\sigma_I$  foi ajustado desde um diâmetro maior, que foi de  $3.56 \text{ mm}$  até um diâmetro menor de  $0.66 \text{ mm}$  mantendo-se o comprimento de coerência  $\sigma_g$  fixo em  $29.5 \mu\text{m}$ . Com a diminuição do tamanho da fonte, notou-se que, embora os valores para os mínimos das franjas tornem-se reduzidos, o contraste do padrão também reduz.

(b) O grau de coerência é variado mantendo o tamanho da fonte fixo para a realização das medidas nas correlações de intensidades. Nesta situação o tamanho da fonte foi mantido em  $3.56 \text{ mm}$  enquanto o comprimento de coerência foi ajustado de  $29.5 \mu\text{m}$  até  $180 \mu\text{m}$ . Com o aumento do grau de coerência foi observada a diminuição dos valores para os mínimos das franjas, mas também do contraste dos padrões de interferência.

Na figura 3.9, apresentamos um gráfico para a visibilidade utilizando a definição na expressão 3.18

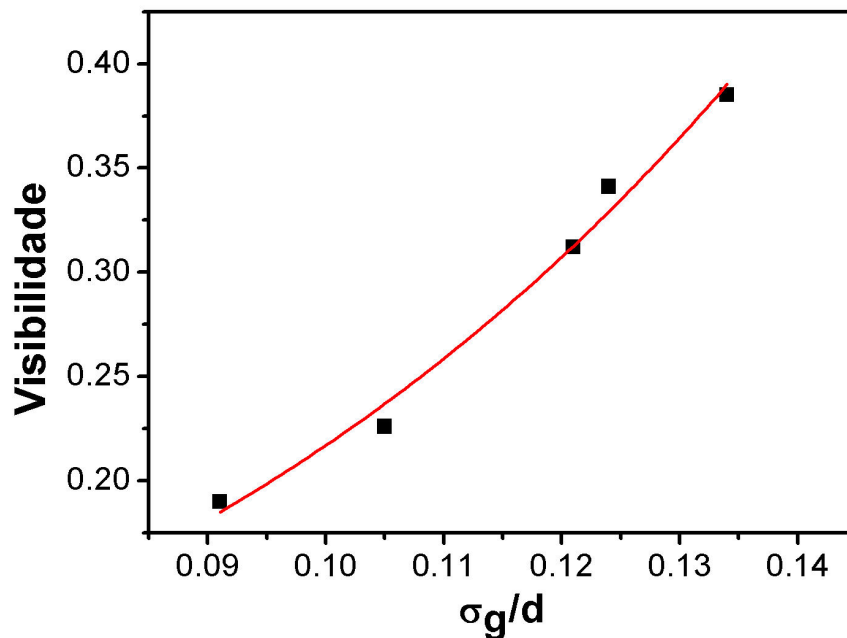


Figura 3.9: Valor da visibilidade em função de  $\sigma_g/d$  [101].

onde

$$G_{\max}^{(2)} = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle + |\Gamma|^2, \quad (3.19)$$

onde  $|\Gamma|_{\max}^2$  é o valor máximo do termo de interferência e  $\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle$  está relacionado ao produto das intensidades da luz dos feixes transmitidos, pela fenda no feixe teste, e do feixe de referência. A figura 3.10 ilustra a diferença entre a definição usual de visibilidade, que passamos a definir como qualidade a definição cunhada por Cai e Zhu para contemplar o limite existente para a visibilidade nos processos de interferência em correlações de quarta ordem.

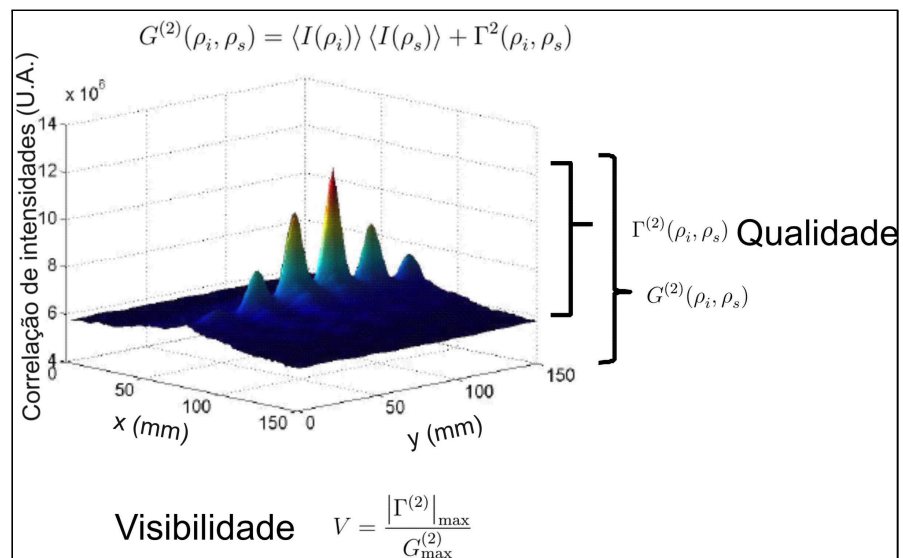


Figura 3.10: Correlação de quarta ordem (Unidade Arbitrária). A visibilidade é definida como a razão entre o fator  $|\Gamma^{(2)}|_{\max}$  que determina a qualidade das franjas e o valor total da correlação de intensidades.

### 3.3.3 Discussão.

Observamos que os gráficos na figura 3.8 mostram a influência das mudanças efetuadas no tamanho e no grau de coerência da fonte de luz pseudotérmica sobre as franjas de interferência. Podemos verificar que o aumento do tamanho da fonte, e a redução do grau de coerência favorecem uma melhora na qualidade das franjas de interferência. Com o resultado da curva para a visibilidade em função do grau de coerência, mostrada na figura

3.9, verificamos que, embora a redução da coerência e o aumento do tamanho da fonte favoreçam a melhora da qualidade das franjas, há uma perda na visibilidade, definida pela equação 3.18.

Com o aumento do grau de coerência, os vários padrões de interferência superpostos, produzidos por um dos feixes, estará correlacionado com muitos fótons em várias posições do outro feixe. O que reduz a visibilidade drasticamente com o aumento da área de coerência da luz produzida pela fonte, ou mesmo apenas do feixe de referência, como demonstraremos a seguir.

Uma preocupação inicial do experimento foi a construção da fonte, pois ela precisaria fornecer os controles independentes do grau de coerência e do tamanho da fonte que, em princípio, estariam vinculados pela relação do teorema de van Cittert-Zernike. Contudo a fonte proposta se mostrou apropriada como demonstrado nos resultados dos gráficos das figuras 3.6 e 3.7.

Aqui também demonstramos experimentalmente pela primeira vez que a nova definição para avaliar a visibilidade das franjas, introduzido por Cai e Zhu mostra-se mais apropriada para os experimentos de interferência nas correlações de quarta ordem  $G^{(2)}$ , pela necessidade de comparar a qualidade e a visibilidade das franjas que conceito.

Assim, verificamos que ao contrário dos experimentos que utilizando os fótons gêmeos como fonte de luz, que apresentam boa qualidade e visibilidade nas franjas de interferência, a interferência fantasma com uso de luz classicamente correlacionada não goza da mesma relação. Verificamos portanto que o aumento qualidade do padrão é penalizado com a perda da visibilidade existindo um limite para a visibilidade como mostrado nas figuras 3.10 e 3.9.

## **3.4 O controle da qualidade das franjas de interferência por meio do ajuste do grau de coerência do feixe de referência.**

Na seção anterior, vimos os efeitos a influência da fonte de luz parcialmente coerente sobre os padrões transversais nas correlações de quarta ordem [101, 103]. Mas para estes experimentos as mudanças realizadas na fonte ainda mantêm os feixes idênticos antes de serem espalhados pelos objetos. Assim resolvemos contemplar o caso no qual ocorre uma mudança da coerência transversal no feixe de referência, mantendo o grau de coerência da luz que incide na fenda dupla inalterado.

Este experimento portanto, teve como cerne o estudo da visibilidade dos padrões de interferência em função da mudança do grau de coerência transversal do feixe de referência.

### **3.4.1 Arranjo experimental.**

Utilizamos o mesmo arranjo experimental descrito na seção anterior com exceção de uma íris colocada imediatamente após o divisor de feixes, no caminho do feixe de referência, como ilustrado na figura 3.11. A finalidade da íris é alterar o grau de coerência transversal do feixe via a relação encontrada no teorema de van Cittert-Zernike, que relaciona o tamanho da fonte ao grau de coerência da luz, como citado no capítulo anterior. O arranjo experimental está mostrado na figura 3.11.

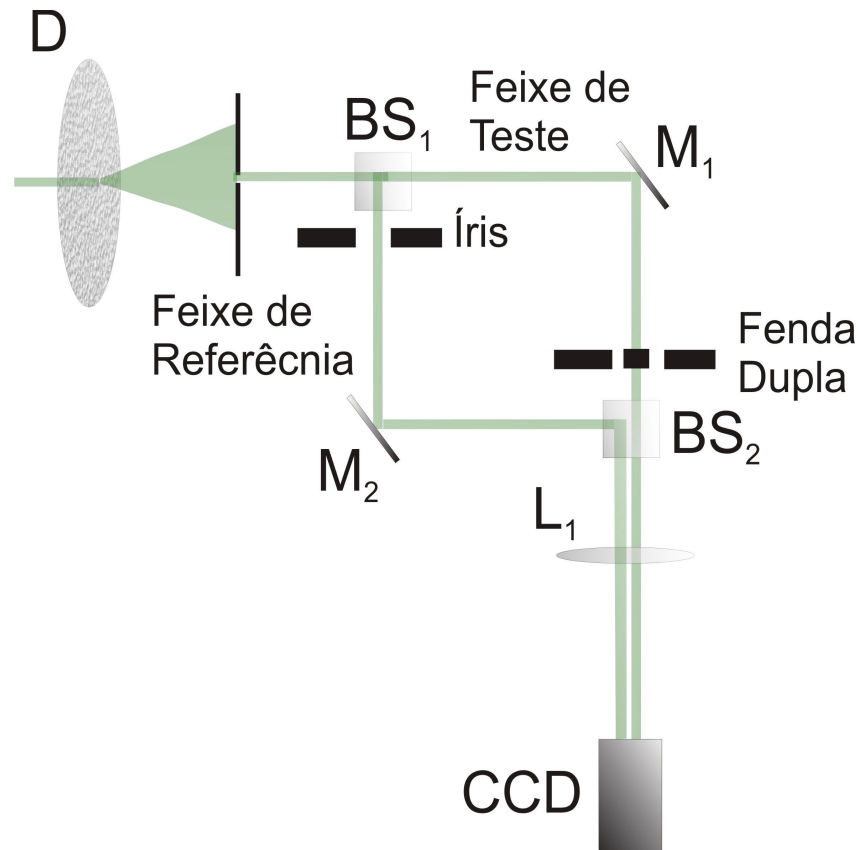


Figura 3.11: Arranjo experimental. Utilizamos o arranjo de interferência fantasma com exceção da íris no feixe de referência com a finalidade de ajustar o grau de coerência do mesmo.

### 3.4.2 Resultados

A correlação de intensidades foi medida para diferentes valores da abertura da íris, e então que o contraste dos padrões, correspondentes aos diferentes diâmetro da íris, foi observado. A figura 3.12 mostra os resultados.

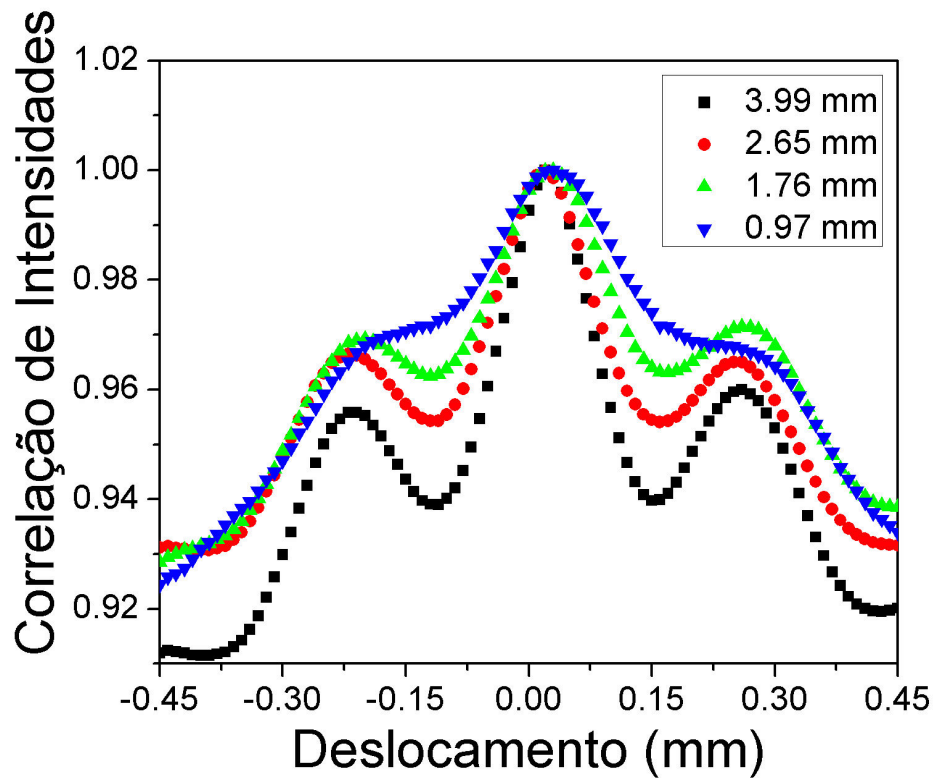


Figura 3.12: O gráfico mostra os padrões de interferência em função da variação do diâmetro da íris.

Os seguintes diâmetros foram utilizados para a íris:  $3.99\text{ mm}$ ,  $2.65\text{ mm}$ ,  $1.76\text{ mm}$  e  $0.99\text{ mm}$ . É possível notar com clareza que, com a diminuição do diâmetro da íris, e o consequente ganho de coerência no feixe de referência, houve uma perda da qualidade das franjas de interferência da fenda dupla.

### 3.4.3 Discussão.

Observamos nos gráficos mostrados na figura 3.11, que a redução no diâmetro da íris resultou na perda da qualidade das franjas de interferência.

O ajuste realizado na íris permitiu a modificação da área do feixe de referência, que por meio da relação estabelecida no teorema de van Cittert-Zernike, cuminou na mudança do grau de coerência do feixe. Entretanto, como descrito na seção 2.3, nos experimentos



de correlação de quarta ordem a coerência é do tipo conjunta, ou seja, depende das coerências de ambos os feixes. Portanto, a mudança efetuada na coerência do feixe de referência influenciou o valor da coerência conjunta. E assim o aumento da coerência conjunta resultou na redução da qualidade das franjas de interferência como pudemos claramente observar.

## 3.5 Conclusão

Neste capítulo, demonstramos experimentalmente, em ótimo acordo com o modelo teórico proposto por Cai e Zhu [103], o efeito do grau de coerência e tamanho da fonte sobre a visibilidade das franjas de interferência, observadas na correlação de quarta ordem para luz parcialmente coerente.

Verificamos que o aumento da coerência bem como a diminuição do tamanho da fonte de luz reduzem a qualidade das franjas de interferência em correlações de quarta ordem. De acordo com o conceito de visibilidade, introduzido por Cai e Zhu para correlações de quarta ordem, embora a visibilidade aumente com a redução do tamanho da fonte e o grau de coerência as franjas de interferência perdem sua qualidade o que as torna cada vez menos perceptíveis.

Investigamos também a qualidade das franjas de interferência nas correlações de quarta ordem em função do aumento da coerência do feixe de referência. Vimos que o ganho de coerência foi responsável pela redução da visibilidade dos padrões de interferência. Este resultado é contrastante com a interpretação de que, a observação dos fenômenos de interferência transversal são provenientes de um processo de filtragem. Se a interpretação dos processos de filtragem fosse realmente aplicável, com o aumento da coerência do feixe de referência, haveria uma redução da densidade de estados dos vetores de onda transverso. assim, para o limite da luz perfeitamente coerente só existiria um vetor de onda transversal e qualquer posição do detector posicionado para detectar os fótons provenientes do feixe

de referência satisfaria a condição para a filtragem. Entretanto não é o que ocorre. Uma melhor abordagem para este problema é a utilização do conceito de coerência conjunta. Embora os feixes de luz tenham baixa coerência, em quarta ordem, as correlações exibem uma coerência conjunta que define a visibilidade nos efeitos transversais. Na qual o aumento da coerência de um dos feixes contribui para o aumento da coerência conjunta e conseqüentemente a perda da qualidade das franjas de interferência.

Isto nos leva a concluir que nos experimentos que mostram efeitos transversais nas correlações de quarta ordem, a coerência conjunta reduzida e o tamanho da fonte de luz contribuem para o aumento da qualidade das franjas de interferência, mas que para o uso de luz clássica existe a perda de visibilidade.

Sabemos que nas correlações de segunda ordem, quanto menor o tamanho da fonte e maior o grau de coerência, maior é a qualidade das franjas de interferência da fenda dupla. Em quarta ordem verificamos o efeito inverso, ou seja, quanto maior a fonte de luz e menor o grau de coerência melhor é a qualidade das franjas.

Note que as medidas das correlações, e as conseqüentes visibilidades das franjas de interferência, refletem as propriedades de coerência da fonte luz. No caso das correlações de segunda ordem, uma maior coerência é mais favorável ao surgimento de efeitos de interferência, enquanto que em quarta ordem é exatamente o oposto. Para o caso em que, a mudança da coerência acontece no feixe de referência, a luz espalhada pela fenda não sofre mudança alguma, diferente do caso em que a fonte tem suas propriedades de coerência modificadas. Se a fonte de luz viesse a se tornar coerente, seria possível observar as franjas de interferência devido à presença da fenda dupla nas correlações de segunda ordem. Entretanto no caso de um aumento da coerência no feixe de referência, nunca haverá formação de padrão em segunda ordem, embora as correlações de quarta ordem desapareçam. Neste caso, a relação complementar entre coerência e correlação aparenta apresentar uma lacuna. Mas devemos lembrar que em quarta ordem a coerência a ser

considerada é a coerência conjunta, de modo que, as medidas de correlação em quarta ordem continuam a representar o grau de coerência da luz. Assim, nosso resultado mostrou uma extensão do conceito de complementaridade entre coerência e correlação.

## Capítulo 4

# Controle do grau de polarização induzido pela mudança da coerência de uma luz parcialmente coerente na propagação.

### 4.1 Introdução.

Até agora estudamos a formação de padrões de interferência em medidas de correlação de quarta ordem. Em particular, investigamos a influência da coerência da fonte de luz na formação de tais padrões. Neste capítulo, abordaremos a influência das correlações transversais em segunda ordem para estudar as propriedades de coerência e polarização da fonte de luz. Nossos resultados experimentais confirmam previsões teóricas obtidas recentemente [94, 96], relacionando o grau de coerência transversal da fonte de luz com a mudança do grau de polarização durante a propagação, tanto no espaço livre quanto para um meio não linear.

### 4.2 Mudança do grau de polarização da luz na propagação no espaço livre: Teoria.

Embora os conceitos de polarização e coerência tenham sua gênese nas propriedades estatísticas do campo elétrico da luz, eles sempre foram tratados de forma independente.

Em geral, podemos definir a coerência como o grau de correlação entre a flutuação do campo elétrico da luz em dois pontos distintos do espaço e do tempo. A polarização é definida como a orientação da oscilação do vetor campo elétrico da luz e o grau de polarização está relacionado com a correlação existente entre as orientações do vetor campo elétrico da luz. Na natureza é comum encontrarmos estados de polarização que são uma mistura estatística, onde parte da luz é polarizada e parte é não polarizada. Assim é necessário construir a idéia de um grau de polarização.

O método usual para se descrever o estado de polarização da luz é baseado nos parâmetros de Stokes [10] dados por

$$\begin{aligned}
 s_0 &= \langle E_x E_x \rangle + \langle E_y E_y \rangle; \\
 s_1 &= \langle E_x E_x \rangle - \langle E_y E_y \rangle; \\
 s_2 &= \text{Re} \langle E_x^* E_y \rangle; \\
 s_3 &= \text{Im} \langle E_x^* E_y \rangle
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

onde  $E_x$  e  $E_y$  são as amplitudes das componentes dos campos elétricos da luz no eixo  $x$  e no eixo  $y$ . O parâmetro  $s_0$  representa intensidade total da luz, que é a soma das intensidades associadas às componentes dos campo  $E_x$  e  $E_y$ .

Em termo dos parâmetros de Stokes, o grau de polarização da luz é definido como

$$P = \frac{I^p}{I} = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0}
 \tag{4.2}$$

onde  $I$  é a intensidade total da luz e  $I^p$  é a intensidade da fração da luz polarizada. Se  $P = 0$  dizemos que a luz é completamente despolarizada, ou seja, a direção da oscilação do vetor campo elétrico da luz é completamente aleatória. Caso  $P = 1$ , dizemos que a luz é completamente polarizada, ou seja, a oscilação do vetor campo elétrico da luz é bem definida. Caso  $0 < P < 1$ , a luz é dita parcialmente polarizada.

Como exemplo, tomemos um determinado estado puro de polarização a fim de caracterizá-

lo. Caso os valores para  $\langle E_x E_x \rangle$  ou  $\langle E_y E_y \rangle$  sejam nulos então dizemos que a luz é linearmente polarizada na horizontal ou vertical respectivamente. Caso  $\langle E_x E_x \rangle$  e  $\langle E_y E_y \rangle$  sejam diferentes de zero, devemos medir as correlações entre as componentes ortogonais do campo elétrico. Se o valor  $s_2 = \text{Re} \langle E_x^* E_y \rangle$  for diferente de zero, saberemos que as componentes do campo em  $x$  e  $y$  oscilam em fase, o que caracteriza uma polarização diagonal. Caso a função de correlação entre as coordenadas  $x$  e  $y$  do campo elétrico  $s_3 = \text{Im} \langle E_x^* E_y \rangle$  for diferente de zero, saberemos que as duas componentes oscilam com uma diferença de fase de  $\pi/2$ , o que caracteriza uma luz circularmente polarizada, que pode ser no sentido horário ou anti-horário. Se  $s_1 = 0$  a polarização é circular e se  $s_1 \neq 0$  temos uma polarização elíptica.

Embora os parâmetros de Stokes possam ser utilizados para descrever o grau de polarização da luz, eles não são adequados para elucidar as recentes descobertas da mudança do grau de polarização da luz durante sua propagação [136]. Entretanto em 2003, E. Wolf apresentou uma teoria unificada da polarização e da coerência [91–93] que não só agregou em um único formalismo os efeitos da coerência e da polarização da luz, mas também foi capaz de explicar as mudanças no grau de polarização da luz durante sua propagação em função do grau de coerência da fonte de luz [94].

Para entendermos esta nova abordagem iremos definir inicialmente uma quantidade que caracteriza os graus de coerência entre as componentes  $x$  e  $y$  do vetor campo elétrico da luz chamada de *matriz de densidade espectral* dada por

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \begin{pmatrix} W_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) & W_{xy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \\ W_{yx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) & W_{yy}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

onde  $W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \langle E_i^*(\mathbf{r}_1, \omega) E_j(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle$  é a função de correlação entre as componentes do campo  $E_{i,j}(\mathbf{r}, \omega)$ ,  $i = x, y$  e  $j = x, y$ , com  $\mathbf{r}$  sendo o vetor posição no espaço definido por  $\mathbf{r} = \boldsymbol{\rho} + \mathbf{z}$ , onde  $\boldsymbol{\rho}$  é um vetor no plano transversal à direção de propagação  $z$ .

Os elementos da matriz de densidade espectral estão relacionados com os parâmetros

de Stokes através das expressões

$$\begin{aligned}
 s_0 &= \langle E_x E_x \rangle + \langle E_y E_y \rangle = W_{ii} + W_{jj} \\
 s_1 &= \langle E_x E_x \rangle - \langle E_y E_y \rangle = W_{ii} - W_{jj} \\
 s_2 &= \text{Re} \langle E_x^* E_y \rangle = W_{ij} + W_{ji} \\
 s_3 &= \text{Im} \langle E_x^* E_y \rangle = i(W_{ij} - W_{ji})
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Desta forma, podemos definir o grau de polarização  $P$  em função dos elementos da matriz de densidade espectral através da expressão [109]

$$P(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \sqrt{1 - 4 \frac{\text{Det} \{(\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega))\}}{[\text{Tr} \{(\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega))\}]^2}} \tag{4.5}$$

onde  $\text{Tr} \{(\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega))\}$  é traço e  $\text{Det} \{(\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega))\}$  o determinante da matriz  $\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)$ .

Notemos que com esta definição o grau de polarização depende de um vetor  $\mathbf{r} = \boldsymbol{\rho} + \mathbf{z}$ , ou seja, além da componente transversal do campo, o grau de polarização agora está escrito em função da distância de propagação. Esta nova definição é interessante pois, considera as funções de correlação de segunda ordem, que estão associadas aos graus de coerência transversal da luz na expressão para o grau de polarização da luz. Portanto, relacionamos o grau de polarização e o grau de coerência da luz.

A vantagem desta abordagem está na possibilidade de investigarmos o grau de polarização de uma luz parcialmente coerente durante sua propagação. Para este fim iremos utilizar o modelo Schell-Gaussiano, já apresentado na seção 3.1, para escrever cada elemento  $W_{ii}$  da diagonal principal da matriz de densidade espectral. Desta forma temos

$$W_{ii}^0(\rho_1, \rho_2, z = 0, \omega) = A_i^2 \exp \left[ \frac{-(\rho_2^2 + \rho_1^2)}{4\sigma_I^2} \right] \exp \left[ \frac{-(\rho_2 - \rho_1)^2}{2\delta_{ii}} \right]. \tag{4.6}$$

onde  $A_i$  é a amplitude da componente do campo  $E_i$  e  $W_{ii}^0$  significa que a função de correlação está sendo avaliada em  $z = 0$ , o que corresponderá a um plano transversal nas proximidades da fonte de luz. Como tratamos de uma luz incoerente, os elementos fora

da diagonal principal  $W_{ij}^0$  para  $i \neq j$  serão nulos, de maneira que a matriz de densidade espectral se reduz a

$$\mathbf{W}^0(\rho_1, \rho_2, z = 0, \omega) = \begin{pmatrix} W_{xx}^0(\rho_1, \rho_2, z = 0, \omega) & 0 \\ 0 & W_{yy}^0(\rho_1, \rho_2, z = 0, \omega) \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Neste modelo, podemos escrever a função de correlação a uma distância  $z$  qualquer de maneira que  $W_{ii}(\rho_1, \rho_2, z, \omega)$  é dada por [109]

$$\begin{aligned} & W_{ii}(\rho_1, \rho_2, z, \omega) \\ &= \frac{A_i^2}{\Delta_{ii}^2(z)} \exp\left[-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{4\sigma^2 \Delta_{ii}^2(z)}\right] \times \\ &\times \exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\delta_{ii}^2 \Delta_{ii}^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{ik(\rho_1^2 - \rho_2^2)}{2\Phi_{ii}(z)}\right], \end{aligned} \quad (4.8)$$

onde

$$\Delta_{ii}^2(z) = 1 + \frac{z^2}{k^2 \sigma^2} \left( \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ii}^2} \right) \quad (4.9)$$

e

$$\Phi_{ii}(z) = \left( 1 + \frac{1}{\Delta_{ii}} \right) z, \quad (4.10)$$

As variáveis  $\sigma$  e  $\delta_{ii}$  representam o tamanho da fonte e o comprimento de correlação nas proximidades da fonte respectivamente e  $k$  é o número de onda.

Substituindo os valores dos elementos de matriz na equação 4.8 na equação 4.5, o grau de polarização toma a forma

$$P(\rho, z, \omega) = \frac{\left| \frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\sigma \Delta_{xx}^2(z)}\right] - \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\sigma \Delta_{yy}^2(z)}\right] \right|}{\frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\sigma \Delta_{xx}^2(z)}\right] + \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\sigma \Delta_{yy}^2(z)}\right]}. \quad (4.11)$$

A equação 4.11 permite analisar o grau de polarização  $P(\rho, z, \omega)$  de uma luz parcialmente coerente que se propaga ao longo da direção  $z$ , em termos dos graus de coerência nas proximidades da fonte. Utilizando este resultado, Salem e Wolf [94] mostraram que, com o ajuste dos graus de coerência nas direções ortogonais  $x$  e  $y$  do campo elétrico da luz



parcialmente coerente, é possível controlar o grau de polarização ao longo da propagação. Para ilustrar este comportamento, consideremos uma fonte de luz parcialmente coerente com  $\sigma = 0.05 \text{ cm}$  de diâmetro e comprimento de onda de  $514 \text{ nm}$ ,  $A_x^2 = 1$  e  $A_y^2 = \frac{1}{2}A_x^2$ . O comprimento de correlação da fonte na direção  $x$  utilizado foi  $\delta_{xx} = 5.7\mu\text{m}$ . Variando o comprimento de correlação  $\delta_{yy}$  na direção  $y$  é possível mudar o grau de polarização ao longo da propagação como está mostrado na figura 4.1

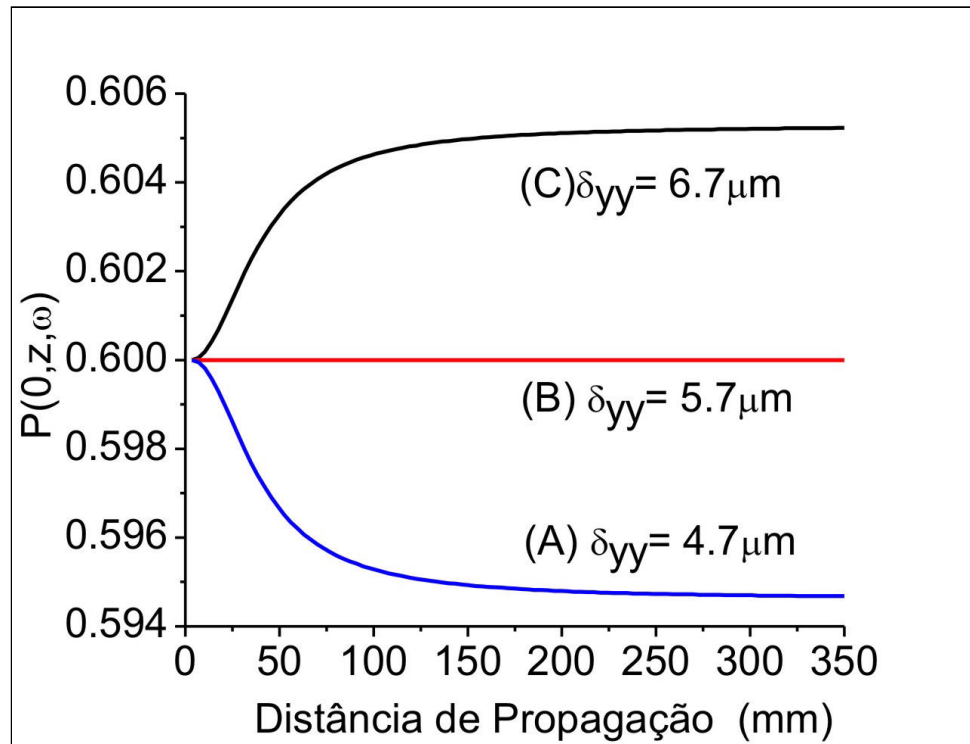


Figura 4.1: Grau de polarização em função da distância de propagação. Os comprimentos de coerência para a componente do campo elétrico no eixo  $y$  foram: (curva A)  $\delta_{yy} = 4.7\mu\text{m}$ , (curva B)  $\delta_{yy} = 5.7\mu\text{m}$  e (curva C)  $\delta_{yy} = 6.7\mu\text{m}$ . O comprimento de coerência para a componente do campo elétrico no eixo  $x$  foi:  $\delta_{xx} = 5.7\mu\text{m}$

Podemos perceber que a escolha do valor  $\delta_{yy}$  foi responsável pelo controle do grau da polarização na propagação do feixe de luz parcialmente coerente. Se  $\delta_{yy} < \delta_{xx}$  existe uma perda no grau de polarização, enquanto que se  $\delta_{yy} > \delta_{xx}$  podemos verificar um ganho no grau de polarização. Entretanto se  $\delta_{yy} = \delta_{xx}$  o grau de polarização não sofre mudança.

Como utilizamos o modelo Schell-Gaussiano para descrever as funções de correlação

nas direções  $x$  e  $y$ , o grau de polarização apresenta uma dependência de dois parâmetros que temos considerado importante ao longo desta tese: o tamanho da fonte  $\sigma$  e o comprimento de correlação  $\delta_{ii}$ . Devido a esta dependência, ilustraremos também as mudanças do grau de polarização da luz em termos da variação de  $\sigma$  e  $\delta_{ii}$  como mostrados na figura 4.2

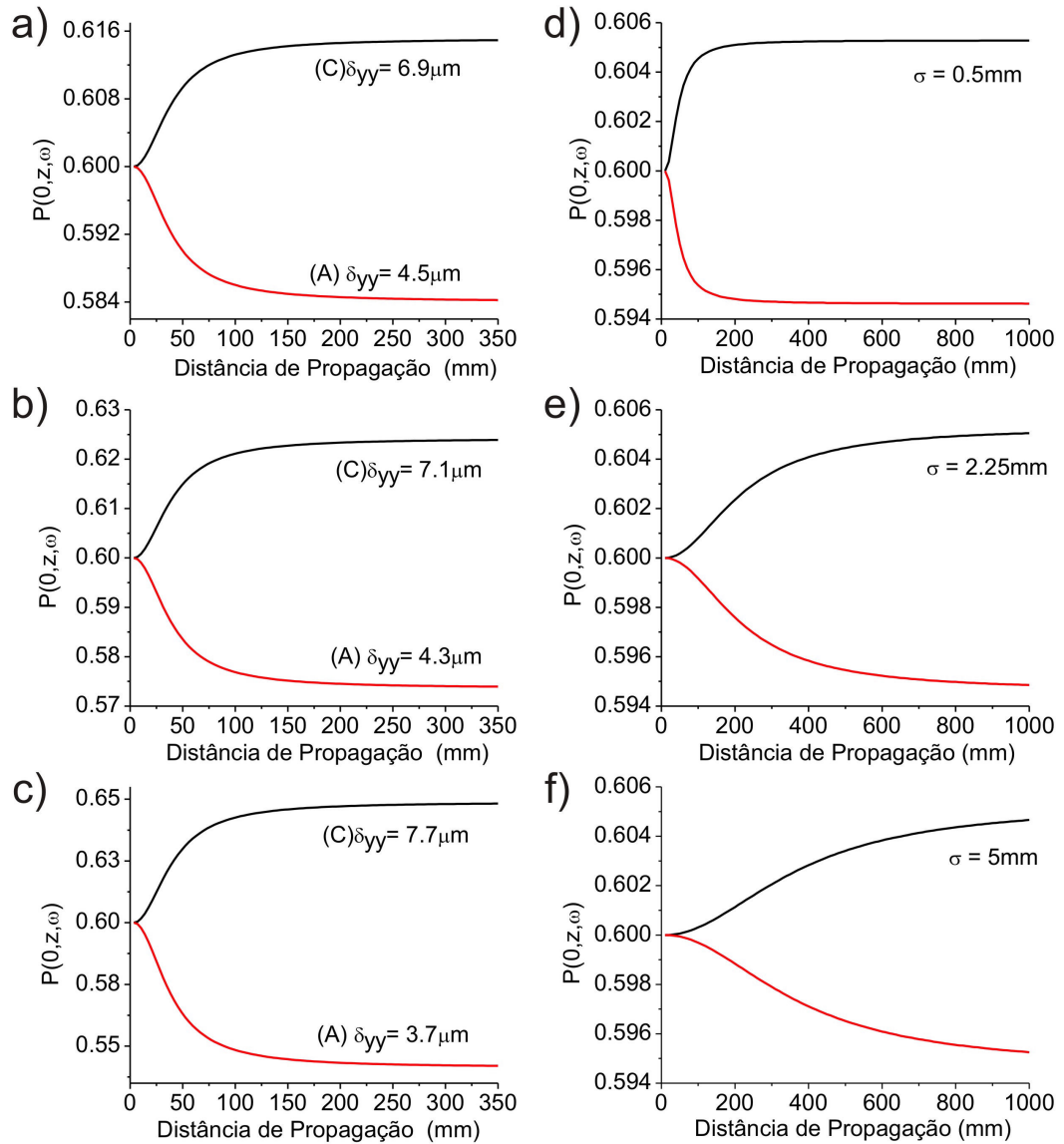


Figura 4.2: Os gráficos a), b) e c) mostram a mudança no ganho e na perda de polarização em função da variação dos valores de  $\delta_{yy}$ . Os gráficos d), e) e f) mostram a mudança na distância  $z_0$  em função da variação do tamanho da fonte  $\sigma$ .

Os gráficos  $a$ ,  $b$  e  $c$  da figura 4.2 mostram a mudança no grau de polarização em termos da variação do valor de  $\delta_{yy}$ . Note que com o aumento da diferença entre  $\delta_{yy}$  e  $\delta_{xx}$ , as quantidades que denominaremos de *ganho* e a *perda* no grau de polarização aumentam. Já os gráficos  $d$ ,  $e$  e  $f$  mostram a mudança do grau de polarização na propagação da luz devido à mudança no tamanho da fonte  $\sigma$ . Iremos definir uma outra quantidade, chamada de *distância de invariância*  $z_0$ . Esta quantidade  $z_0$  é distância em que ocorre o comportamento assintótico quer para o ganho ou a perda de polarização, que nos gráficos  $d$  e  $e$ , por exemplo, são aproximadamente 350 *mm* e 1000 *mm*, respectivamente. Assim podemos dizer que o aumento do tamanho da fonte ocasiona um aumento de  $z_0$ . Com estas quantidades bem definidas, podemos escolher os parâmetros que podem ser ajustados para que tenhamos um ganho ou uma perda de polarização.

### **4.3 Mudança do grau de polarização da luz na propagação no espaço livre: Experimento.**

Nesta seção apresentaremos um experimento que comprova a relação entre o grau de polarização e o grau de coerência da luz durante a propagação.

#### **4.3.1 Arranjo experimental.**

Para demonstrar a hipótese da mudança de do grau de polarizaçã de uma luz parcialmente coerente durante a propagação, discutida na seção anterior realizamos o seguinte experimento. Utilizando uma fonte de luz parcialmente corente e parcialmente polarizada, cujo o grau de coerência das componentes de polarização horizontal e vertical podem ser ajustados independentemente, medimos o grau de polarização da luz ao longo de várias posições distante da fonte. O arranjo experimental que utilizamos está ilustrado na figura 4.3.

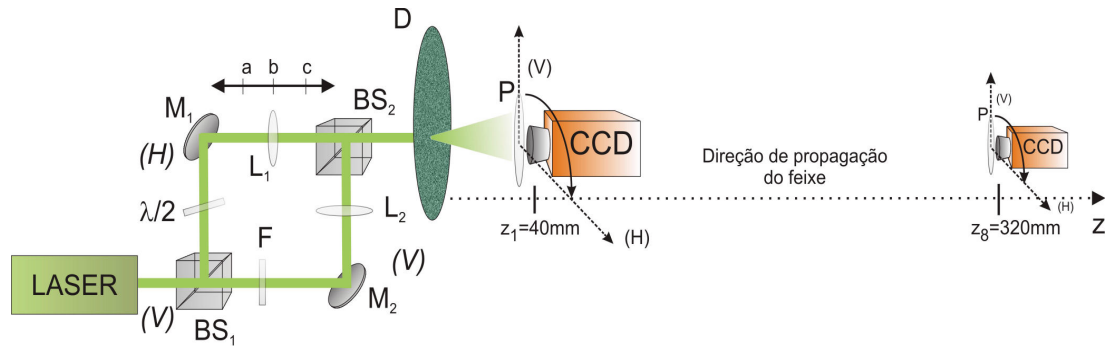


Figura 4.3: Arranjo experimental. Os parâmetros no experimento foram: comprimento de onda da luz  $\lambda = 514\text{nm}$ ,  $\sigma = 0.5\text{mm}$ ,  $A_y^2 = A_x^2/2$ . As distâncias de  $L_1$  até o disco  $D$  foram: (A)  $118.75\text{mm}$ , (B)  $110\text{mm}$  e (C)  $101.25\text{mm}$ . A lente  $L_2$  permaneceu fixa a  $110\text{mm}$  do disco  $D$ .

A luz parcialmente coerente e parcialmente polarizada foi gerada utilizando um feixe de laser de argônio CW operando em  $514\text{nm}$ , com polarização vertical que foi separado em dois feixes pelo divisor de feixes  $BS_1$ . Ao longo do caminho de um dos feixes inserimos um filtro atenuador  $F$  ajustado para transmitir 50% da intensidade e uma lente  $L_2$ . Ao longo do caminho do outro feixe foram inseridos uma placa de meia onda  $\lambda/2$ , para tornar a polarização do feixe horizontal, e uma lente  $L_1$ . As lentes  $L_1$  e  $L_2$  tinham um comprimento focal de  $150\text{mm}$  e tinham como propósito focalizar os feixes com polarizações ortogonais no disco jateado. Portanto através do ajuste das distâncias entre as lentes  $L_1$  e  $L_2$  e o disco foi possível produzir uma luz com diferentes graus de coerência para cada componente de polarização. Os feixes foram então recombinados pelo divisor de feixes  $BS_2$  e o novo feixe foi espalhado pelo disco jateado  $D$ , que girava a uma frequência de  $0.05\text{Hz}$ . A lente  $L_2$  estava a  $110\text{mm}$ , do disco enquanto a lente  $L_1$ , montada sobre um estágio de translação, podia ser deslocada ao longo da direção de propagação do feixe. Com este arranjo o diâmetro do feixe nas proximidades do disco media  $\sigma = 0.5\text{mm}$ . Com o ajuste da posição da lente  $L_1$ , o grau de coerência da componente horizontal da polarização poderia ser devidamente ajustado. Esta configuração para a fonte de luz foi primeiro utilizada por Gori *et al* [135]. Note que embora o arranjo lembre um interferômetro do

tipo Mach-Zehnder os feixes foram recombinados com polarizações ortogonais, de maneira que não havia interferência.

Para compor o sistema de detecção utilizamos uma câmera CCD PIXALINK com  $3000 \text{ pixels} \times 2208 \text{ pixels}$  de resolução com pixels possuindo  $3.5 \mu\text{m} \times 3.5 \mu\text{m}$  de tamanho. Montamos a câmera sobre um estágio de translação permitindo que a detecção fosse realizada ao longo da direção de propagação da luz espalhada pelo disco jateado. Um polarizador  $P$  foi acoplado à CCD para selecionar a componente de polarização a ser medida. O intervalo entre as aquisições das imagens realizadas pela CCD foi de  $200 \text{ ms}$  e o tempo de exposição foi igual a  $100 \mu\text{s}$ . Para cada componente da polarização ( $H$  ou  $V$ ) que selecionamos por meio do ajuste de  $P$ , realizamos a aquisição de 500 imagens.

Realizamos o estudo da variação do grau de polarização para três situações: Na primeira, posicionamos a lente  $L_1$  a  $118.75 \text{ mm}$  do disco  $D$ , resultando em um comprimento de correlação  $\delta_{yy} = 6.3 \mu\text{m}$ . na segunda, posicionamos  $L_1$  a  $110 \text{ mm}$  de  $D$ , resultando em  $\delta_{yy} = 5.7 \mu\text{m}$ . Na terceira posicionamos  $L_1$  a  $101.35 \text{ mm}$  de  $D$  resultando em  $\delta_{yy} = 5.1 \mu\text{m}$ .

### 4.3.2 Resultados

Utilizando as imagens capturadas, realizamos uma autocorrelação de intensidade com cada uma delas. O resultado para as autocorrelações após uma média sobre 500 aquisições de imagem está mostrado na figura 4.4.

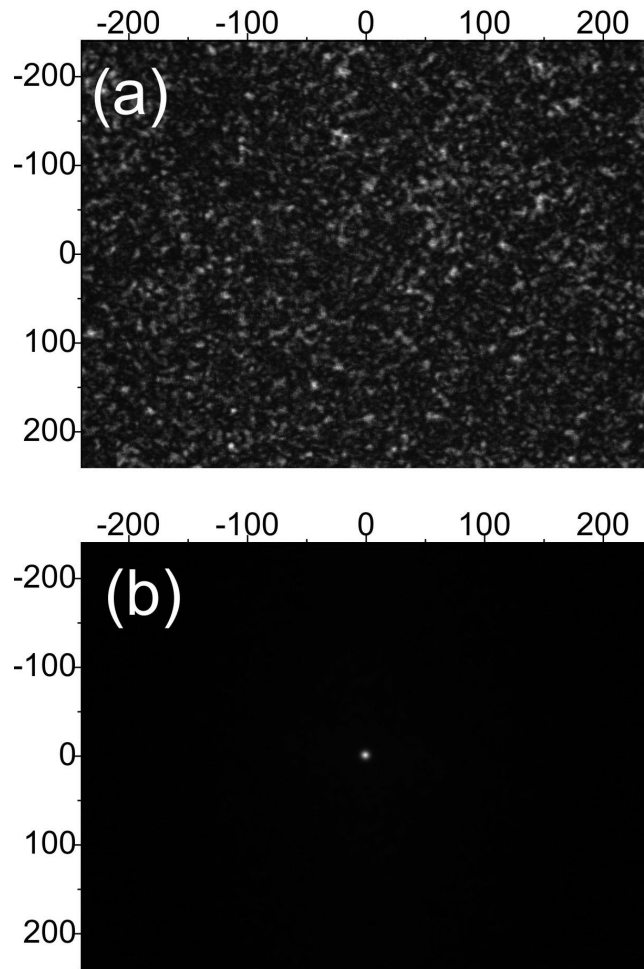


Figura 4.4: (a) Imagem de  $480 \text{ pixels} \times 480 \text{ pixels}$  da distribuição de intensidades com o polarizador na direção (H), para  $z = 40 \text{ mm}$  na terceira situação ( $L_1$  posicionada a  $101.25 \text{ mm}$  do disco  $D$ ). (b) Média das autocorrelações de intensidade realizadas sobre 500 imagens.

A partir dos resultados para as autocorrelações de intensidade, pudemos obter os valores para o grau de correlação de quarta ordem  $G_{ii}^{(2)}$ . Todavia podemos obter os valores para o grau de coerência de segunda ordem  $\Gamma_{ii}^{(1)}$  nas direções  $x$  e  $y$ , utilizando a seguinte relação

$$G_{ii}^{(2)} = 1 + \left| \Gamma_{ii}^{(1)} \right|^2, \quad (4.12)$$

que é válida para a luz parcialmente coerente obedecendo a estatística gaussiana. Os

valores para o grau de coerência de segunda ordem  $|\Gamma_{ii}^{(1)}|$  formam distribuição simétrica em torno do ponto  $\rho_1 = \rho_2 = 0$ . Assim os elementos da matriz de densidade espectral na equação 4.8 serão reduzidos a

$$\Gamma_{ii}^{(1)} = W_{ii}(0, 0, z) = \frac{A_i^2}{\Delta_{ii}^2(z)} \quad (4.13)$$

onde  $A_i^2$  são parâmetros experimentais conhecidos, o que nos fornece diretamente os valores de  $\Delta_{ii}^2(z)$ . Substituindo os valores de  $\Delta_{ii}^2(z)$ , na equação 4.11 obtemos os valores para o grau de polarização  $P(\rho = 0, z, \omega)$ . Os resultados para o grau de polarização  $P(z)$  simplesmente em função de  $z$ , para as três situações, estão mostrados na figura 4.5.

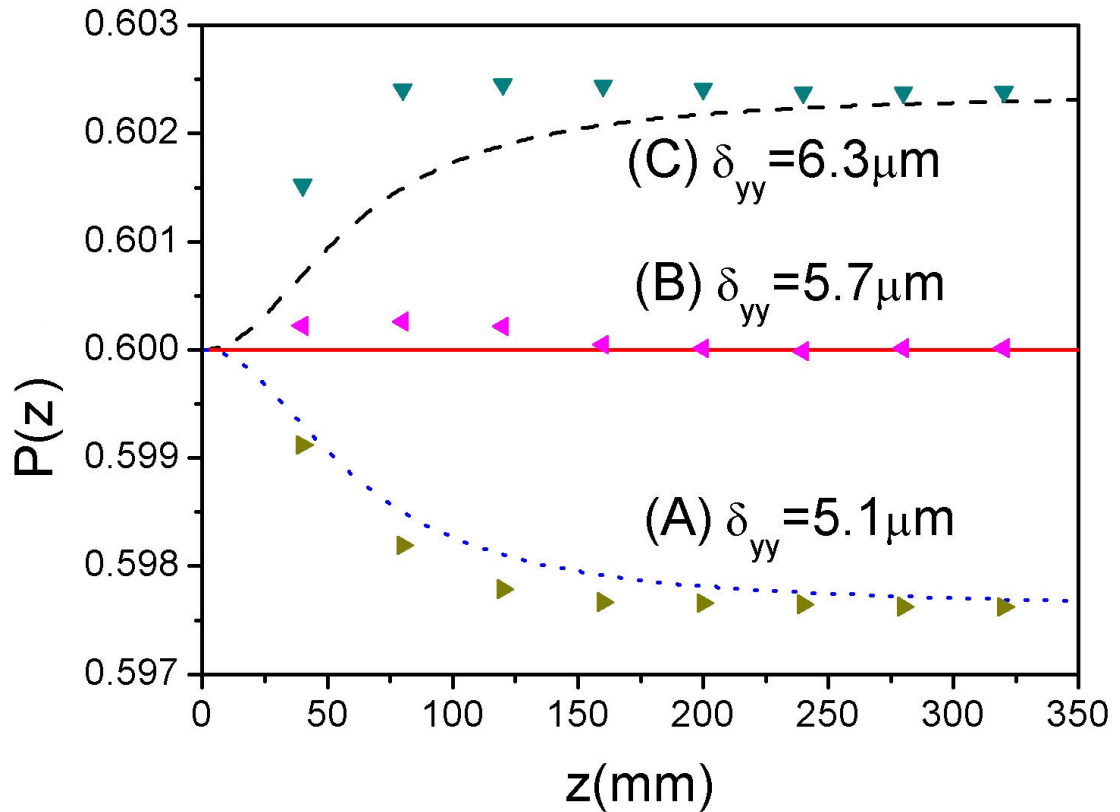


Figura 4.5: Grau de polarização  $P(z)$  em função da distância de propagação. A curva (C) representa o ganho de polarização na propagação ao ar livre. A curva (B) a polarização não muda e (A) representa a perda do grau de polarização em função da distância de propagação.

Os triângulos nas curvas (A),(B) e (C) representam os valores obtidos para o grau de polarização em função da distância de propagação em  $z$  para cada valor de  $\delta_{yy}$ . As linhas são as curvas teóricas usando a equação 4.11 e os parâmetros experimentais,  $\sigma = 0.5 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 514 \text{ nm}$ ,  $A_V^2 = A_H^2/2$ ,  $\delta_{xx} = 5.7 \text{ }\mu\text{m}$  e  $\delta_{yy} = 5.1 \text{ }\mu\text{m}$  para a curva (A),  $\delta_{yy} = 5.7 \text{ }\mu\text{m}$  para a curva (B) e  $\delta_{yy} = 6.3 \text{ }\mu\text{m}$  para a curva (C).

### 4.3.3 Discussão.

Nossos resultados mostram que é possível controlar o grau de polarização da luz através da variação do grau de coerência em sua propagação. Os resultados experimentais mostram-se em bom acordo com a teoria como podemos ver na figura 4.5. Em nosso experimento obtivemos um ganho e uma perda no grau de polarização de 0.25%. Entretanto ressaltamos que este valor, embora pequeno, é um resultado condizente com os parâmetros experimentais que utilizamos conforme a análise teórica que pode ser vista nos gráficos da figura 4.2. Os gráficos mostram que o ganho ou a perda de polarização, bem como a distância de invariância são quantidades ajustáveis por meio dos parâmetros  $\delta_{yy}$ ,  $\delta_{xx}$  e  $\sigma$  respectivamente tornando o nosso resultado válido para uma demonstração de princípios.

## 4.4 Mudança do grau de polarização na propagação da luz em um meio não linear: Teoria.

Na seção anterior apresentamos um experimento *versus* a teoria, que demonstra que ajustes no grau de coerência transversal de uma fonte de luz parcialmente coerente promovem mudanças no grau de polarização durante sua propagação no espaço livre. Contudo, a propagação da luz [188, 189, 191–194] e as suas funções de correlação [195, 196] em meios não lineares também vêm sendo investigadas ao longo dos últimos anos. Recentemente, A. Picozzi [96] propôs que uma luz parcialmente coerente poderia ter um aumento no seu grau de polarização através da propagação em um meio não linear do tipo Kerr.



Podemos descrever um feixe de luz que se propaga na direção  $z$  em um meio não linear tipo Kerr utilizando duas equações não lineares de Schrödinger acopladas [96], dadas por

$$i\partial_z E_+ = -\alpha \nabla_{\perp}^2 E_+ + \phi E_+ + \Gamma(|E_+|^2 + 2|E_-|^2)E_+ \quad (4.14)$$

$$i\partial_z E_- = -\alpha \nabla_{\perp}^2 E_- + \phi E_- + \Gamma(|E_-|^2 + 2|E_+|^2)E_- \quad (4.15)$$

onde  $E_+$  e  $E_-$  são duas polarizações ortogonais do campo elétrico da luz,  $\phi = \Delta k/2$  representa um desalinhamento entre os vetores de onda das duas componentes ortogonais do campo. Este desalinhamento pode ser responsável tanto por uma propagação não colinear entre as componentes  $x$  e  $y$  do campo, bem como permitir que o meio tenha índices de refração diferentes nas direções  $x$  e  $y$  [96, 189]. O laplaciano transversal

$$\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (4.16)$$

é responsável pela difração da frente de onda ao longo da direção de propagação junto com o fator  $\alpha = 1/2k$ .  $\Gamma = 2\gamma/3$  onde  $\gamma$  é conhecido como coeficiente não linear do meio Kerr. Como visto na seção anterior, podemos escrever as funções de correlação de um feixe de luz parcialmente coerente utilizando o modelo Schell-Gaussiano, de modo que as funções de correlação entre as componentes  $i, j = +, -$  de polarização da luz ao incidir no meio são dadas por [197]

$$W(z = 0, \rho_1, \rho_2)_{i,j} = \langle E_i E_j \rangle = I_0 \exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\delta_{ij}(0)_c} - \frac{(\rho_1 + \rho_2)^2}{\sigma_0}\right] \quad (4.17)$$

onde  $\rho_1$  e  $\rho_2$  são vetores transversais à direção de propagação  $z$ ,  $I_0$  a intensidade do feixe incidente na amostra,  $\delta_{ij}(0)_c$  é o comprimento de coerência em  $z = 0$  e  $\sigma_0$  o diâmetro médio do feixe para  $z = 0$ . Este tipo de tratamento para descrever as funções de correlação ao longo da propagação da luz dentro de um meio não linear têm sido bastante utilizado [198–202]. Sabemos ainda que para uma luz parcialmente coerente  $\langle E_i E_j \rangle = 0$  para  $i \neq j$  como visto na seção anterior. Conhecendo as funções de correlação entre as componentes

de polarização do campo elétrico da luz em  $z = 0$ , podemos utilizar as equações 4.14 e 4.15 para descrever a propagação das funções de correlação ao longo da direção  $z$ . Assim as funções de correlação entre as componentes de polarização a uma distância  $z$  são dadas por [197]

$$W(z, \rho_1, \rho_2)_{i=j} = I_0 \frac{\sigma_0}{\sigma_s(z)} \exp\left[-\frac{(\rho_1 + \rho_2)^2}{\sigma_s(z)}\right] \quad (4.18)$$

onde

$$\sigma_s^2(z) = 4\sigma_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{R_d} \right)^2 (1 - P_0/P_{cr}) \right] \quad (4.19)$$

na qual  $R_d = \frac{1}{2}k_0\delta_{ijc}\sigma_0$  é dito um comprimento de difração característico para um feixe de luz parcialmente coerente se propagando em um meio linear,  $P_0 = \frac{1}{8}\sqrt{\epsilon_0}cI_0\sigma_0^2$  é a potência inicial e  $P_{cr} = \frac{c\epsilon_0^{3/2}}{2k_0^2\epsilon_2}$  é conhecida como potência crítica do meio, onde se  $P_0 \ll P_{cr}$  o meio comporta-se como um meio linear.  $\epsilon_0$  e  $\epsilon_2$  são as permissividades do vácuo e do meio não linear respectivamente. Portanto a equação 4.18 descreve o valor da função de autocorrelação  $\langle E_i(z)E_i(z) \rangle$  a uma distância de propagação  $z$  no meio não linear [197]. Tomando a equação 4.14 podemos reescrever o termo

$$\Gamma(|E_+|^2 + 2|E_-|^2)|E_+|^2 = \Gamma I_0(1 + \lambda)|E_+|^2 \quad (4.20)$$

onde  $\lambda = \frac{|E_-|^2}{I_0}$

Definiremos como um comprimento não linear o termo [96]

$$l_{nl} = \frac{1}{\Gamma I_0}. \quad (4.21)$$

O comprimento não linear é uma escala característica que indica quando os efeitos não lineares passam a ser considerados importantes para a propagação da luz no meio [190]. Podemos ainda reescrever a distância de propagação da luz no meio em termos de quantidades de comprimento não linear tal que

$$z_{nl} = \frac{z}{l_{nl}} = z\Gamma I_0. \quad (4.22)$$

Embora as equações que descrevem a propagação não linear das componentes de polarização sejam acopladas, iremos admitir, em primeira aproximação, que a correlação inicial entre as componentes ortogonais do campo  $W(z=0, \rho_1, \rho_2)_{i,j}$  para  $i \neq j$  são desprezíveis ao longo de toda a propagação [199] de maneira que a matriz de densidade espectral será escrita como

$$\mathbf{W}(\rho_1, \rho_2, z) = \begin{pmatrix} W_{ii}(\rho_1, \rho_2, z) & 0 \\ 0 & W_{jj}(\rho_1, \rho_2, z) \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

Conseqüentemente, podemos calcular o grau de polarização da luz através da expressão já apresentada na seção anterior

$$P(\rho_1, \rho_2, z) = \sqrt{1 - 4 \frac{\text{Det} \{ \mathbf{W}(\rho_1, \rho_2, z) \}}{[\text{Tr} \{ \mathbf{W}(\rho_1, \rho_2, z) \}]^2}} \quad (4.24)$$

Para ilustrar a mudança do grau de polarização de um feixe de luz parcialmente coerente inicialmente com grau de polarização nulo ao se propagar em um meio não linear, consideremos uma luz parcialmente coerente incidindo em um meio não linear com um coeficiente não linear  $\Gamma = 1.67 \times 10^{-10} \text{ W/m}$ . A intensidade do feixe usado foi de  $2.5 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$  e o comprimento de coerência  $\delta = 6.0 \mu\text{m}$ .

O desalinhamento entre os vetores de onda transversal de cada componente de polarização foi de  $\phi = 3.2 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$ . O resultado está mostrado na figura 4.6.

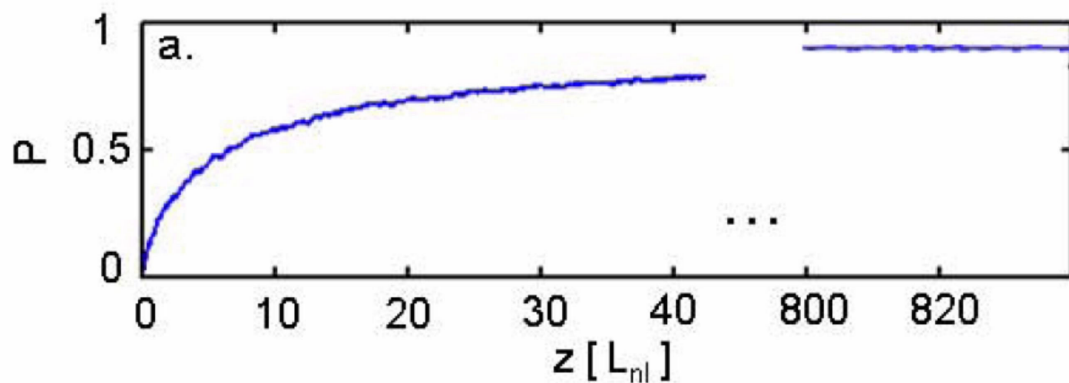


Figura 4.6: Grau de polarização de um feixe de luz parcialmente coerente em função da distância de propagação não linear [96].

Na figura 4.6 vemos claramente o aumento do grau de polarização da luz em função da distância de propagação. Nota-se que inicialmente o grau de polarização da luz é nulo, ou seja, a luz é completamente despolarizada, mas após uma propagação de 800 unidades do comprimento não linear a luz passou a possuir um estado puro de polarização.

## 4.5 Mudança do grau de polarização na propagação da luz em um meio não linear: Experimento.

Apresentaremos nesta seção um experimento comprovando o aumento do grau de polarização de uma luz parcialmente coerente durante a propagação em um meio não linear.

### 4.5.1 Arranjo experimental

O arranjo experimental está mostrado na figura 4.7

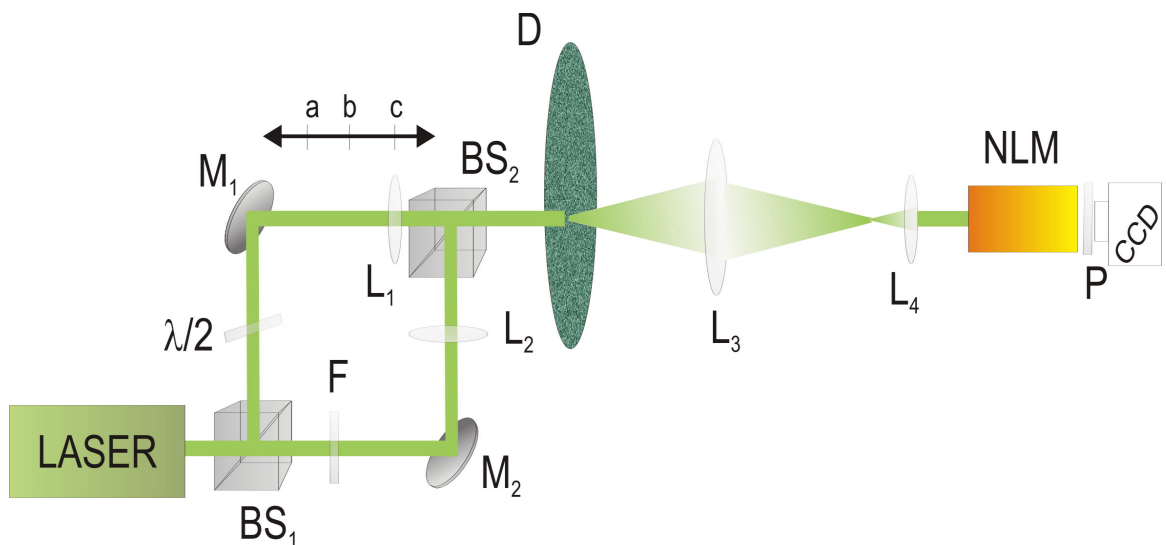


Figura 4.7: Arranjo experimental. As medidas da propagação da luz no meio não linear foram realizadas em função da variação potência ao invés de percorrer a CCD na direção de propagação da luz.

A fonte de luz parcialmente coerente e parcialmente polarizada utilizada é a mesma descrita na seção anterior. A lente  $L_1$  foi ajustada a uma distância de  $101.25 \text{ mm}$  do disco de vidro jateado enquanto  $L_2$  a  $110 \text{ mm}$  do disco. Com isso, os comprimentos de correlação

para cada componente de polarização foram  $\delta_{xx} = 5.7 \mu m$  e  $\delta_{yy} = 6.3 \mu m$ . Ajustamos o diâmetro do feixe em aproximadamente  $1 mm$  utilizando o confocal de duas lentes  $L_3$  e  $L_4$ . O meio não linear *NLM* utilizado foi o óleo de mamona colocado em uma cubeta HELLMMA 100Qs com  $50 mm$  de comprimento. O índice de refração não linear do óleo de mamona vale  $n_2 = -2.6 \times 10^{-8} cm^2/W$  [187]. Este meio é um meio Kerr do tipo não local [203] ou seja, o índice de refração é modificado por um processo de difusão térmica causado pelo aquecimento devido à alta intensidade da luz incidente. Entretanto os feixes com polarizações ortogonais estão superpostos propagando-se colinearmente, assim em primeira aproximação podemos desprezar o caráter não local da não linearidade do óleo de mamona, tratando-o como um meio Kerr típico.

O sistema de detecção que utilizamos é o mesmo descrito na seção anterior. Contudo devemos notar que anteriormente, as medidas das correlações em função da distância de propagação eram realizadas no espaço livre, e para isso movemos a CCD ao longo do eixo  $z$ . Aqui estamos interessados na propagação do feixe dentro do meio não linear. Para isso mantivemos a câmera fixada após a cubeta e variamos a potência do laser. Desta forma analisamos a propagação não em termos de  $z$ , mas sim em termos da distância normalizada em função do comprimento não linear  $l_{nl}$  para ajustar o comprimento de propagação não linear como mostra a equação 4.22. Com a realização das medidas das correlações de intensidade, podemos calcular o valor das correlações de segunda ordem  $\Gamma_{ii}^{(1)}$  nas direções  $H$  e  $V$ . Utilizando o resultado obtido para  $\Gamma_{ii}^{(1)}$  pudemos, através da equação 4.18, encontrar a matriz de densidade espectral da equação 4.23 e finalmente com o uso da equação 4.24 obter o valor para o grau de polarização da luz durante a propagação no meio não linear.

## 4.5.2 Resultados

O resultados para o grau de polarização, em função da potência do laser estão mostrados na figura 4.8.

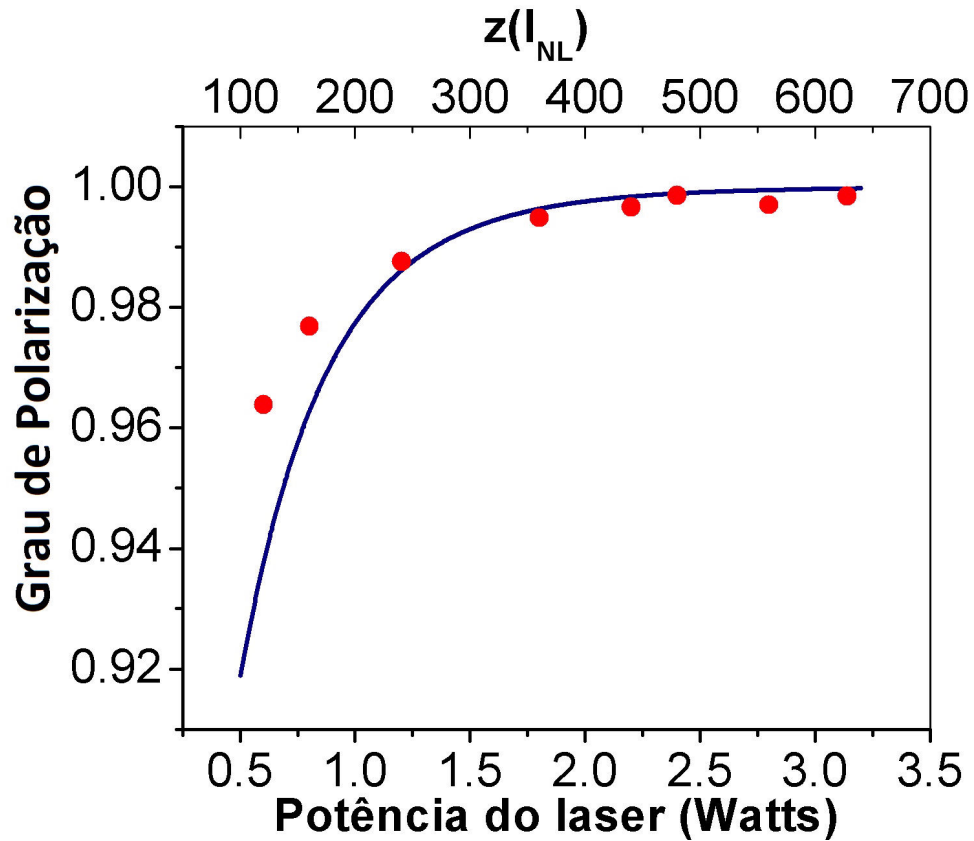


Figura 4.8: A curva do grau de polarização em função da potência do laser. Os círculos representam os resultados experimentais enquanto a linha a curva teórica utilizando os parâmetros experimentais.

Como podemos perceber, a mudança na potência do laser induziu um aumento no grau de polarização da luz ao atravessar o meio não linear. Alternativamente observamos o mesmo efeito em termos da distância de propagação normalizada no eixo superior do gráfico.

### 4.5.3 Discussão.

A utilização do meio não linear nos chamou a atenção pois o grau de polarização aumentou em 4% contra 0.25% para a propagação no espaço livre, considerando que a fonte de luz foi a mesma. Embora o diâmetro inicial do feixe tenha sido de 1 *mm*, maior do que o que utilizamos para investigar a mudança do grau de polarização da luz durante a propagação no espaço livre, que foi de 0.5 *mm*, sabemos que o tamanho fonte tem influência apenas na mudança da distância de invariância  $z_0$ . Portanto o ganho no grau de polarização da luz foi maior para a propagação em um meio não linear que no espaço livre.

Podemos perceber que existe uma pequena diferença entre os resultados experimentais e a teoria no início da curva, entretanto obtivemos um bom acordo entre a teoria e o experimento.

## 4.6 Conclusão

Realizamos a demonstração experimental da mudança do grau de polarização da luz durante a propagação, tanto no espaço livre quanto em um meio não linear. Em ambos os casos, nossos resultados experimentais mostraram um bom acordo com a teoria. Observamos ainda que o aumento no grau de polarização da luz para um meio não linear foi maior que para o espaço livre.

Vimos também que as características de ganho, perda e da distância de invariância podem ser controlados escolhendo os parâmetros adequados para a fonte de luz.

Este fenômeno pode ser bastante atrativo do ponto de vista de construção de um dispositivo de repolarização da luz por meio do ajuste da sua intensidade. Uma outra possibilidade é a investigação dos efeitos do grau de coerência sobre o grau de polarização nas correlações de quarta ordem, sendo possível a extensão desta abordagem para uma definição de um grau de polarização de quarta ordem.

# Conclusão e perspectivas

Nesta tese investigamos a influência do grau de coerência e tamanho da fonte de luz sobre os padrões de interferência de uma fenda dupla nas correlações de quarta ordem

Primeiramente investigamos o efeito do alargamento do feixe de bombeamento sobre a formação dos padrões de interferência de uma fenda dupla não local nas correlações de quarta ordem. Pudemos notar que para uma perfil mais largo o padrão de interferência de fenda de dupla desaparecia dando lugar a um padrão típico de difração de um fio. Isto nos levou a concluir que o aumento do tamanho da fonte, consequência do aumento da largura do feixe de bombeamento, provoca uma perda nas correlações de quarta ordem, em detrimento de um aumento nas correlações de segunda ordem nos feixes signal e idler. A preocupação com a influência das propriedades da fonte sobre as correlações transversais dos fótons gêmeos ainda têm sido o foco de investigações atuais [173], o que nos leva a reconhecer a falta de um modelo mais completo.

Com o surgimento de demonstrações experimentais da existência de padrões transversais de quarta ordem utilizando uma fenda dupla local com luz classicamente correlacionada, decidimos investigar se uma fenda dupla do tipo não local poderia apresentar a formação de padrões de interferência em quarta ordem também utilizando uma luz classicamente correlacionada. Assim realizamos um experimento que comprova a existência dos padrões de interferência de uma fenda dupla não local com luz clássica nas correlações



de quarta ordem. Observamos por meio do uso de uma luz clássica incoerente a existência de um padrão de interferência de um objeto não local, que antes parecia existir por causa das correlações quânticas, existente entre os fótons gêmeos da CPED, e uma de ação a distância e não localidade.

Percebemos também a ausência de investigações sobre a influência dos estados de polarização dos feixes correlacionados sobre os padrões de interferência em quarta ordem. Assim realizamos as medidas dos padrões de interferência para a fenda local e não local e vimos a seguinte diferença: que os padrões de interferência da fenda dupla local, embora observados nas correlações de quarta ordem, foram susceptíveis a diferença de polarização entre os fótons que passavam pelas aberturas da fenda, enquanto a fenda dupla distribuída não apresentou nenhuma influência das polarizações dos feixes que incidiam sobre suas partes. Com isso pudemos perceber que na configuração local, apesar dos padrões de interferência somente aparecerem nas correlações de quarta ordem, eles existem e estão presentes, mas apenas são revelados quando efetuadas as medidas de correlações de quarta ordem que agem como um sistema de filtragem. Contudo a configuração não local, que não revelou influência devido às mudanças de polarização do feixe, não puderam ser interpretadas como um sistema de filtragem devido à não existir um feixe de referência e um feixe contendo o objeto, pois este está separado em partes presentes nos dois feixes. Assim apresentamos uma abordagem alternativa baseada na indistinguibilidade de caminhos proposta por Fano [48]. Além disto apresentamos pela primeira vez um interferômetro na qual as franjas de interferência não sofrem influência dos estados de polarização da luz.

Apesar de nosso principal objetivo estar em compreender a formação de padrões de interferência nas correlações de quarta ordem, tivemos um interesse por um outro experimento de efeito transversal nas correlações de quarta ordem com fótons gêmeos, mas desta vez em campo próximo. Realizado Neves et al. [89] este experimento consiste na observação dos de efeitos transversais da correlação dos pares de fótons de um estado

emaranhado utilizando um par de fendas com múltiplas aberturas. Os resultados obtidos por Neves et al. eram presumidamente atribuídos à correlação espacial entre os fótons gêmeos observados na detecção condicional dos mesmos. Contudo os nossos resultados anteriores evidenciavam a existência de correlações espaciais entre os feixes de uma luz pseudotémica, o que nos fez questionar a respeito da possibilidade de se observar uma condicionalidade com luz classicamente correlacionada. Assim realizamos a versão clássica do experimento de Neves et. al e observamos a existência de um padrão condicional semelhante ao observado por eles, demonstrando assim que estados clássicos da luz também apresentam condicionalidade na detecção.

Realizamos também um estudo sistemático da influência do grau de coerência e o tamanho da fonte de luz parcialmente coerente sobre as franjas de interferência de uma fenda dupla na correlação de quatro campos. Até então havia apenas um modelo teórico apresentado por Cai e Zhu [103]. Decidimos realizar um experimento para verificar a funcionalidade deste modelo. Demonstramos portanto que a qualidade das franjas de interferência da fenda dupla na correlação de quarta ordem sofriam uma redução com o aumento da coerência e com a redução do tamanho da fonte. Vemos que esta situação é o inverso do que ocorre com as correlações de segunda ordem em que, quanto maior o grau de coerência e menor o tamanho da fonte de luz parcialmente coerente, melhor é a qualidade das franjas.

Ainda realizamos um outro experimento de fenda dupla nas correlações de quatro campos ajustando o grau de coerência do feixe de referência e demonstramos que esta redução provocou a redução da qualidade das franjas. Este resultado foi fundamental para demonstrar que apesar da coerência do feixe que iluminara a fenda dupla não sofrer nenhuma alteração em suas características, nos experimentos de correlação de quarta ordem a coerência conjunta é quem determina a qualidade da formação das franjas de interferência.

Embora tenhamos compreendido a influência dos graus de coerência e tamanho da fonte sobre os padrões transversais observados nas correlações de quarta ordem, vimos inicialmente que as polarizações dos feixes correlacionados não tinham influência sobre tais padrões. Contudo o surgimento de uma teoria unificada da coerência em segunda ordem e da polarização [91] tem despertado grande interesse [208–211]. Uma das idéias que surgiram provenientes desta unificação foi o controle do grau de polarização na propagação de um feixe de luz parcialmente coerente em função do seu grau de coerência tanto no espaço livre quanto em um meio não linear [94,96]. Ainda que este efeito tenha sido proposto nas correlações de dois campos, decidimos abordar estes problemas do ponto de vista experimental devido à necessidade de sua comprovação e por uma possibilidade futura de uma extensão desta teoria para correlações de quarta ordem. Desta forma realizamos a demonstração experimental destes efeitos. Primeiramente verificamos que, com o devido ajuste no grau de coerência da fonte de luz parcialmente coerente, é possível controlar o grau de polarização da luz em sua propagação, podendo este aumentar, diminuir ou permanecer o mesmo na propagação do feixe de luz. Analisamos também do ponto de vista teórico que o tamanho da fonte e o grau de coerência influenciam tanto na polarizabilidade quanto na distância de invariância, conceitos apresentados aqui pela primeira vez na literatura segundo nosso conhecimento. Demonstramos também experimentalmente pela primeira vez o mesmo efeito de aumento do grau de polarização na propagação de um feixe de luz parcialmente coerente em um meio não linear resultado também ainda não encontrado na literatura. Nossos resultados experimentais portanto representam uma confirmação da teoria unificadora da coerência e da polarização na propagação da luz.

Vimos também ao longo desta tese que o interferômetro de Brown e Twiss foi utilizado tanto para a investigação de fenômenos nas correlações de quarta ordem, bem como nas correlações de segunda para a luz parcialmente coerente. Também é notório que ao longo da tese o modelo Schell-Gaussiano foi extremamente fundamental para a investigação da

influência das propriedades da fonte de luz clássica incoerente sobre as correlações da quarta ordem. Entretanto, não existe um estudo sistemático dos efeitos transversais, em função da fonte de luz quântica. Aqui apresentamos uma evidência da influência da largura do laser de bombeamento sobre a visibilidade das franjas de interferência, aproximando a um efeito de tamanho de fonte. Recentemente A. Jha e R. Boyd realizaram uma análise da emissão dos fótons gêmeos admitindo o uso de uma luz parcialmente coerente [214]. Assim consideramos uma perspectiva um modelo unificado para a descrição dos efeitos transversais utilizando tanto uma fonte de luz quântica, quanto clássica.

Devido ao surgimento de novas teorias de emaranhamento não quântico [212, 213], baseadas na teoria unificadora entre coerência em segunda ordem e polarização, e ainda a possibilidade de criar uma extensão desta abordagem para as correlações de quarta ordem, os trabalhos desta tese se mostram fundamentais para o avanço da compreensão dos conceitos de grau de coerência e polarização, nas correlações de segunda e quarta ordem bem como a influência de parâmetros da fonte de luz sobre a formação de padrões transversais.

# Referências bibliográficas

- [1] R. Descartes. *Discours de la Méthod.* (1637)
- [2] F. M. Grimaldi. *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride.* Bologna, Paris (1655)
- [3] I. Newton. *Opticks. Treatise of the reflexions, refractions, inflexions and colours of light.* London (1707)
- [4] C. Huygens. *Traité de la lumière.* Leyden (1690)
- [5] T. Young, *Course of Lectures on Natural Philosophy and the Mechanical Arts.* (1807).
- [6] D. Goldstein. *Polarized Light.* Marcel Dekker Inc. 2<sup>a</sup> edição (2003)
- [7] A. J. Fresnel, *Ann. Chim. et Phys.* **2**, 239 (1816)
- [8] S. D. Poisson, *Mém. de l'Acad.* **8**, 623 (1828)
- [9] R. Baierlein. *Newton to Einstein: the trail of light.* Cambridge University Press (1992)
- [10] G. G. Stokes. *Trans. Camb. Phil. Soc.* **9**, 399, (1852)
- [11] J. C. Maxwell. *A dynamical theory of the electromagnetic field. Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155: 459–51 (1865)

- [12] A. A. Michelson e E.W. Morley, *Philos. Mag. S. 5*, **24** (151), 449-463 (1887).
- [13] A. A. Michelson, *Dètermination expèrimentale de la valeur du mètre en longuers d'ondes lumineuses*, *Trav. Mem. Bur. Int. Poids Mes.* **11**, 1 - 42 (1895).
- [14] A. A. Michelson, *Phylos. Mag.* **30**, 1, (1890)
- [15] A. A. Michelson, *Phylos. Mag.* **31**, 338, (1891)
- [16] A. A. Michelson, *Phylos. Mag.* **34**, 280, (1892)
- [17] A. A. Michelson, *Nature London*, **45**, 160 (1891)
- [18] M. von. Laue *Ann. d. Physik* **23**, 795 (1907)
- [19] M. Berek *Z. Phys.* **36**, 675 (1926); **37**, 387 (1926); **40**, 420 (1926)
- [20] H. Fizeau, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **66**, 934 (1868)
- [21] N. Wiener, *Acta. Math.* **55**, 117. (1930)
- [22] A. Khintchine, *Math. Ann.* **109**, 604. (1934).
- [23] A. M. Yaglom, *An introduction to the Theory of Stationary Random Functions*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ. (1962)
- [24] A. M. Yaglom, *IEEE ASSP Magazine*, **4**, 7 (1987)
- [25] P. H. van Cittert, *Physica* **1**, 201(1934)
- [26] F. Zernike, *Physica* **5**, 785 (1938)
- [27] A.A. Michelson e F. G. Pease, *Astrophys. J.* **53**, 249 (1921)
- [28] F. G. Pease, *Amour Eng.* **16**,125(1925)

- 
- [29] F. G. Pease, *Sci. Amer.* **143**,290(1921)
- [30] E. Wolf, *Nuovo Cimento*, **12**, 6, 884 (1954)
- [31] E. Wolf, *Proc. Roy. Soc. A.* **225** 96 (1954)
- [32] E. Wolf, *Proc. Roy. Soc. A.* **230**, 246 (1955)
- [33] E. Wolf, *Philos. Mag.*, **2**, 351(1957)
- [34] L. Janossy, *Nuovo Cimento*, **6**, 1, 111 (1957)
- [35] L. Janossy, *Nuovo Cimento*, **12**, 4, 367-384 (1959)
- [36] H. Brawn e R.Q. Twiss, *Nature* **177**,27 (1956)
- [37] M. Planck, *Ann. d. Physik*, **4**, 553 (1901a)
- [38] M. Planck, *Ann. d. Physik*, **4**, 564 (1901b)
- [39] A. Einstein, *Ann. d. Physik*, **17**, 132 (1905)
- [40] A. Einstein *et al.* *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935)
- [41] L. de Broglie, *Ann. de Phys.*, 10<sup>th</sup> edition, serie, t. III (1925)
- [42] C.Davisson e L.H. Germer, *Nature*,**119**, 558 (1927)
- [43] P. A. M. Dirac. *The Principles of Quantum Mechanics*. 4<sup>a</sup> edição. Oxford University Press (1958)
- [44] S. N. Bose. *Zeitschrift für Physik* **26**, 178, (1924)
- [45] E. M. Purcell. *Nature* **178**, 1449 (1956)
- [46] R. Q. Twiss *et al.*, *Nature*, **180**, 324.(1957)

- [47] R. Q. Twiss e R. Hanbury Brown, *R. Proc. Roy. Soc. A*, **242**, 300 (1958)
- [48] U. Fano, *Amer. Jour. of Phys.*, **29**, 539, (1961)
- [49] R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **130** (6):2529 (1963)
- [50] R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **131** (6): 2766 (1963)
- [51] R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **140** (3B): B676 (1965)
- [52] L. Mandel, *Phys. Rev.*, **144**, 1071 (1966)
- [53] L. Mandel, *Phys. Rev.*, **152**, 438 (1966)
- [54] L. Mandel e C. L. Mehta, *Nuovo Cimento*, **61B**, 149 (1969)
- [55] L. Mandel e D. Meltzer, *Phys. Rev.*, **188**, 198 (1969)
- [56] L. Mandel et al. *Proc. Phys. Soc. (London)*, **84**, 435 (1964)
- [57] P. A. Franken, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961)
- [58] M. Bass *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 18 (1962)
- [59] P. D. Maker e R. W. Terhune, *Phys. Rev. A* **137**, 801 (1965)
- [60] W. H. Louisell *et al.* *Phys. Rev.* **124** (6), 1646 (1961)
- [61] S. E. Harris *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **18** (18), 731 (1967)
- [62] J. S. Bell, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 447 (1966)
- [63] J. F. Clauser, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969)
- [64] S. J. Freedman e J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1972)
- [65] J. F. Clauser, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969)



- [66] A. Aspect *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981)
- [67] A. Aspect *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91 (1982)
- [68] A. Aspect *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982)
- [69] W. Tittel *et al.*, *Phys. Rev. A*, **57**, 3229 (1997)
- [70] W. Tittel *et al.*, *Physical Review A* **57**, 3229 (1998); *Physical Review Letters* **81**, 3563 (1998)
- [71] M. Rowe *et al.*, *Nature* **409**, 791 (2001)
- [72] P. H. S. Ribeiro *et al.*, *Appl. Opt.* **33**, 352, (1994)
- [73] P. H. S. Ribeiro *et al.*, *Phys Rev. A.* **49**, 4176 (1994)
- [74] P.H.S. Ribeiro *et al.*, *Phys. Rev. A*, **51**, 1631 (1995)
- [75] P. H. S. Ribeiro *et al.* *Appl. Lett.* **33**, 352 (1994)
- [76] D. N. Klyshko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis. Red.*, **9**, 60 (1968)
- [77] E. Schrödinger, "Discussion of Probability Relations Between Separated Systems" *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **31** (1935): 555-563; **32** (1936): 446-451
- [78] D.C. Burnham e D.L. Weinberg *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 84 (1970)
- [79] L. Mandel. e D. Meltzer, *JOSA* **60**, (5), 721. (1970)
- [80] Mandel L. e D Meltzer, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **6** (11), 661. (1970)
- [81] D. V. Strekalov *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **74**, (18), 3600. (1995).
- [82] T. B. Pittman *et al.* *Phys. Rev. A*, **52**, R3429 (1995)

- [83] E. J. S. Fonseca *et al.* *Phys. Rev. A*, **60** (2) 1530 (1999).
- [84] A. F. Abouraddy *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123602 (2001)
- [85] R. S. Bennink *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **89**, (11), 113601 (2002).
- [86] A. Gatti *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **94**, 18302 (2005)
- [87] D. Kaslikowski *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4418 (2000)
- [88] J. C. Howell *et al.* *Phys Rev. Lett*, **88**, 030401 (2002)
- [89] L. Neves *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 100501 (2005)
- [90] L. Neves *et al.* *Phys Rev. A.* **76**, 032314 (2007)
- [91] E. Wolf, *Phys. Lett. A*, **312**, 263 (2003)
- [92] E. Wolf, *Opt. Lett.* **28**, 1078. (2003)
- [93] H. Roychowdhury e E. Wolf, *Opt. Commun.***226**, 57 (2003)
- [94] M. Salem e E. Wolf, *Opt. Lett.* **33**, 1180. (2008)
- [95] S. N. Volkov *et al.* *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10**, 055001 (2008)
- [96] A. Picozzi. *Opt. Exp.*, **16**, 17171 (2008)
- [97] D. M. Greenberger *et al.*, *Phys.Today* **46**, No. 8, 22 (1993).
- [98] B. Schumacher, *Phys Rev. A*, **51**, 2738 (1995)
- [99] I. Vidal *et al.*. *Europhys. Lett.*, **82**, 34004 (2008)
- [100] I Vidal *et al.*, *Phys Rev. A.*, **78**, 053815 (2008)
- [101] I. Vidal *et al.*, *Opt. Lett.*, **34**, 1450 (2009)

- [102] E. Fonseca, et al. *Controlling ghost interference visibility by manipulating reference beam's coherence*. In: SPIE Optics+Photonics 2009 Conference. SPIE Proceedings, p245, 7465-04 (2009)
- [103] Y. Cai e S. Y. Zhu, *Opt. Lett.*, **29**, 2716 (2005)
- [104] A. Gatti *et al.*, *Jour. of Mod. Opt.*, **53**, 739 (2006)
- [105] I. Vidal. *et al.* *Young-like biphoton interference experiment using a distributed double slit*. In: International Quantum Electronics Conference, 2004, San Francisco. Proceedings CLEO/IQEC & PHAST 2004,p. 101. (2004).
- [106] E. J. S. Fosenca *et al.* *A distributed double slit: classical and non-classical aspects*. In *Optics Engineering and Instrumentation*, 2005. San Diego California. (2005)
- [107] A. Valencia *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **94**, 063601 (2005)
- [108] H. Roychowdhury e E. Wolf, *Opt. Commun.*, **248**, 327 (2005)
- [109] E. Wolf. *Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light*. Cambridge University Press. Cambridge (2007)
- [110] A. C. Schell. *The Multiple Plate Antenna* (Doctoral Dissertation, Massachusetts Institute of Technology), Sec. 7.5 (1961)
- [111] A. C. Schell. *IEEE Trans. Antennas and Propag.* AP-**15**, 187 (1967)
- [112] A. Gatti *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **93**(9), 093602 (2004)
- [113] T. B. Pittman *et al.* *Phys. Rev. A* **53**, R3429 (1996)
- [114] S. A. Akhmanov *et al* *Sov. Phys. JEPT Lett.* **6**, 85 (1967)

- [115] B. R. Mollow *Phys. Rev. A*, **8**, 2684 (1973)
- [116] D. A. Kleinman *Phys. Rev.*, **174**, 1027 (1968)
- [117] D. Magde e L. Mandel *Phys. Rev. Lett.* **18**, 905 (1967)
- [118] G. T. Giallorenzi e C. L. Tang *Phys. Rev.* **166**, 225 (1968)
- [119] S. Friberg *et al. Opt. Commun.* **54**, 311 (1985a)
- [120] S. Friberg *et al Phys. Rev. Lett.* **54**, 2001 (1985b)
- [121] C.K. Hong, Z.Y. Ou, L. Mandel *Phys. Rev. Lett.* **59**,2044 (1987)
- [122] D. N. Klyshko *Photons and Nonlinear Optics* [trans. Y. Sviridov, Gordon and Breach Sci Pub (1988)]
- [123] Z. Y. Ou *et al. Phys. Rev. A* **40**, 1428 (1989)
- [124] L. J. Wang *et al. Phys. Rev. A* **44**.4614 (1991)
- [125] L. J. Wang *Induced Coherence With and Without Induced Emission*(PhD Thesis) University of Rochester, Rochester, N.Y. (1992)
- [126] P. H. S. Ribeiro *et al. Phys. Rev. A* **49**, 4176 (1994)
- [127] P. H. S. Ribeiro *et al. Phys. Rev. A* **54**, 3499 (1996)
- [128] E. J. S. Fonseca *et al. Phys. Rev. A* **61**, 023801 (2000)
- [129] C. H. Monken *et al. Phys. Rev. A.* **57**, 3123 (1998)
- [130] J. Xiong *et al. Phys. Rev. Lett.* **94**, 173601 (2005)
- [131] Goodman J. W. *Introduction to Fourier Optics* (1968)

- [132] L. Mandel e E. Wolf *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press (1995)
- [133] H. M. Nussenzveig *Introduction to Quantum Optics*, Gordon and Breach Science Publishers. London (1973)
- [134] R. Loudon *Quantum Theory of Light*, Oxford University Press 3<sup>th</sup> edition. (2000)
- [135] F. Gori *et al.*, *Opt. Lett.* **31**, 688 (2006).
- [136] D. F. V. James, *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 1641(1994)
- [137] M. Born e E. Wolf, *Principle of Optics*, Pergamon Press 6<sup>th</sup> edition. (1980)
- [138] Goodman J. W. *Statistical Optics* (1985)
- [139] J. Xiong *et al.* *Phys Rev. Lett.* **94**, 173601 (2005)
- [140] W. Martienssen e E. Spiller *Americ. J. of Phys.* **32** (12): 919 (1964)
- [141] F. T. Arecchi *Phys. Rev. Lett.* **15**(24),912 (1965)
- [142] T. P. Grayson e G. A. Barbosa *Phys. Rev. A* **49**, 2948 (1994)
- [143] P. H. S. Ribeiro *et al.* *Appl. Opt.* **33**, 352 (1994)
- [144] P. H. S. Ribeiro *et al.* *Phys. Rev. A* **49**, 4176 (1994)
- [145] G. A. Barbosa *Phys. Rev. A* **54**, 5349 (1996)
- [146] M. Rubin *Phys. Rev. A* **54**, 5349 (1996)
- [147] J. Rehacek e J. Perina *Opt. Commun.* **125**, 82 (1996)
- [148] A. V. Burlakov *et al.* *Phys. Rev. A* **56**, 3214 (1997)

- [149] D. V. Strekalov *et al.* *Phys. Rev Lett.* **74**, 3600 (1994)
- [150] C. H. Monken *et al.* *Phys. Rev. A* **57**, 3123 (1998)
- [151] E. J. S. Fosenca. "Interferência com Pacotes de Onda de Dois Fótons e a Medida do Seu Comprimento de Onda de de Broglie "(Tese de Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais), B.H. Minas Gerais (2000)
- [152] S. J Freedman e J. F. Clauser *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1972)
- [153] R. A. Holt e F. M. Pipkin *Harvad University* preprint (1974)
- [154] J. F. Clauser *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1223 (1976)
- [155] E. S. Fry e R. C. Thompson *Phys. Rev. Lett.* **37**, 465 (1976)
- [156] W. Perrie *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1790 (1985)
- [157] T. Haji-Hassan *et al* *Abstracts* pp.63-64, Tokyo, Japan, Agosto25-29(1986); *Phys. Lett.* **123A**, 110(1987)
- [158] L. R. Kasday in *Proceedings of the international School of Physics "Enrico Fermi "* *Course II*(B. d'Espagnat ed.) pp 195-210, Academic Press, New York and London (1971)
- [159] C. Faraci *et al.* *Lett. Nuovo Cim.* **9**, 607 (1974)
- [160] A. R. Wilson *et al.* *J. Phys. G* **2**, 613 (1976)
- [161] M. Bruno *et al.* *Nuovo Cim. B* **40**, 143 (1977)
- [162] M. Laméhi-Rachti e W. Mittig *Phys. Rev. D* **14**, 2543 (1976)
- [163] A. Einstein, *Archives de Sciences Physiques et Naturelles* **37**, 254. (1914)

- 
- [164] A. Einstein, *IEEE ASSP Magazine*, **4**, 6 (1987)
- [165] N.H. Bohr, *Phys. Rev.* **48**, 696 (1935)
- [166] N. Bohr *Causality and Complementarity*, Supplementary Papers, Woodbridge, Connecticut:Ox Bow Press (1998)
- [167] N. Bohr *Atomic Theory and the Description of Nature*, Cambridge, Cambridge University Press (1935),
- [168] A. Aspect *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **49**(2)91 (1982)
- [169] T. Breuer *Phys. Rev. A* **50**,2253 (1994)
- [170] J.C Howell *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **92**(21)2104031 (2004)
- [171] S. Olivares e M.G. A. Paris *Phys. Rev. A* **70**, 032112 (2004)
- [172] A. Valencia *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **94**, 063601 (2005)
- [173] A. Kumar e R. W. Boyd. *Phys Rev. A.* **81**, 013828 (2010)
- [174] M. Henny *et al.* *Science* **284**, 296 (1997)
- [175] H. Kiesel *et al.* *Nature* **418**, 392 (2002)
- [176] T. Jelts *et al.* *Nature* **445**, 402 (2007)
- [177] D. F. V. James. *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 1641 (1994)
- [178] E. Wolf in *Proceedings os Symposium of Optical Masers*, Brooklyn Polytechnic Press, New York and Wiley, New York, 29 (1963)
- [179]
- [180] E. L. O 'Neill. "Introduction to Satisfical Optics ". Dover Publications.NY, (1963)

- [181] B. Crosignani *et al.* *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 1120 (1986).
- [182] B. V. Chernov *et al.* *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 210 (1993)
- [183] Yu. P. Svirko e N. I. Zheludev, *Polarization of Light in Nonlinear Optics*. Wiley & Sons N.Y. (2000)
- [184] Yu. P. Svirko e N. I. Zheludev, *Phys. Rev. A* **50**, 709 (1994)
- [185] A. Picozzi. *Opt. Lett.* **29**, 1653 (2004).
- [186] H. Prakash e D. K. Singh, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 045401 (2008)
- [187] R. F. Souza *et al.* *Optical Mat.* a ser publicado. (2009)
- [188] N. Bloembergen *Nonlinear Optics*, Benjamin, N.Y. (1965)
- [189] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics 2<sup>nd</sup> edition* Academic Press, San Diego (2003)
- [190] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academ. Press, New York (2001)
- [191] Akhmanov *et al.* *JETP-USSR* **24**, 198 (1966)
- [192] C. S. Wang. *Phys. Rev.* **173**, 908 (1968)
- [193] I. Abram e E. Cohen *Phys. Rev. A.* **44**, 500 (1991)
- [194] Y. Kodama e A Hasegawa. *IEEE Journ of Quant. Elect.* **23**, 510 (1987)
- [195] M. J. Beran e J. B. DeVelis *J. Opt. Soc. Am.* **57**, 187 (1967)
- [196] L. Helczynski *et al.* *IEEE of Sel. Top. in Quant. Elec.* **8**, 408, (2002)
- [197] V. P. Nayyar *J. Opt. Soc. Am.* **14**, 2248 (1997)
- [198] Zhi-Bo Liu *et al.* *Opt. Exp.* **16**, 8144 (2008)



- 
- [199] H. Prakash e D. K. Singh *J. Phys. B* **41**, 045401 (2008)
- [200] V. A. Aleshkevich *et al. Sov. J. Quant. Elec.* **11**, 647 (1981)
- [201] V. V. Shkunov e D. Z. Anderson *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2683 (1998)
- [202] D. N. Christodoulides *et al. Phys. Rev. E.* **63**, 035601 (2001)
- [203] A. W. Snyder e D. J. Mitchell *Science* **276**, 1538 (1997)
- [204] C. Hu e J. R. Whinnery *Appl. Opt.* **12**, 72 (1972)
- [205] N. Ghofraniha *et al. Phys. Rev. Lett.* **99**, 043903 (2007)
- [206] T. Yarnall *et al. Phys Rev. Lett.* **99**, 170408 (2007)
- [207] Y. R. Shen *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, N.Y. (1984)
- [208] J. tervo *et al. JOSA A*, **21**, 2205 (2004)
- [209] P. Refregier *et al. Opt. Exp*, **13**, 6051 (2005)
- [210] R. Castaneda *et al. Appl. Opt.* **47**, E27 (2008)
- [211] A. Luis. *Phys. Rev. A*, **76**, 043827 (2007)
- [212] A. Luis. *Opt. Commun.* **282**, 3665 (2009)
- [213] B. N. Simon *et al. Phys. Rev. Lett.* **104**, 023901 (2010)
- [214] A. K. Jha e R. W. Boyd. *Phys. Rev. A.* **81** 013828 (2010)
- [215] C. K. Hong e L. Mandel *Phys. Rev. A* **31**, 2409 (1985)
- [216] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press. Oxford. (1973)

# ARTIGOS PUBLICADOS

# Observation of interference pattern in the intensity correlation of a non-local object using a Hanbury Brown and Twiss-type experiment

I. VIDAL, D. P. CAETANO, E. J. S. FONSECA and J. M. HICKMANN<sup>(a)</sup>

*Optics and Materials Group - Optma Instituto de Física, Universidade Federal de Alagoas  
Caixa Postal 2051, 57061-970, Maceió, AL, Brazil*

received 20 December 2007; accepted in final form 19 March 2008  
published online 22 April 2008

PACS 42.50.Ar – Photon statistics and coherence theory  
PACS 03.65.Ud – Entanglement and quantum nonlocality (*e.g.* EPR paradox, Bell's inequalities, GHZ states, etc.)  
PACS 42.25.Hz – Interference

**Abstract** – We report on the experimental observation of interference pattern of a distributed double-slit, consisting of a single-slit and a wire spatially separated, illuminated by two beams from a pseudothermal light source, in Hanbury Brown and Twiss-like configuration. The interference pattern is obtained performing a classical correlation with the intensities of the light beams scattered by each part of the double-slit. A theoretical analysis confirms our experimental results, showing that classical correlations can also mimic non-local properties analogue to those using twin photons for quantum images.

Copyright © EPLA, 2008

Classically, image and interference patterns of objects and apertures are usually observed by intensity distribution measurements of scattered electromagnetic fields where their phases play a fundamental role [1]. Recently, new ways to form images exploiting two-photon or intensity correlations have been demonstrated using parametric downconverted photons [2–5] and pseudothermal light [6–9] as radiation sources. Many of these results can be interpreted with the partial coherence theory, like the original Hanbury Brown and Twiss (HBT) experiment [10,11]. Likewise, these experiments can seem counterintuitive when we consider that we do not need to invoke the quantum nature of light and sometimes they even apparently contradict it.

Measurements of intensity correlations of two light beams allow us to understand fundamental properties and observe fascinating phenomena of electromagnetic fields and its interactions. In particular, second-order intensity correlations of twin-photons from parametric downconversion (PDC) give rise to an unusual way to observe interference patterns and images. Commonly, these two-photon patterns are referred to as quantum imaging [5]. Such effect was originally attributed to the

quantum correlations which are present in the quantum description of the twin-photons state. Basically, the quantum imaging configuration is based on splitting of the down-converted photons into two separated optical paths where an object is placed in one of the paths (test arm). When coincidence detection is performed scanning the detector placed in the other path (reference arm) the image or the interference pattern of the object located at the test arm is observed. Different schemes have been developed [12] and many interesting applications have been proposed and implemented, for example, quantum lithography [13] and quantum holography [14]. Non-local aspects of the quantum correlations of the twin photons have also been exploited for quantum imaging of a distributed object [15]. In this case, different parts of an object are placed in different paths of the photon pairs. The peculiar feature of this non-local configuration is that the spatial superposition of each part of the object forms the entire object and its spatial information is recovered when photon pairs are detected in coincidence.

It is important to distinguish between non-local and local configurations for quantum imaging. In the local configuration, interference pattern formation can be interpreted as a local filtering process of the wave vectors. We can regard the one-photon pattern as the

<sup>(a)</sup>E-mail: [jmh@optma.org](mailto:jmh@optma.org)

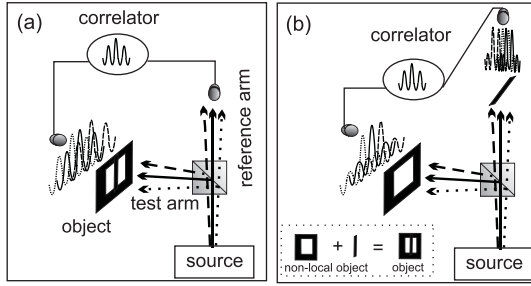


Fig. 1: Observation correlated images. (a) *Local* configuration. (b) *Non-local* configuration. Different arrows represent correlated wave vectors. In both configurations, the spatial information of the entire object is obtained in coincidence. Each pattern shown behind each object corresponds to an interference pattern due to a single wave vector.

result of superposed random phase interference patterns, which smear out the fringes, as illustrated in fig. 1a. However, a particular localized interference pattern is obtained when coincidence measurements are performed. In this case, the reference photon works as a trigger and the coincidence detection filters out only the wave vectors that are transversely correlated with those wave vectors scattered by the object, in this case a localized double-slit. On the other hand, this local filtering process interpretation may not be applied to a distributed object. Figure 1b illustrates different one-photon interference patterns for each part of the object, none of them being a typical double-slit interference pattern. In this non-local configuration, there is no reference detector which could be used to filter out a localized interference pattern. Actually, each detector works as a trigger to each other. However, the same result of the local configuration is obtained when coincidence measurements are performed.

Apart from the success of the experimental observations and some agreement with theoretical descriptions, a number of papers has been published showing that some of the quantum imaging aspects do not require quantum correlation in the wave vectors of the twin photons. Recently, it was experimentally demonstrated that coincidence image (local configuration) can also be obtained with the same configuration of fig. 1a, using a pseudothermal light source [6–9]. The same filtering explanation works fine for this situation.

A further step in the understanding classical and quantum aspects of these phenomena is to investigate the non-local aspect of interference pattern formation, which was explored only by using entangled photons from PDC [15]. Based on fig. 1b, the different parts of a double-slit, slit and wire, are illuminated by each beam and arranged in such way that if they were spatially superimposed over each other they would form a double-slit. In this work we show that performing a HBT-like experiment with pseudothermal light we can emulate a non-local behavior without quantum correlations, when different objects are placed in front of each detector [16]. The non-local signature

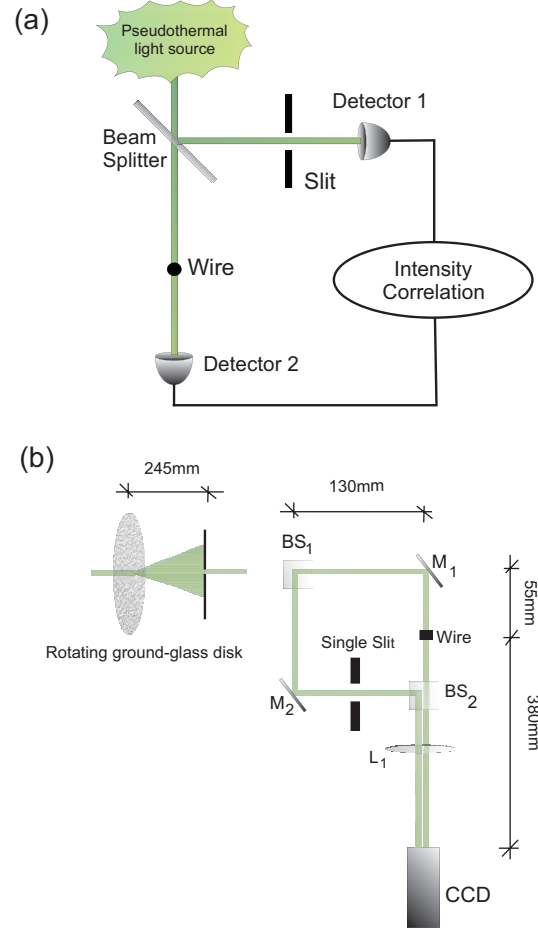


Fig. 2: Experimental setup for observing a non-local interference pattern. (a) Sketch based on the HBT experiment. (b) Scheme for implementation of part (a).

appears on the intensity correlation where we observe the interference pattern of the combined objects. Interesting enough, if our experiment were performed with an electron source, we should obtain a negative image of the interference pattern in a similar fashion as in the fermionic HBT experiment [17].

The experimental setup is sketched in fig. 2a and its implementation followed the setup shown in fig. 2b. The pseudothermal light source [18] was built using an argon ion laser, operating at 514nm, passing through a slow rotating ground glass followed by a 2.5mm diameter pinhole. The rotating ground glass acts as a spatially incoherent object reducing heavily the transverse coherence length of the laser beam in such a way that it is not possible to identify any visible diffraction pattern due to any object placed at the beam path. The light beam is split in two beams by a beam splitter (BS1) and then each beam illuminates two different parts of the distributed object, a 0.2mm diameter wire and a 0.4mm × 50mm single-slit. These objects are placed at the same distance from the beam splitter. The alignment of the objects must be carefully done in order to guarantee that if the wire and the single-slit were spatially superposed a localized

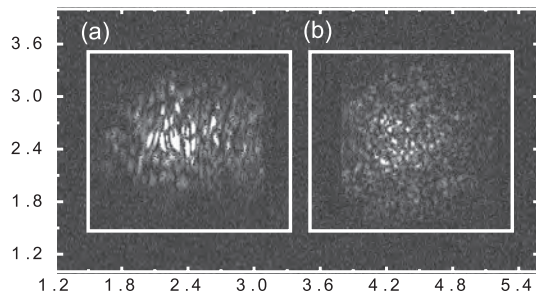


Fig. 3: Far-field intensity distribution. White boxes represent  $200 \times 200$  matrices of the scattered beams by the single-slit (a) and the wire (b).

Young’s double-slit should come up. The scattered beams are combined in a different spot of the second beam splitter (BS2) which is used to guide the beams to the charge-coupled device (CCD) camera. A 190 mm focal length lens  $L$  is used to focus the wire and single-slit scattered beams in a CCD camera. The measurement consists in acquiring an image corresponding to the intensity of each scattered beam incident in complete different areas of the CCD, resulting in two  $200 \times 200$  pixels matrices. The intensity correlation between the beams is numerically calculated using these matrices.

As the original HBT experiment [10,11] we have measured the intensity distributions in each arm and calculated the intensity correlations. The intensity distribution of each scattered beam is shown in fig. 3. These measurements do not produce any visible information of the presence of the single-slit (fig. 3a) and the wire (fig. 3b) in the path of the beams. It means that both beams are incoherent enough to erase any interference pattern due to the objects. When the *intensity* correlation of these images is calculated, an interference pattern corresponding to a double-slit is obtained, as shown in fig. 4a. In fig. 4b there is shown the *intensity* correlation corresponding to a vertical line at the center of the interference pattern shown in fig. 4a. Even though the interference pattern does not present a large visibility, it clearly is a double-slit interference pattern. In fig. 4c there is shown the interference pattern, obtained with a coherent light beam, but with the wire and slit in the same beam, forming a real “local” double-slit. This measurement confirms that the result of fig. 4b corresponds to the interference pattern of the entire object.

It is important to note that all measurements were performed detecting the intensity of the scattered beams by each part of the double-slit, losing any direct information about the phase of the field. However, when we calculate the intensity correlation, an interference pattern of a double-slit is obtained. This counterintuitive effect leads us to stress that classical wave vector correlations play a central role in intensity correlation imaging using pseudothermal light beams. Although we agree that some aspects of the quantum correlation of twin photons cannot be mimicked by classical correlation, we have

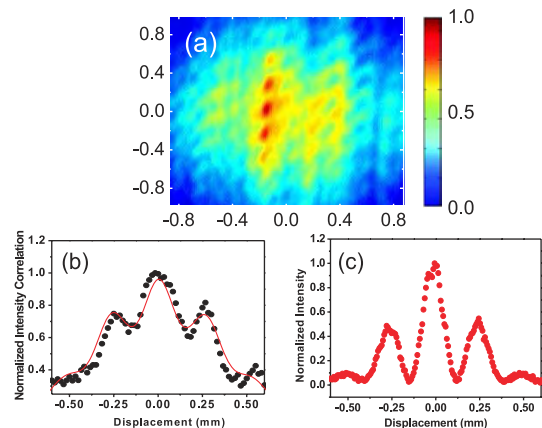


Fig. 4: Intensity correlation distribution numerically obtained from the results of fig. 3. (a) Transversal distribution of the interference pattern. (b) Normalized intensity correlation for a cross-section at the center of the intensity pattern of part (a). The solid line is a theoretical fit based on a typical interference pattern of a double-slit. (c) Interference pattern using coherent light source of a double-slit equivalent to the superposition of single-slit and wire.

demonstrated that the classically correlated wave vectors can also connect non-local realities. It is very important to point out that the non-local aspect which we are discussing here is only due to the way that the object is distributed and it is not related with any Bell’s inequality violation.

To confirm that classical wave vectors correlations can also reproduce non-local aspects of quantum images, we have calculated the intensity correlation  $\langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle$ , following the usual formalism which has been applied to the local configuration [7,19]. The fields intensity  $I_1(x_1)$  and  $I_2(x_2)$  are evaluated in the coordinates  $x_1$  and  $x_2$ , respectively. The objects are described by impulse response functions  $h_1(x'_1, x_1)$  and  $h_2(x'_2, x_2)$ . Based on the experimental situation, let us consider an initial pseudothermal field passing through a 50/50 beam splitter. Two copies  $E_0(x_1)$  and  $E_0(x_2)$  are produced, each one evaluated in different positions  $x_1$  and  $x_2$ . These fields propagate passing through two different objects, whose transmission function is given by the impulse response functions  $h_1(x'_1, x_1)$  and  $h_2(x'_2, x_2)$ . Between each object and CCD camera we have inserted a lens to produce the far-field distribution of scattered fields in the detection plane. The intensity correlation of these fields is given by

$$\langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle = \langle E_1^*(x_1)E_2^*(x_2)E_1(x_1)E_2(x_2) \rangle, \quad (1)$$

where  $E_1(x_1)$  and  $E_2(x_2)$  are the fields at the detection plane. In the paraxial approximation the expression for the fields in the detection plane can be written as

$$E_j(x_j) = \int dq_j dq'_j \mathcal{E}'_j(q_j) \mathcal{T}(q_j - q'_j) \times \exp \left[ i q_j x_j - i \frac{q_j^2}{2k} f - i \frac{q_j'^2}{2k} f \right], \quad (2)$$

where  $q_j$  is the transverse wave vector component,  $f$  is the focal length of the lenses,  $\mathcal{E}'_j(q_j)$  is the field after the object in the wave vector domain, and  $\mathcal{T}(q_j)$  is the Fourier transform of the impulse response functions of each lens. The transmission function for a thin lens is given by

$$\mathcal{T}(q_j - q'_j) = \exp\left[i\frac{f}{2k}(q_j - q'_j)^2\right]. \quad (3)$$

In terms of the impulse response of the objects, the fields immediately after the objects are given by

$$E'_j(x_j) = \int dx'_j h(x_j - x'_j) E_0(x'_j), \quad (4)$$

which, in the wave vector domain, takes the simple form  $\mathcal{E}'_j(q_j) = H_j(q_j)\mathcal{E}_0(q_j)$ , where  $\mathcal{E}_0(q_j)$  is the field immediately before the objects in wave vector domain. Using these expressions and taking into account that the fields obey the Gaussian statistics [20], eq. (1) takes the form

$$\begin{aligned} \langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle = & \int dx_1 |h_1(x_1) E_0(x_1)|^2 \int dx_2 |h_2(x_2) E_0(x_2)|^2 \\ & + |\mathcal{F}\{g(x_1, x_2)\}|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

$\mathcal{F}\{g(x_1, x_2)\}$  is the Fourier transform of the function

$$\begin{aligned} g(x_1, x_2) = & h_1^* \left( \frac{k}{f}(x_1 - x_2) \right) h_2^* \left( \frac{k}{f}(x_1 - x_2) \right) \\ & \times \left| E_0 \left( \frac{k}{f}(x_1 - x_2) \right) \right|^2, \end{aligned} \quad (6)$$

where  $k$  is the wave number of the fields and  $f$  is the focal length of the lenses used to produce the far-field distribution at  $x_1$  and  $x_2$ . Analyzing the result from eq. (5), we can see that the first term is a constant which gives rise to a background that changes the contrast of the resultant pattern. This term explains the low visibility of the experimental result presented in fig. 4. The second term deserves a special attention. It corresponds to the Fourier transform of the function  $g(x_1, x_2)$  (eq. (6)), which is a product of the functions describing the objects and the square modulus of the initial field. Note that these functions depend on the difference of the coordinates evaluated in different spatial regions  $x_1$  and  $x_2$ . It means that the last term of intensity correlation (eq. (5)) links the distributed object, due to wave vector correlations of the fields. Therefore, this term is responsible for the so-called non-local aspect of the interference pattern that we have experimentally obtained. It is worth emphasizing that although we are dealing with classical correlations, it is not necessary to invoke quantum correlation to obtain interference pattern in intensity correlation experiments even for the case of a non-local object.

The classical interpretation used for the local configuration [7,19] can be used for our results. However, a

quantum interpretation can be given in terms of interference between two-photon probability amplitudes [21,22], as pointed out by Fano [23]. Let us consider two light source points S1 and S2 in the ground glass which are detected by two detectors D1 and D2. In our case, the non-local interference pattern comes from of the indistinguishability between two two-photons events. One photon is emitted by S1 and detected by D1 (slit path) and one photon is emitted by S2 and detected by D2 (wire path) or one photon is emitted by S1 and detected by D2 (wire path) and one photon is emitted by S2 and detected by D1 (slit path).

An interesting experiment using fermionic particles can be envisaged based on the quantum description of our experiment. It has been experimentally demonstrated [24] that a fermionic version of the HBT experiment presents anti-bunching in its intensity correlation (anticorrelation) instead of bunching (correlation), which is present in the bosonic version. By performing our experiment with an independent electrons source, a negative image of our results could be obtained and easily understood by the Fano argument.

In conclusion, we have investigated a subtle aspect of the HBT experiment related with quantum imaging. We have experimentally demonstrated an explicit non-local interference phenomenon using a pseudothermal light source. Our results show that transverse entanglement is not necessary even in the case of the so-called non-local quantum imaging. We also presented a quantum explanation for our results based on two-photon probability amplitudes. The interpretations presented in this work belong to a recent discussion about the nature of two-photon interference effects [22,25,26]. For the case of second-order interference of a non-local object, both classical and quantum interpretations can be used to describe the interference pattern formation. However, the non-local aspect of our experiment cannot be related with the non-locality present in Bell's inequality experiments, which has no classical analogy.

\*\*\*

We acknowledge with thanks the support from Instituto do Milênio de Informação Quântica, CAPES, MCT/CNPq, PRONEX/Fapeal, Nanofoton research network, Finep/CTInfra/Proinfra, and ANP-CTPETRO.

## REFERENCES

- [1] GOODMAN J. S., *Introduction to Fourier Optics* (Roberts & Company, Englewood) 2005.
- [2] RIBEIRO P. H. S., PÁDUA S., MACHADO DA SILVA J. C. and BARBOSA G. A., *Phys. Rev. A*, **49** (1994) 4176.
- [3] STREKALOV D. V., SERGIENKO A. V., KLYSHKO D. N. and SHIH Y. H., *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 3600.
- [4] PITTMAN T. B., SHIH Y. H., STREKALOV D. V. and SERGIENKO A. V., *Phys. Rev. A*, **52** (1995) 3429.

- [5] SHIH Y. H., *IEEE J Sel. Top. Quant.*, **13** (2007) 1016.
- [6] BENNING R. S., BENTLEY S. J. and BOYD R. W., *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 113601.
- [7] GATTI A., BRAMBILLA E., BACHE M. and LUGIATO L. A., *Phys. Rev. A*, **70** (2004) 013802.
- [8] FERRI F., MAGATTI D., GATTI A., BACHE M., BRAMBILLA E. and LUGIATO L. A., *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 183602.
- [9] ZHANG D., ZHAI Y., WU L. and CHEN X., *Opt. Lett.*, **30** (2005) 2354.
- [10] HANBURY BROWN R. and TWISS R. Q., *Nature*, **177** (1956) 27.
- [11] HANBURY BROWN R. and TWISS R. Q., *Nature*, **178** (1956) 1046.
- [12] ABOURADDY A. F., SALEH B. E. A., SERGIENKO A. V. and TEICH M. C., *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (2002) 1174.
- [13] KOK P., BOTO A. N., ABRAMS D. S., WILLIAMS C. P., BRAUNSTEIN S. L. and DOWLING J. P., *Phys. Rev. A*, **63** (2001) 063407.
- [14] ABOURADDY A. F., SALEH B. E. A., SERGIENKO A. V. and TEICH M. C., *Opt. Express*, **9** (2001) 498.
- [15] FONSECA E. J. S., RIBEIRO P. H. S., PÁDUA S. and MONKEN C. H., *Phys. Rev. A*, **60** (1999) 1530.
- [16] FONSECA E. J. S., VIDAL I., CAETANO D. P. and HICKMANN J. M., *SPIE Quantum Communications and Quantum Imaging Conference - San Diego, 2005*.
- [17] JELTES T., MCNAMARA J. M., HOGERVORST W., VASSEN W., KRACHMALNICOFF V., SCHELLEKENS M., PERRIN A., CHANG H., BOIRON D., ASPECT A. and WESTBROOK C. I., *Nature*, **445** (2007) 402.
- [18] MARTIENSSEN W. and SPILLER E., *Am. J. Phys.*, **32** (1964) 919.
- [19] WANG K. and CAO D. Z., *Phys. Rev. A*, **70** (2004) 041801.
- [20] GOODMAN J. S., *Statistical Optics* (Wiley Classics Library) 2000.
- [21] SCARCELLI G., VALENCIA A. and SHIH Y. H., *Phys. Rev. A*, **70** (2004) 051802.
- [22] SCARCELLI G., BERARDI V. and SHIH Y. H., *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006) 063602.
- [23] FANO U., *Am. J. Phys.*, **29** (1961) 539.
- [24] HENNY M., OBERHOLZER S., STRUNK C., HEINZEL T., ENSSLIN K., HOLLAND M. and SCHÖNENBERGER C., *Science*, **284** (1999) 296.
- [25] GATTI A., BONDANI M., LUGIATO L. A., PARIS M. G. A. and FABRE C., *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 039301.
- [26] SCARCELLI G., BERARDI V. and SHIH Y. H., *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 039302.

## Conditional Talbot effect using a quantum two-photon state

I. Vidal, S. B. Cavalcanti, E. J. S. Fonseca, and J. M. Hickmann

*Optics and Materials Group—Optma, Instituto de Física, Universidade Federal de Alagoas, Caixa Postal 2051, 57061-970 Maceió, Alagoas, Brazil*

(Received 8 May 2008; published 22 September 2008)

We study the interference patterns obtained from the superposition of two Bessel beams originated from a quantum two-photon state produced by a spontaneous parametric down-conversion process. Due to the nondiffracting character of the light beam, a self-imaging effect is found along the propagation direction for second-order interference patterns with periodicity proportional to  $\lambda/2$ , characterizing a two-photon Talbot effect. Conditional interference patterns in the longitudinal plane are theoretically shown as well.

DOI: [10.1103/PhysRevA.78.033829](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.033829)

PACS number(s): 42.50.Ar, 42.50.Dv, 42.65.Lm

### I. INTRODUCTION

Bessel beams [1,2] have been the subject of intense investigations because of their important nondiffracting properties, which allow them to propagate without appreciable divergence for several Rayleigh lengths. These beams have been explored in a number of scenarios [3], for example, optical tweezers [4], atom trapping [5], and for determining the orbital angular momentum of a photon [6]. Some interesting investigations of these beams include the interference patterns obtained from the superposition of two coherent Bessel beams, which have been obtained theoretically [7] and experimentally [8]. These patterns revealed interesting and useful features, like a self-imaging effect in the propagation direction and the possibility of controlling the rotation of microparticles [9].

In the context of periodic structures, the self-imaging effect [10] appears in the near-field diffraction pattern of light waves. Actually, this effect was first noted by Talbot in 1836, who observed repeated patterns at regular distances of a diffraction grating [11]. This regular distance is the so-called Talbot length  $l_T = d^2/\lambda$ , where  $d$  represents the spatial period of the pattern and  $\lambda$  the light wavelength, and the repeated images are the so-called Talbot images or self-images. Nowadays, the Talbot effect has been demonstrated in many other areas of physics, such as atomic waves [12], macroscopic coherent Bose-Einstein condensates [13], and in the interferometry of large  $C_{70}$  fullerene molecules [14]. More recently, a discrete Talbot effect in waveguide arrays has been reported [15].

Talbot images in the pattern of interfering Bessel beams have only been obtained within a classical description of the optical field. The measurements of these interference patterns are equivalent to a first-order correlation, because two field amplitudes are involved.

On the other hand, second-order correlation of light generated by spontaneous parametric down-conversion (SPDC) has provided a wide variety of novel phenomena, including many with nonclassical behavior. The transverse properties of down-converted photons have been explored in quantum imaging formation [16], quantum lithography [17], and, more recently, in the generation of entangled qudits [18–20], to name just a few examples. So far, only transverse spatial properties of these photons have been exploited. In this pa-

per, we present a theoretical analysis of the behavior of spatial interference patterns in the propagation direction of photons generated by the SPDC process.

Inspired by the classical Talbot effect with Bessel beams, we will investigate their quantum counterpart using entangled photons as the light source, and show that the second-order correlation function exhibits conditional interference patterns in the propagation direction. Furthermore, just as the de Broglie two-photon wavelength of an entangled photon pair is half the conventional wavelength, we find the same signature of biphoton behavior [21]: the periodicity of the interference pattern is  $\lambda/2$  not only in the transverse plane but also along the propagation direction, thus characterizing a two-photon Talbot effect.

### II. BASIC THEORY

The setup for the theoretical model is depicted in Fig. 1. Down-converted photons are generated in a noncollinear phase-matching condition. The photon pairs go through double annular slits  $A_s(\xi_s)$  and  $A_i(\xi_i)$  located at a propagation distance  $z_{A_s} = z_{A_i} = z_A$  after the crystal. Here  $\xi_s$  ( $\xi_i$ ) denotes the transverse coordinate of the slit through which passes the

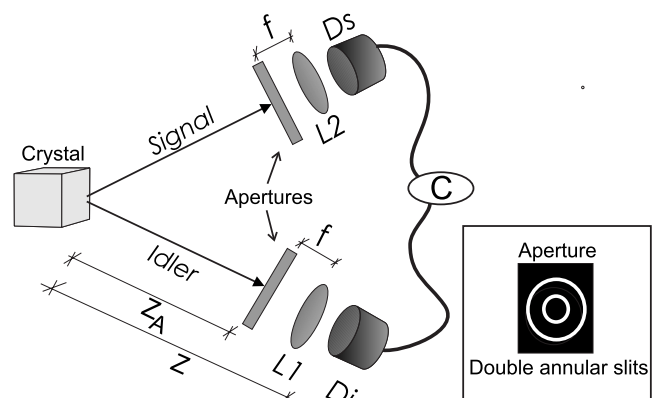


FIG. 1. Setup. A nonlinear crystal generates the down-converted photons in a noncollinear phase-matching condition. A screen with a double annular slit (see inset) is placed in each photon path at a distance  $z_A$  from the crystal.  $L_1$  and  $L_2$  are lenses.  $D_s$  and  $D_i$  are single-photon detectors operating in coincidence mode.



signal (idler). After being scattered by the apertures, the photons are detected in coincidence.

The state generated by SPDC in the monochromatic, paraxial, and thin nonlinear crystal approximations can be written as [22]

$$|\Psi\rangle = |0\rangle + \text{const} \times \int d\mathbf{q}_s \int d\mathbf{q}_i \nu(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i) |1, \mathbf{q}_s\rangle |1, \mathbf{q}_i\rangle, \quad (1)$$

where  $\mathbf{q}_s$  and  $\mathbf{q}_i$  are the transverse projections (plane  $x$ - $y$ ) of the signal and idler wave vectors, respectively, and  $\nu(\mathbf{q}_s + \mathbf{q}_i)$  is the entangled angular spectrum transferred from the pump beam to the two-photon state.  $\{|1, \mathbf{q}_s\rangle\}$  represent Fock states with one photon with the  $\mathbf{q}_s$  wave vector while  $|0\rangle$  stands for the vacuum state.

The transmitted electric field operator is obtained by analogy with the classical calculation of the electric field transmitted through an aperture when the angular spectrum is known [23]. Therefore, we substitute classical vectors with quantum operators in order to describe the angular spectrum transmitted through a transverse aperture located at  $z_A$ . In the paraxial approximation, the transmitted electrical field operator at a point  $(\rho, z)$  can be written as [21]

$$\begin{aligned} \mathbb{E}^{(+)}(\rho, z) = & \text{const} \times \int d\mathbf{q} \int d\mathbf{q}' \hat{a}(\mathbf{q}') T(\mathbf{q} - \mathbf{q}') \\ & \times \exp i \left( \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho} - q^2 \frac{z'}{2k} - q'^2 \frac{z_A}{2k} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

where  $\hat{a}$  is the annihilation bosonic operator and  $z' = z - z_A$  is the distance from aperture to detector. The function  $T(\mathbf{q} - \mathbf{q}')$  represents the inverse transform of the aperture transmission function  $A(\xi)$ .

Let us now investigate the pattern generated by coincidence detection of signal and idler photons. To this end we evaluate the spatial second-order correlation function, which is proportional to the coincidence photodetection rate,

$$\begin{aligned} C(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_i) = & |g^{(2)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_s)|^2 \\ = & \langle \mathbb{E}_s^{(-)}(\rho_s, z'_s) \mathbb{E}_i^{(-)}(\rho_i, z'_i) \mathbb{E}_s^{(+)}(\rho_s, z'_s) \mathbb{E}_i^{(+)}(\rho_i, z'_i) \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

The expression (3) is calculated using the multimode two-photon wave function described in Eq. (1) and the transmitted electrical field operator, Eq. (2). After some algebra we have

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_s) = & \text{const} \int \int d\xi_s d\xi_i dA_s(\xi_s) A_i(\xi_i) \\ & \times W\left(\frac{1}{2}(\xi_s + \xi_i), z_A\right) \exp\left(-\frac{ik}{4z_A} |\xi_s + \xi_i|^2\right) \\ & \times \exp\left(-\frac{ik}{2} [(\rho_s - \xi_s)^2 + (\rho_i - \xi_i)^2]\right) \\ & \times \exp\left(\frac{1}{z'_i} + \frac{1}{z'_s}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

where  $W\left[\frac{1}{2}(\xi_s + \xi_i), z_A\right]$  represents the transverse profile of the pump field at the  $z_A$  position.  $z'_i$  and  $z'_s$  are the distances from the idler  $[A_i(\xi)]$  and signal  $[A_s(\xi)]$  apertures to the detector plane. We consider that the transverse profile of the pump field may be written as

$$W\left(\frac{1}{2}(\xi_s + \xi_i), z_A\right) = \delta(\xi_s + \xi_i),$$

where the  $\delta$  function represents a slit, that is,

$$h(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2).$$

By introduction of transverse polar coordinates for both coordinates  $\rho$  and  $\xi$  according to

$$\rho_s = (\rho_s \cos \varphi_s, \rho_s \sin \varphi_s), \quad \xi_s = (\xi_s \cos \theta_s, \xi_s \sin \theta_s),$$

$$\rho_i = (\rho_i \cos \varphi_i, \rho_i \sin \varphi_i), \quad \xi_i = (\xi_i \cos \theta_i, \xi_i \sin \theta_i),$$

the coincidence function becomes

$$\begin{aligned} C(r_1, r_2; z'_s, z'_i) = & [J_0(\beta_1) r_1]^2 + [J_0(\beta_2) r_2]^2 + 2r_1 r_2 J_0(\beta_1) J_0(\beta_2) \\ & \times \cos \left[ k(r_1^2 - r_2^2) \left( \frac{1}{2z_A} + \frac{1}{2z'_s} + \frac{1}{2z'_i} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

where the argument of the Bessel function reads

$$\beta_j = r_j k \left[ \left( \frac{\rho_s}{z'_s} \right)^2 + \left( \frac{\rho_i}{z'_i} \right)^2 - \frac{2\rho_s \rho_i}{z'_s z'_i} \cos(\varphi_i - \varphi_s) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

with  $j=1, 2$ .  $r_1$  and  $r_2$  are the radii of the inner and outer slits, respectively, and  $J_0$  represents a Bessel function of zeroth order. It should be noted here that this expression is similar to the intensity of the optical field evaluated in a classical approach with a modulation appearing in the last term yielding a periodic evolution of the intensity along the propagation direction  $z$  [7]. Observe also that a periodic structure in the propagation direction is also found here in the last term of Eq. (6).

Experimentally, a screen with two annular slits could be placed at some distance from the crystal in the path of each one of the down-converted photons, followed by a lens, as illustrated in Fig. 1, to produce interfering Bessel beams [8]. High transmission efficiency can be obtained by replacing the screen by holograms or optical modulators. To increase the spatial correlation between the twin photons, for example, the pump beam profile should be focused on the aperture plane [24]. The detection procedure follows the standard coincidence detection system, where the detectors are displaced along the plane orthogonal to the optical table and along the propagation direction according to the various situations investigated.

### III. RESULTS AND DISCUSSION

The main result of this paper is represented in Eq. (6). Figure 2(a) shows the second-order interference pattern obtained by scanning the idler detector ( $D_i$ ) along the transverse  $x$ - $y$  plane while keeping the signal detector ( $D_s$ ) fixed at position  $\rho_s=0$ . It is important to note that in this figure

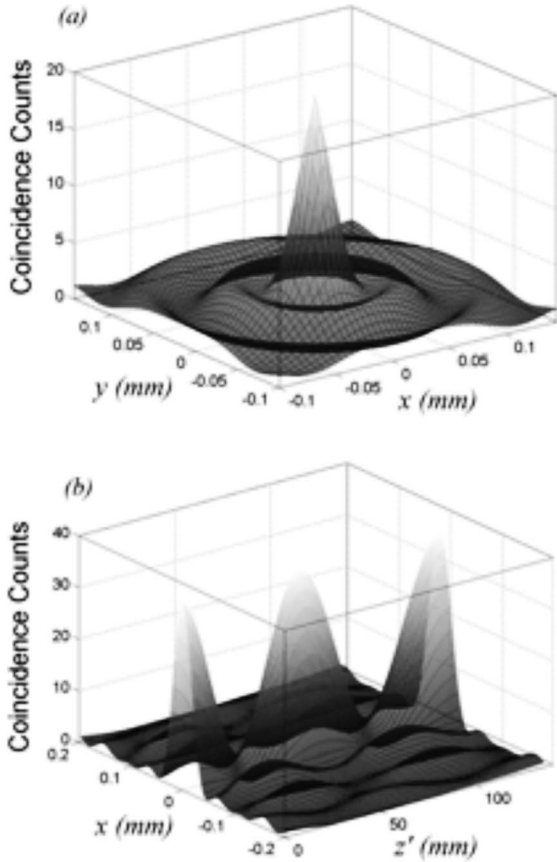


FIG. 2. Second-order interference pattern measured in coincidence by detectors  $D_s$  and  $D_i$ . (a)  $D_i$  is displaced along the  $x$ - $y$  plane. Both detectors are positioned at the same  $z'=z'_i=z'_s$ . (b)  $D_i$  is moved along the  $x$ - $y$  plane as well as in the  $z'_i$  direction on the transverse plane, while  $D_s$  is kept fixed.

both detectors are positioned at the same distance  $z'_i=z'_s=z'$  from the crystal. Figure 2(b) shows the modulation along the propagation direction  $z'_i$  when the idler detector is scanned along the propagation direction and along the transverse coordinate  $x,y$  while the signal detector is kept fixed. In our calculations, we have considered that both idler and signal photons are generated by type I or type II noncollinear SPDC at the wavelength  $\lambda_s=\lambda_i=702$  nm when light from a 351 nm pump laser beam is incident on a nonlinear crystal. Furthermore, we have considered  $z_{A_s}=z_{A_i}=z_A=40$  cm, where  $z_{A_s}$  ( $z_{A_i}$ ) is the distance from the crystal to object  $A_s$  ( $A_i$ ) placed in the signal (idler) path,  $r_1=0.2$  cm, and  $r_2=0.4$  cm.

By inspection of Eq. (6) with  $z'_s$  fixed, one finds that the periodicity along the propagation direction exhibited in Fig. 2(b) is characterized by the spatial period

$$z_T^c \propto \frac{4\pi}{k(r_2^2 - r_1^2)} = \frac{2\lambda}{(r_2^2 - r_1^2)}. \quad (7)$$

We may also control the second-order interference longitudinal pattern [24]. To illustrate this feature, Fig. 3(a) shows a second-order interference pattern obtained when detector  $D_i$  is fixed while detector  $D_s$  is moved. In Fig. 3(b) it is shown that the positions of the minima correspond to the

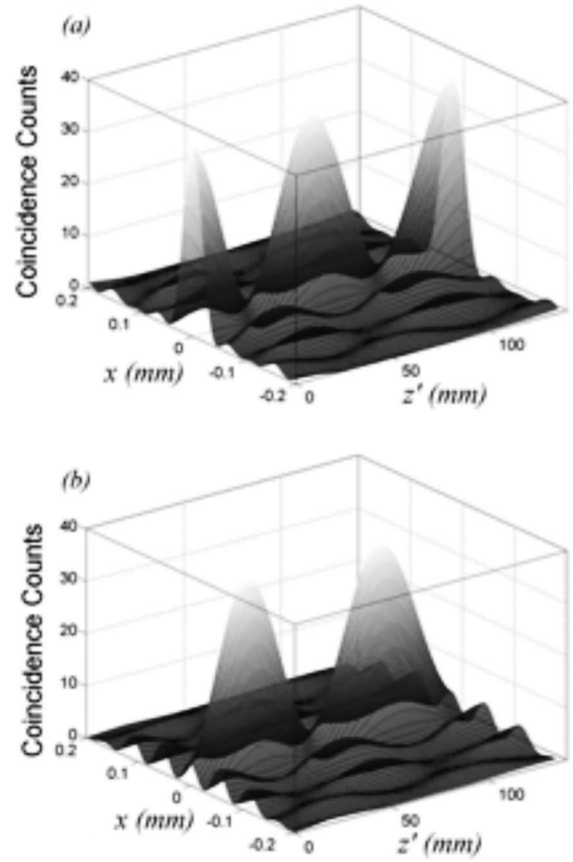


FIG. 3. Second-order conditional interference fringes. (a) Detector  $D_i$  is fixed at  $z'_i=71$  cm while detector  $D_s$  is moved along the  $x$ ,  $y$ , and  $z$  directions. (b) Same procedure as in (a) except for the fact that detector  $D_i$  is fixed at  $z'_i=74$  cm. It is observed that all interference patterns are shifted by the same amount as the displacement of  $D_i$ .

maximal positions of the fringes presented in Fig. 3(a). Therefore, in this case the displacement undergone by detector  $D_i$  corresponds to the distance between a maximum and a minimum of the interference fringes. The fact that one may shift the fringes' location by changing the position of a given detector, keeping a high visibility of the interference pattern, may reflect a nonclassical behavior, a consequence of the entangled nature of the twin photons. It has been shown that conditional interference can be used to distinguish quantum from classical correlation [18].

Figure 4 illustrates the spatial evolution of the superimposed Bessel beams for over five periods. In this case, both detectors were displaced simultaneously in the same manner along the  $x,y,z$  directions. We can see an interference pattern similar to the one depicted in Fig. 2(b) in which one can clearly identify the self-imaging Talbot effect. The difference between these two results lies in the period of the pattern, which is doubled in Fig. 4, meaning that the probability amplitude for detecting in coincidence is a function of  $\lambda/2$ , and not of  $\lambda$  as in the case of Fig. 2(b). Figure 4 exhibits a Talbot effect with a period that is half of the period in Fig. 2(b), that is,

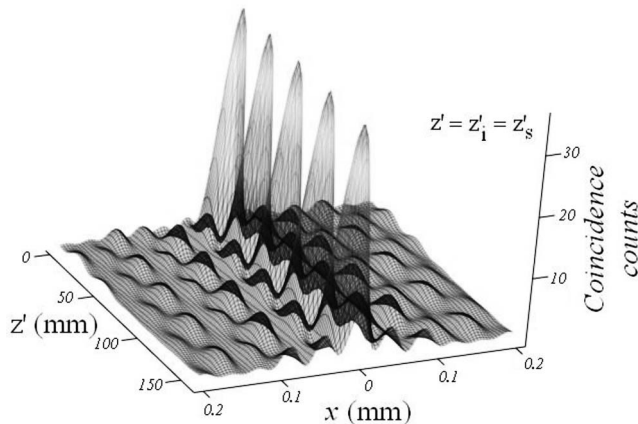


FIG. 4. Second-order conditional interference fringes. Both detectors are moved at the same time with the same amount along the  $z$  direction but only  $D_i$  is moved along of the  $x, y$ -plane.

$$z_T^c \propto \frac{2\pi}{k(r_2^2 - r_1^2)} = \frac{\lambda}{(r_2^2 - r_1^2)}, \quad (8)$$

corroborating the biphoton concept and characterizing the two-photon Talbot effect. It is worth mentioning that the period is halved not only along the propagation direction but also in the transverse plane, characterizing a two-photon three-dimensional (3D) imaging.

#### IV. CONCLUSIONS

We have theoretically studied the formation of interference patterns obtained from the superposition of two Bessel beams produced by an entangled twin photon light source. We have evaluated second-order correlation functions demonstrating the existence of second-order Talbot images. In addition, a conditional Talbot effect was demonstrated by showing that the interference pattern along the propagation direction depends on the idler and signal detector positions. A two-photon Talbot effect signature was shown with the periodicity of the interference patterns in the longitudinal plane proportional to  $\lambda/2$ . Furthermore, the periodicity of the interference pattern in the transverse plane had a resolution of  $\lambda/2$  in both  $x$  and  $y$  directions. This last result suggests that 3D images with two-photon entangled Bessel beams may be useful in 3D quantum lithography [25].

#### ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), CTPetro-Finep, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Alagoas (FAPEAL), Programa de Apoio a Núcleos de Excelência (PRONEX), Milênio de Informação Quântica, and Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

- 
- [1] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1499 (1987).
  - [2] J. Durnin, *J. Opt. Soc. Am. A* **58**, 651 (1987).
  - [3] For a review, see D. McGloin and K. Dholakia, *Contemp. Phys.* **46**, 15 (2005).
  - [4] V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, and K. Dholakia, *Nature (London)* **419**, 145 (2002).
  - [5] M. Florjanczyk and R. Tremblay, *Opt. Commun.* **73**, 448 (1989).
  - [6] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, and L. Maleki, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 143904 (2005).
  - [7] S. Chávez-Cerda, M. A. Meneses-Nava, and J. M. Hickmann, *Opt. Lett.* **23**, 1871 (1998).
  - [8] S. C. Cerda, E. Tepichin, M. A. Meneses-Nava, G. Ramirez, and J. M. Hickmann, *Opt. Express* **3**, 524 (1998).
  - [9] D. McGloin and K. Dholakia, *Opt. Lett.* **28**, 657 (2003).
  - [10] K. Patorsky, in *Progress in Optics*, edited by E. Wolf (Elsevier, Amsterdam, 1990), Vol. 27, and references therein.
  - [11] H. F. Talbot, *Philos. Mag.* **9**, 401 (1836).
  - [12] M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, J. Schmiedmayer, B. E. Tannian, S. Wehinger, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. A* **51**, R14 (1995).
  - [13] L. Deng, E. W. Hagley, J. Denschlag, J. E. Simsarian, M. Edwards, C. W. Clark, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5407 (1999).
  - [14] B. Brezger, L. Hackermuller, S. Uttenthaler, J. Petschinka, M. Arndt, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 100404 (2002).
  - [15] R. Iwanow, D. A. May-Arrijoja, D. N. Christodoulides, G. I. Stegeman, Y. Min, and W. Sohler, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 053902 (2005).
  - [16] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *Opt. Express* **9**, 498 (2001).
  - [17] P. Kok, A. N. Boto, D. S. Abrams, C. P. Williams, S. L. Braunstein, and J. P. Dowling, *Phys. Rev. A* **63**, 063407 (2001).
  - [18] L. Neves, G. Lima, J. G. Aguirre Gomez, C. H. Monken, C. Saavedra, and S. Pádua, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 100501 (2005).
  - [19] L. Neves, G. Lima, E. J. S. Fonseca, L. Davidovich, and S. Padua, *Phys. Rev. A* **76**, 032314 (2007).
  - [20] M. N. O'Sullivan-Hale, I. A. Khan, R. W. Boyd, and J. C. Howell, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 220501 (2005).
  - [21] E. J. S. Fonseca, C. H. Monken, and S. Pádua, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2868 (1999).
  - [22] C. H. Monken, P. H. Souto Ribeiro, and S. Pádua, *Phys. Rev. A* **57**, 3123 (1998).
  - [23] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, New York, 1995).
  - [24] E. J. S. Fonseca, J. C. Machado da Silva, C. H. Monken, and S. Padua, *Phys. Rev. A* **61**, 023801 (2000).
  - [25] P. Kok, A. N. Boto, D. S. Abrams, C. P. Williams, S. L. Braunstein, and J. P. Dowling, *Phys. Rev. A* **63**, 063407 (2001).

**Second-order interference with orthogonally polarized pseudothermal beams**

I. Vidal, D. P. Caetano, C. Olindo, E. J. S. Fonseca, and J. M. Hickmann  
*Optics and Materials Group—Optma, Instituto de Física, Universidade Federal de Alagoas,  
 Caixa Postal 2051, 57061-970, Maceió, AL, Brazil*

(Received 13 March 2008; published 12 November 2008)

We experimentally investigate interference pattern formation in second-order intensity correlation considering the polarization state of pseudothermal light beams. By placing a double slit in one of the beams it is shown that the interference pattern depends on the polarization state of the light after the slits. When different parts of the double slit are aligned in different beams, we found that the interference is always observed, even for the case where the beams are orthogonally polarized. Our results are analyzed using a filtering process and indistinguishability of paths interpretation. Extensions of our findings to massive particles are also discussed.

DOI: [10.1103/PhysRevA.78.053815](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.053815)

PACS number(s): 42.50.Ar, 03.65.Ud, 42.25.Hz

**I. INTRODUCTION**

In optics, there are several ways to observe interference effects of optical fields. One of the simplest is Young's double-slit interference experiment [1], where interference fringes appear in the first-order intensity correlation function. Interference effects can also be observed in the second-order correlation function, first measured by Hanbury-Brown and Twiss (HBT) using a stellar interferometer [2]. Although these experiments can be described with classical optics, their quantum interpretation illustrates the principle of superposition in quantum mechanics. For Young's double-slit experiment, the indistinguishability of two events, namely, to detect a photon from one slit or another, gives rise to quantum interference between the probability amplitudes of these events. In the HBT experiment, we have to consider two-photon events, since two light sources  $S_A$  and  $S_B$  emit photons that can be measured by two detectors  $D_1$  and  $D_2$ . As first pointed out by Fano [3], the interference arises from the indistinguishability between two sets of possible paths from the sources to the detectors. This effect is referred to as indistinguishable path interference.

Spontaneous parametric down conversion has been enormously exploited to observe interference pattern formation as well as images in the second-order intensity correlation function or coincidence detection [4–8]. These effects were attributed to the quantum correlations of twin photons. In particular, to observe second-order interference patterns, two basic schemes have been performed, considering two detectors, each one in the twin photon path. In the first scheme [4], an object is placed in the signal path, while nothing is placed in the idler path. In this case, the signal detector is transversely scanned and an interference pattern is formed in coincidence counts. In the second scheme [5], an object is placed in the idler path, while nothing is placed in the signal path. As in the previous scheme, the signal detector is transversely scanned and an interference pattern is formed in coincidence counts, the so-called ghost interference pattern, because no object is placed in the signal path. The same effect has been demonstrated using classical light sources [9–12]. In this case, a pseudothermal light source is used to prepare two beams that will play the role of the twin beams from spontaneous parametric down conversion. In particular, the

ghost interference experiment has been performed using a pseudothermal light source [11]. In this experiment, an object is placed in the path of one beam and images of the intensity distribution of the beams are used to numerically calculate the second-order correlation function. We will refer to the ghost interference configuration as local configuration.

A more interesting and less intuitive configuration consists in aligning a wire on the idler beam path and a single slit on the signal beam path [13]. If spatially superimposed the objects would form a double slit. Different from the local configuration, here we have two objects, one placed in the signal path and other placed in the idler path. This so-called nonlocal configuration, when illuminated by twin beams, produces a typical double-slit interference pattern in the coincidence detection, illustrating the quantum nonlocality. Recently, we have shown that quantum correlations are not necessary to observe an interference pattern of a nonlocal double slit [14], performing the same experiment of Ref. [13] with a pseudothermal light source. With this experiment, we demonstrated that the use of classical correlations in the transverse wave vectors can mimic nonlocal aspects of entangled photons. These experiments using quantum and classical light sources give us an interesting scenario to better understand the quantum and classical aspects of the second-order interference effects [15].

The complete description of interference phenomena should take into account the vectorial character of electromagnetic waves or photon polarization state. It is well known that in the Young's double-slit experiment no fringes can be observed if the fields at each slit have orthogonal polarizations. Quantum mechanically, photons possessing orthogonal polarizations are distinguishable entities and, therefore, interference fringes cannot be observed. This is an interesting illustration of the complementarity principle of quantum mechanics, where any which-path information of the Young's double slit inhibits the observation of interference [16].

In this work, we investigate the effects of light's polarization state in the second-order interference pattern formation for both local and nonlocal double-slit configuration, using a pseudothermal light source. For the local configuration it is found that the interference pattern formation depends on the polarization state of the beams after each slit, which can be interpreted as a filtering process of first-order patterns. On

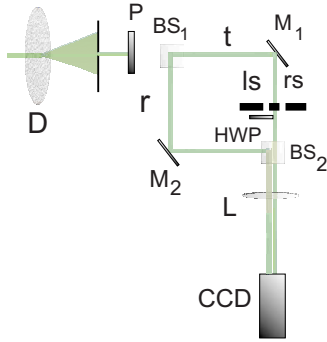


FIG. 1. (Color online) Experimental setup for local double-slit configuration.  $P$  is a vertical polarizer.  $M_1$  and  $M_2$  are mirrors.  $BS_1$  and  $BS_2$  are 50/50 nonpolarizing beam splitters.  $L$  is a 190-mm focal length lens to adjust the images of reference and test beams into the detection area of the CCD camera.  $ls$  and  $rs$  stand for left slit and right slit, respectively.

the other hand, for the nonlocal configuration, it is found that the interference pattern formation is insensitive to the polarization of the beams. In this configuration, a nice explanation can be given in terms of Fano's interpretation mentioned above. We also foresee some interesting consequences in interference phenomena with massive particles, for example, electrons prepared in orthogonal spin states.

## II. EXPERIMENT AND RESULTS

Initially, we investigated the local configuration, as depicted in Fig. 1. The pseudothermal light source consists of an argon ion laser, operating at 514 nm, passing through a slow rotating ground-glass disk  $D$  [17]. A 2.5-mm-diameter pinhole is placed after the disk to select part of the scattered beam. The pseudothermal light beam presents a speckle pattern formed by approximately 12 000 specks with an average width of  $29 \mu\text{m}$ . Using a polarizer  $P$  after the pinhole, we guarantee that the light beam is vertically polarized in reference to the figure plane. After the beam splitter  $BS_1$ , we have two beams, referred to as test beam  $t$  and reference beam  $r$ . The object placed in the test beam is a double slit with a half-wave plate (HWP) placed in the left slit (see Fig. 1). The double slit consists of a 0.2-mm-diameter wire superimposed with a  $0.4 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$  single slit. By acting on the orientation of the HWP, the polarization of light after the left slit can be changed from vertical to horizontal or to  $45^\circ$ , with all polarizations defined in reference to the figure plane. For each setting of the HWP the intensity distribution of the test beam, scattered by the double slit, and reference beam are measured by a COHU 4910 charge-coupled device (CCD) camera with 0.65 lx sensitivity. The image area is formed by  $768 \times 494$  active elements and each cell size is equal to  $8.4 \mu\text{m} \times 9.8 \mu\text{m}$ . The obtained images are converted into two  $300 \times 300$  matrices.

Considering only the test beam, the intensity distributions after the double slit can be used to measure the coherence of the light source. For example, in Fig. 2, we see the intensity distribution of the scattered test beam, when the light's polarization from both left and right slits is vertical. In this

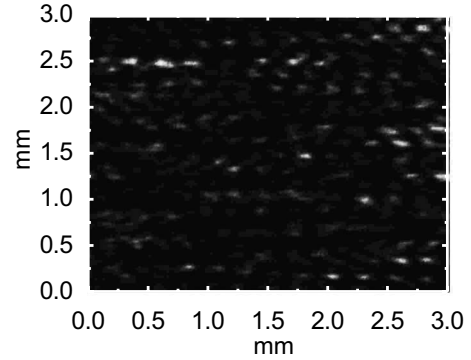


FIG. 2.  $300 \times 300$  matrix corresponding to the far-field intensity distribution of the test beam.

result, no interference pattern is observed because the separation of the slits is larger than the transverse coherence length. Obviously, similar results are obtained for other settings of the HWP and they are consistent with the classical coherence theory.

Now let us consider the second-order intensity correlation between the reference beam and the scattered test beam, as a function of the polarization state of the test beam that passes through the left slit. For each setting of the HWP, the second-order intensity correlation is numerically calculated using the intensity distribution matrices and performing an average over 1000 images. In Fig. 3(a), the beam arriving from the left slit is vertically polarized. In this situation, we clearly observe an interference pattern. In Fig. 3(b), the beam arriving from the left slit is  $45^\circ$  polarized. As we can see, an interference pattern is also observed, but the visibility is lower than the previous situation. Finally, in Fig. 3(c), the beam arriving from the left slit is horizontally polarized. With this polarization setting, we do not observe an interference pattern. These results can be interpreted in terms of a filtering process where the reference beam acts as a trigger, selecting a set of correlated wave vectors in the whole scattered test beam. Depending on the polarization state of the light after the slits, a virtual interference pattern in the test beam is formed and it appears just on the second-order intensity correlation. Therefore, acting on the HWP, we can control the second-order interference pattern, as shown in Fig. 3.

The nonlocal configuration was investigated using the experimental setup depicted in Fig. 4. The pseudothermal light source is the same used previously. Our nonlocal double slit is composed by a 0.2-mm-diameter wire placed in the test beam and a  $0.4 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$  single slit placed in the reference beam. Using a HWP, we control the polarization state of the test beam. Here, the reference beam is always vertically polarized. All polarizations are defined in reference to the figure plane. As expected for a pseudothermal light source, the intensity distributions for the test and reference beams after the objects do not show any diffraction pattern. The results are quite similar to the result shown in Fig. 3 and they do not add any novelty.

Using the intensity distribution matrices for the scattered test and reference beams, we calculated the second-order

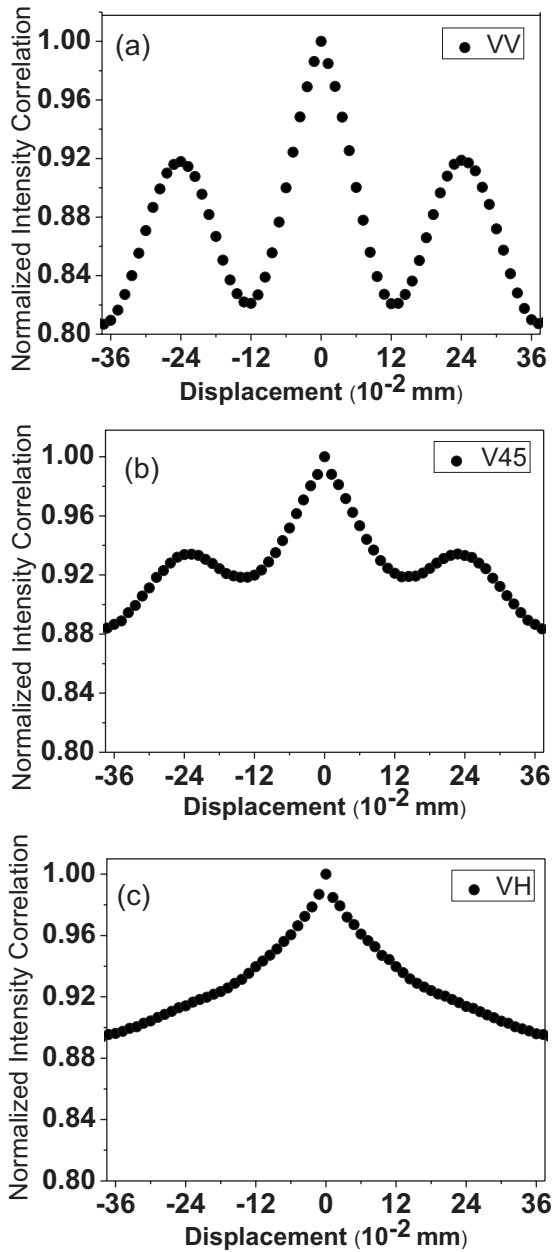


FIG. 3. Second-order interference patterns for the local double-slit configuration.  $V-V$  (a),  $V-45^\circ$  (b), and  $V-H$  (c) are different polarization configurations. All graphs correspond to a vertical line at the center of the bidimensional second-order correlation distribution.

intensity correlation, as a function of the polarization state of the test beam. In Fig. 5, we show the results where the test beam is vertically polarized,  $45^\circ$  polarized, and horizontally polarized. In all situations, an interference pattern is observed, clearly demonstrating that the second-order interference does not depend on the polarization state of the beams.

In comparison with the interference pattern shown in Fig. 3(a), the interference patterns for the nonlocal configuration present some asymmetry. This asymmetry is due to a small transverse misalignment. Nevertheless, by performing a careful alignment for the slit and wire transverse position we can obtain a symmetrical interference pattern. On the other hand,

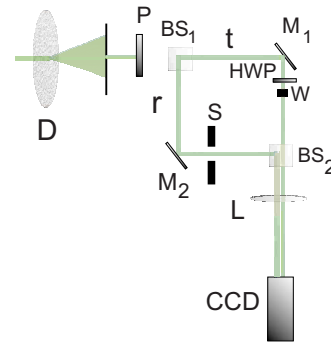


FIG. 4. (Color online) Experimental setup used for the nonlocal double-slit configuration.  $BS_1$  and  $BS_2$  are 50/50 nonpolarizing beam splitters.  $L$  is a 190-mm focal length lens to adjust the images of the reference and test beams into the detection area of the CCD camera.  $r$  and  $t$  stand for reference and test beams, respectively.  $W$  is a wire and  $S$  is a single slit.

local and nonlocal interference patterns share some important features. The visibility  $V$  of these patterns can be calculated using the definition presented in Ref. [18]. From our experimental data, we have  $V=0.19$  for the local configuration and  $V=0.17$  for the nonlocal configuration, in the case where a test beam is horizontally polarized. For the cases where a test beam is vertically polarized and  $45^\circ$  polarized, we have  $V=0.19$  and  $V=0.18$ , respectively. Therefore, all patterns present very closed visibilities. Furthermore, local and nonlocal interference patterns present the same distance between interference maxima (approximately 0.25 mm). This result shows that the nonlocal interference pattern is related with a double slit possessing the same geometrical dimensions of the double slit used in the local configuration.

### III. THEORETICAL DESCRIPTION

For the local configuration, our results can be understood in terms of a filtering process, which relies on the observa-

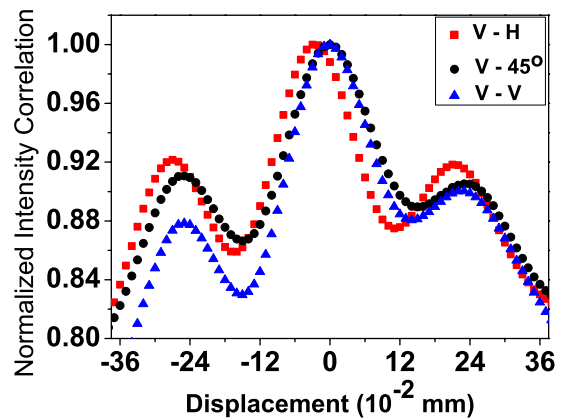


FIG. 5. (Color online) Second-order interference pattern for the nonlocal double-slit configuration. The curves represent different polarization states of the test beam,  $V$  (triangles),  $45^\circ$  (circles), and  $H$  (squares) polarization. All graphs correspond to a vertical line at the center of the bidimensional second-order correlation distribution.

tion of an interference pattern in first order in one beam by filtering the correlated wave vectors in the other beam. On the contrary, in the nonlocal configuration we cannot apply the filtering process in one of the beams because there are objects in both beams. To complete the description of the second-order interference pattern formation in the nonlocal configuration, we have extended the theoretical model presented in Ref. [14] to include the polarization degree of freedom.

In terms of the electric fields in the detection plane, the intensity correlation function is given by [14]

$$\langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle = \langle [\mathbf{E}_1^*(x_1) \cdot \mathbf{E}_1(x_1)][\mathbf{E}_2^*(x_2) \cdot \mathbf{E}_2(x_2)] \rangle, \quad (1)$$

where  $\mathbf{E}_1(x_1)$  and  $\mathbf{E}_2(x_2)$  correspond to the fields associated with test and reference beams, respectively. We can see directly that changing the electric field polarization, this equation remains the same. Therefore,  $\langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle$  can be written as

$$\langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle = \langle E_1^*(x_1)E_1(x_1)E_2^*(x_2)E_2(x_2) \rangle. \quad (2)$$

With this scalar expression, we proceed by calculating the fields considering their propagation from the light source to the detection plane. The procedure is the same as shown in Ref. [14]. Here, we are assuming that acting on the polarization of the beams we are not changing their transverse correlations and the fields obey Gaussian statistics. Hence, we obtain

$$\langle I_1(x_1)I_2(x_2) \rangle = \int dx_1 |h_1(x_1)E_0(x_1)|^2 \int dx_2 |h_2(x_2)E_0(x_2)|^2 + |\mathcal{F}\{g(x_1, x_2)\}|^2, \quad (3)$$

where  $h_1(x_1)$  and  $h_2(x_2)$  are the impulse response functions corresponding to the objects placed in the test and reference beams, respectively,  $E_0(x_2)$  and  $E_0(x_1)$  are the electric fields associated with test and reference beams before the objects, and  $\mathcal{F}\{g(x_1, x_2)\}$  is the Fourier transform of the function

$$g(x_1, x_2) = h_1^* \left( \frac{k}{f}(x_1 - x_2) \right) h_2^* \left( \frac{k}{f}(x_1 - x_2) \right) \times \left| E_0 \left( \frac{k}{f}(x_1 - x_2) \right) \right|^2, \quad (4)$$

where  $k$  is the light wave number of the radiation and  $f$  is the focal length of the lens used to produce the far-field region at the detection plane. This result shows that the interference pattern of the whole object (Fourier transform of the product of the impulse function of the objects composing the whole object) appears in the intensity correlation, but with a visibility limited by an intrinsic background [the first term on the left-hand side of Eq. (3)].

The result shown in Eq. (3) is the same one obtained in Ref. [14] and it demonstrates that the second-order interference pattern formation is insensitive to the polarization of the beam, as observed in our experimental results (Fig. 5).

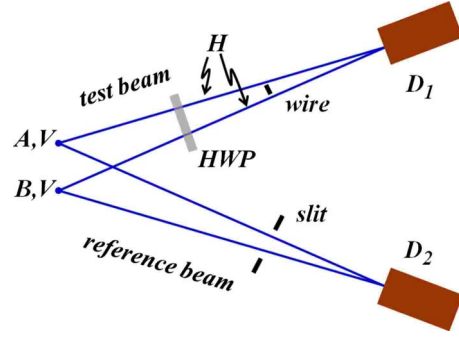


FIG. 6. (Color online) Schematic representation showing Fano's interpretation to the observation of second-order interference with orthogonally polarized pseudothermal light beams

Our experimental results for the intensity correlation were obtained by detecting the intensity distribution of the beams, using a CCD camera, and performing the correlation point to point numerically [11]. This approach is equivalent to using two pointlike detectors to detect photons and performing coincidence counts [10].

#### IV. DISCUSSION

Our results shown in Fig. 5 can be explained using Fano's interpretation for a two-photon interference effect. In Fig. 6, it is shown an alternative version of the experiment setup. The points A and B represent two different points of our pseudothermal light sources, emitting photons in a vertical polarization state. Test and reference beams are represented by pairs of rays corresponding to paths from points A and B to the identical detectors  $D_1$  and  $D_2$ . Note that, even in the case where the HWP rotates the polarization of the test beam from vertical V to horizontal H, we have indistinguishable two-photon events. Namely,  $D_1$  detects a horizontally polarized photon from A while  $D_2$  detects a vertically polarized photon from B, and  $D_1$  detects a horizontally polarized photon from B while  $D_2$  detects a vertically polarized photon from A. The same analysis can be done for  $45^\circ$  polarization as well as for any polarization state. Therefore, there is a second-order interference pattern formation that is invariant under the beams' polarization rotation.

It is remarkable that we can observe a nonlocal effect even without quantum correlation. However, classical waves are also not localized in space or time and, therefore, can be exploited, using classical correlations, to mimic nonlocal interference effects that have been observed using entangled photons.

Although originally performed with electromagnetic waves, the HBT experiment has also been applied to investigate correlation properties of massive particles, as electrons [19,20]. Recently, it was used to compare correlations and anticorrelations in bosonic and fermionic systems [21]. Considering the spin degree of freedom of electrons and exploiting their wave-particle duality, we can envisage a nonlocal double-slit experiment using electrons even in orthogonal spin states. In such a system, we would observe nonlocal aspects of the probability amplitude waves, described by a Schrödinger equation.

## V. CONCLUSION

In conclusion, we have experimentally demonstrated that second-order interference using a local double slit depends on the polarization state of the light after the slits. In this case, the results can be interpreted in terms of a filtering process of the correlated wave vectors. In contrast, for the nonlocal double slit, we have found that second-order interference is insensitive to the polarization state of the correlated beams and the results can be interpreted as an interference process of two indistinguishable paths. We have

discussed an extension of our results to observe nonlocal effects using correlated electrons prepared in orthogonal spin states.

## ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge with thanks the support from Instituto do Milênio de Informação Quântica, CAPES, CNPq, PRONEX/FAPEAL, ANP-CTPETRO, and Nanofoton network.

- 
- [1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
  - [2] R. H. Brown and R. Q. Twiss, *Nature (London)* **177**, 27 (1956); **178**, 1046 (1956).
  - [3] U. Fano, *Am. J. Phys.* **29**, 539 (1961).
  - [4] P. H. S. Ribeiro, S. Pádua, J. C. Machado da Silva, and G. A. Barbosa, *Phys. Rev. A* **49**, 4176 (1994).
  - [5] D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko, and Y. H. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3600 (1995).
  - [6] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, *Phys. Rev. A* **52**, R3429 (1995).
  - [7] A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1174 (2002).
  - [8] Y. H. Shih, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 1016 (2007).
  - [9] A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache, and L. A. Lugiato, *Phys. Rev. A* **70**, 013802 (2004).
  - [10] G. Scarcelli, A. Valencia, and Y. H. Shih, *Europhys. Lett.* **68**, 618 (2004).
  - [11] F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti, M. Bache, E. Brambilla, and L. A. Lugiato, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183602 (2005).
  - [12] Y. H. Zhai, X. H. Chen, D. Zhang, and L. A. Wu, *Phys. Rev. A* **72**, 043805 (2005).
  - [13] E. J. S. Fonseca, P. H. Souto Ribeiro, S. Pádua, and C. H. Monken, *Phys. Rev. A* **60**, 1530 (1999).
  - [14] I. Vidal, D. P. Caetano, E. J. S. Fonseca, and J. M. Hickmann, *Europhys. Lett.* **82**, 34004 (2008).
  - [15] G. Scarcelli, V. Berardi, and Y. H. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 063602 (2006); A. Gatti, M. Bondani, L. A. Lugiato, M. G. A. Paris, and C. Fabre, *ibid.* **98**, 039301 (2007); G. Scarcelli, V. Berardi, and Y. H. Shih, *ibid.* **98**, 039302 (2007).
  - [16] R. Mir, J. S. Lundeen, M. W. Mitchell, A. M. Steinberg, J. L. Garretson, and H. M. Wiseman, *New J. Phys.* **9**, 287 (2007).
  - [17] W. Martienssen and E. Spiller, *Am. J. Phys.* **32**, 919 (1964).
  - [18] Y. J. Cai and S. Y. Zhu, *Opt. Lett.* **29**, 2716 (2004).
  - [19] M. Henny *et al.*, *Science* **284**, 296 (1999).
  - [20] H. Kiesel, A. Renz, and F. Hasselbach, *Nature (London)* **418**, 392 (2002).
  - [21] T. Jelts *et al.*, *Nature (London)* **445**, 402 (2007).



# Effects of pseudothermal light source's transverse size and coherence width in ghost-interference experiments

Itamar Vidal, Dilson P. Caetano, Eduardo J. S. Fonseca, and Jandir M. Hickmann\*

*Optics and Materials Group—Optma, Instituto de Física, Universidade Federal de Alagoas, Caixa Postal 2051, Maceió, AL, 57061-970, Brazil*

\*Corresponding author: *jmh@optma.org*

Received January 8, 2009; revised April 2, 2009; accepted April 6, 2009;  
posted April 9, 2009 (Doc. ID 106169); published April 30, 2009

Ghost interference is experimentally investigated by varying the pseudothermal light source's transverse size and coherence width. Our results show that by increasing the transverse size of the source the quality of the interference pattern is improved, while the visibility is reduced. On the other hand, by increasing the coherence width of the source, the visibility of the interference pattern is improved, while the quality is reduced. These experimental results corroborate previous theoretical results. © 2009 Optical Society of America

OCIS codes: 030.0030, 110.1650.

Interference patterns can be attained in fourth-order correlation measurements by using two spatially correlated light beams and placing an object in only one of the beams. This effect is referred as ghost interference, and it was first demonstrated using twin photons from spontaneous parametric downconversion [1,2]. The observation of this effect was initially attributed to quantum correlations associated with entanglement in the transverse wavevectors of the twin photons [3]. Recently, it was demonstrated that quantum correlations were not necessary when a similar effect was observed with a pseudothermal light source possessing classical correlations [4–9]. Even the so-called nonlocal ghost interference experiment using twin photons [10] has been reproduced with classical light [11]. However, the visibility of the ghost-interference pattern using classical light is limited owing to the presence of an intrinsic background in the second-order correlation function. The observation of ghost interference with classical light is understood as a consequence of the transverse wavevector correlations in a pseudothermal light source [12], which are well known since the experiments of Brown and Twiss [13–15].

The influence of pseudothermal light source's properties on the ghost-interference patterns has been experimentally and theoretically investigated considering the coherence width of the light source [8,9], in particular its influence on the signal-to-noise ratio or visibility. However, the effects of both the source's transverse size  $\sigma_I$  and the coherence width  $\sigma_g$  were not systematically investigated. Recently, Cai and Zhu [16] theoretically addressed this issue, predicting that the quality and visibility of the ghost-interference pattern are determined by the parameters  $\sigma_I$  and  $\sigma_g$ . The quality of fringes gets better by increasing  $\sigma_I$  or decreasing  $\sigma_g$ , while the visibility gets worse by increasing  $\sigma_I$  or decreasing  $\sigma_g$ . In this Letter, we experimentally studied the effects of the parameters  $\sigma_I$  and  $\sigma_g$  on quality and visibility of ghost-interference fringes, confirming the previously reported theoretical results [16].

Following along the lines of [16], let us consider two classically correlated beams from a pseudothermal light source, obeying Gaussian statistics, and an object (for example, a double-slit) placed in the path of one beam. The fourth-order correlation function is given by

$$G^{(2)}(u_1, u_2) = \langle E(u_1)E(u_2)E^*(u_1)E^*(u_2) \rangle \\ = \langle I(u_1) \rangle \langle I(u_2) \rangle + |\Gamma(u_1, u_2)|^2, \quad (1)$$

where  $u_1$  and  $u_2$  are one-dimensional spatial coordinates at the detection plane and  $E(u_1)$  and  $E(u_2)$  are the electric fields. In Eq. (1),  $\langle I(u_1) \rangle \langle I(u_2) \rangle$  corresponds to a background term in the second-order correlation function and  $|\Gamma(u_1, u_2)|^2$  carries information about any object present in the beam paths. In terms of electric fields from the pseudothermal light source  $E(x_1)$  and  $E(x_2)$  and the object response function  $h(x_1, u_1)$ , we can write  $\Gamma(u_1, u_2)$  as [16]

$$\Gamma(u_1, u_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle E(x_1)E^*(x_2) \rangle \\ \times h(x_1, u_1)h^*(x_2, u_2)dx_1dx_2, \quad (2)$$

where  $x_1$  and  $x_2$  are one-dimensional spatial coordinates at the object and are parallel to  $u_1$  and  $u_2$ , respectively.  $h(x_2, u_2)$  represents the free-space response function. Considering the Gaussian Schell model, the second-order correlation function can be written as [17]

$$\langle E(x_1)E^*(x_2) \rangle = G_0 \exp \left[ -\frac{x_1^2 + x_2^2}{4\sigma_I^2} - \frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma_g^2} \right]. \quad (3)$$

The result presented in Eq. (1) shows that a double-slit interference pattern can be observed in the second-order correlation function [16] if a double slit is placed in one beam path. Following the definition presented in [16], the visibility of the fourth-order interference pattern is given by

$$V = \frac{|\Gamma_{\max}(u_1 = 0, u_2)|^2}{G_{\max}^{(2)}(u_1 = 0, u_2)}, \quad (4)$$

and the quality of the fourth-order interference pattern corresponds to the resolution that can be achieved using a pseudothermal light source.

Let us now experimentally investigate the effects of the pseudothermal light source's transverse size and coherence width in a ghost-interference pattern formation. The experimental setup is shown in Fig. 1. A pseudothermal light source [18] was built using an Argon ion laser, operating at 514 nm, passing through a rotating ground-glass disk D. Two lenses  $L_1$  and  $L_2$ , in a confocal configuration, control the light beam's transverse size.  $BS_1$  and  $BS_2$  are 50/50 nonpolarizing beam splitters. In  $BS_1$ , the light beam is split in reference R and test T beam. A Young double slit was aligned along the path of the test beam to  $BS_2$ , and the reference beam freely propagated to  $BS_2$ . After  $BS_2$ , the test and reference beams were focused by a 190 mm focal length lens  $L_3$ . This lens adjusted the spot size of the beams in a CCD camera. The measurements consisted in acquiring images of the reference and test beams and converting them to a pair of  $200 \times 200$  matrices, corresponding to the intensity distribution in the transverse plane. Images were captured at intervals of 200 ms with a  $100 \mu\text{s}$  CCD camera exposure time. The ground-glass disk was rotated at 0.05 Hz to avoid the influence of temporal correlations of the light source, whose coherence time was of the order of  $170 \mu\text{s}$ . The one-dimensional intensity correlation was numerically calculated using the images of the beams' intensities for each shot of the CCD camera. This procedure was repeated 200 times, and an average intensity correlation function was obtained.

First, we have investigated the effect of the transverse size of the light source  $\sigma_I$  by changing the focal length of  $L_1$ , keeping the confocal configuration, while  $\sigma_g$  is fixed. This procedure does not change the

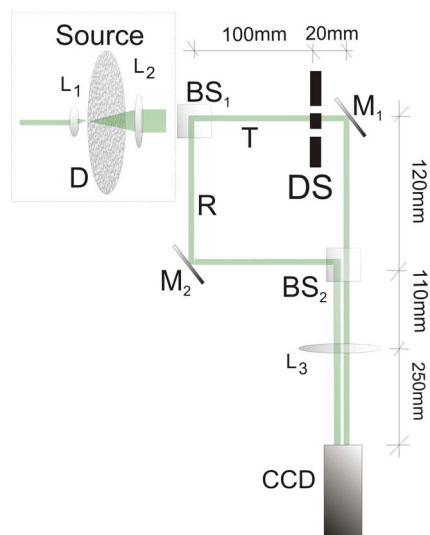


Fig. 1. (Color online) Experimental setup: S, pseudothermal light source;  $M_1$  and  $M_2$ , mirrors; DS, a double slit with a  $148 \mu\text{m}$  slit width and a slit separation equal to  $324 \mu\text{m}$ .

transverse coherence width of light source. The intensity correlation was calculated for different values of  $\sigma_I$ , and the results are shown in Fig. 2(a). As we can see, when  $\sigma_I$  increases, the resolution [5] or quality [16] of the interference fringes gets better while the visibility  $V$  gets worse. The improvement of the interference pattern quality can be noted by a better resolution of the maxima and minima. For a fixed value of the focal length of  $L_1$ , we have investigated the effect of the source's transverse coherence width  $\sigma_g$ . Using distinct ground-glass disks with different random groove densities, we generated pseudothermal light with different  $\sigma_g$ . Therefore the transverse intensity distribution emerging from the disk presents different speckle sizes for a fixed source size. The intensity correlation was calculated for each  $\sigma_g$ . The experimental results are shown in Fig. 2(b). From these results, we observe that when  $\sigma_g$  increases, the resolution of the interference fringes gets worse and the visibility  $V$  gets better. The experimental results shown in Fig. 2 corroborate the theoretical model presented in [16], demonstrating that the ghost-interference pattern depends on the parameters of the pseudothermal light source, namely, transverse size and coherence width. The two sets of measurements can be used to find proper  $\sigma_g$  and  $\sigma_I$  parameters to perform ghost interference of a given

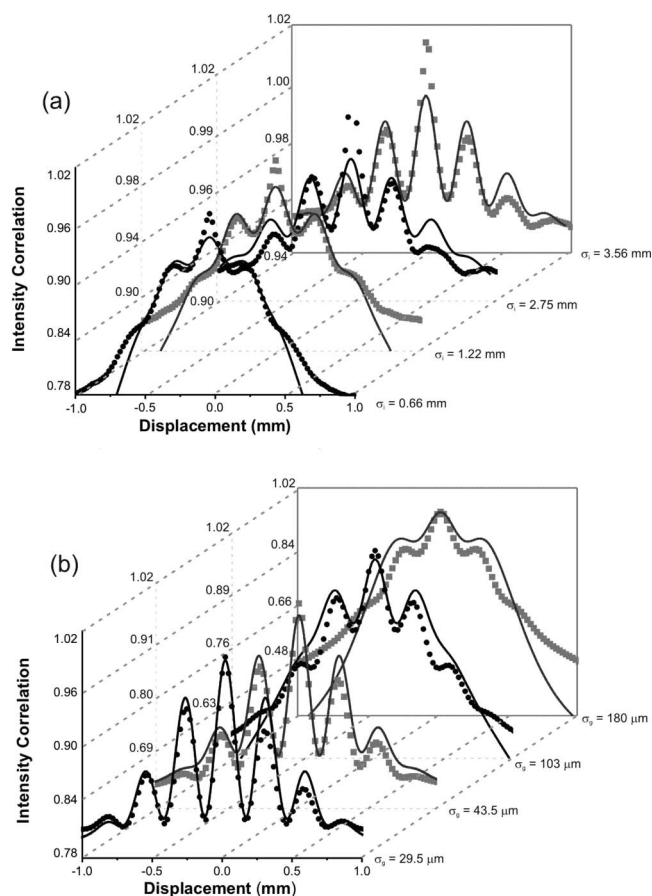


Fig. 2. Normalized intensity correlation for different pseudothermal light source's (a) transverse size and (b) coherence width: In (a)  $\sigma_g = 29.5 \mu\text{m}$ , (b)  $\sigma_I = 3.56 \text{ mm}$ . The solid curves are theoretical curves based on the theory from [16].

object. It is important to note that all measurements were performed at the far-field region, and therefore pseudothermal light source parameters are not affected upon propagation and do not influence the observation of ghost interference patterns.

For a fixed value of the pseudothermal light's transverse size  $\sigma_I=3.56$  mm, we have also measured the behavior of visibility  $V$ , defined in Eq. (4) as a function of the normalized transverse coherence width parameter  $\sigma_g/d$ , where  $d$  is the slit separation. The result, shown in Fig. 3, is in good agreement with the model presented in [16]. Contrary to the standard definition for the visibility [19], Eq. (4) allows us to calculate the visibility considering the interference pattern obtained in  $|\Gamma(u_1, u_2)|^2$ .

In the experiment, the transverse coherence width  $\sigma_g$  was measured using a Brown-and-Twiss-like measurement removing the double slit from the path of the test beam. As expected, by increasing the random grooves density on the ground-glass disk,  $\sigma_g$  increases. On the other hand, by changing the transverse size  $\sigma_I$  the transverse coherence width  $\sigma_g$  is kept practically constant.

In conclusion, we experimentally demonstrated that ghost-interference pattern formation depends on the pseudothermal light source's transverse size and the transverse coherence width. We verified that we can improve the quality of the interference fringes by increasing the transverse size but paying the penalty of reduced visibility. On the other hand, we can improve the visibility of the fringes by increasing the coherence width but with the penalty of a reduced quality. Our experimental results are in good agreement

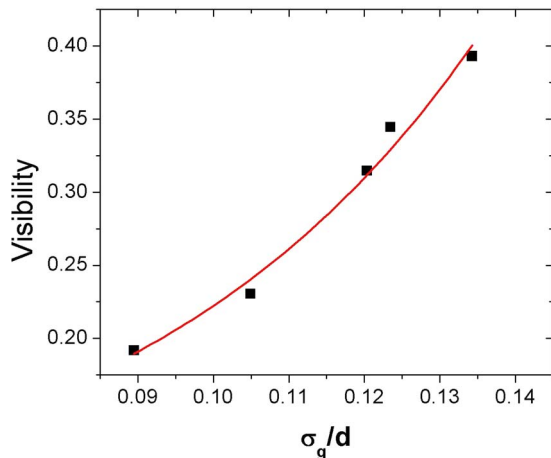


Fig. 3. (Color online) Visibility of the intensity correlation as a function of the normalized coherence width. The solid curve is a theoretical curve based on the theory from [16].

with the theoretical results previously reported in [16]. From these results, we confirm that there is a trade-off between the pseudothermal light source parameters to achieve ghost-interference pattern with a desirable visibility and quality.

We acknowledge with thanks the support from Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia/Informação Quântica, Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, Ministério de Ciência e Tecnologia/Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, Programa de Apoio a Núcleos de Excelência/Fapeal, Nanofoton research network, Finep/CTInfra/Proinfra, and Agência Nacional do Petróleo–Fundo Setorial do Petróleo e Gás Natural.

## References and Notes

1. P. H. S. Ribeiro, S. Padua, J. C. M. da Silva, and G. A. Barbosa, *Phys. Rev. A* **49**, 4176 (1994).
2. D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko, and Y. H. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3600 (1995).
3. A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123602 (2001).
4. G. Scarcelli, A. Valencia, and Y. Shih, *Europhys. Lett.* **68**, 618 (2004).
5. F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti, M. Bache, E. Brambilla, and L. A. Lugiato, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183602 (2005).
6. J. Xiong, D. Z. Cao, F. Huang, H. G. Li, X. J. Sun, and K. G. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 173601 (2005).
7. Y. H. Zhai, X. H. Chen, D. Zhang, and L. A. Wu, *Phys. Rev. A* **72**, 043805 (2005).
8. A. Gatti, M. Bache, D. Magatti, E. Brambilla, F. Ferri, and L. A. Lugiato, *J. Mod. Opt.* **53**, 739 (2006).
9. M. Bache, D. Magatti, F. Ferri, A. Gatti, E. Brambilla, and L. A. Lugiato, *Phys. Rev. A* **73**, 053802 (2006).
10. E. J. S. Fonseca, P. H. S. Ribeiro, S. Padua, and C. H. Monken, *Phys. Rev. A* **60**, 1530 (1999).
11. I. Vidal, D. P. Caetano, E. J. S. Fonseca, and J. M. Hickmann, *Europhys. Lett.* **82**, 34004 (2008).
12. G. Scarcelli, A. Valencia, and Y. Shih, *Phys. Rev. A* **70**, 051802 (2004).
13. R. H. Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956).
14. R. H. Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **178**, 1447 (1956).
15. R. Q. Twiss and R. H. Brown, *Nature* **179**, 1128 (1957).
16. Y. J. Cai and S. Y. Zhu, *Opt. Lett.* **29**, 2716 (2004).
17. L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge U. Press, 1995), pp. xxvi.
18. W. Martienssen and E. Spiller, *Am. J. Phys.* **32**, 919 (1964).
19.  $V = [(I_{\max} - I_{\min})] / [(I_{\max} + I_{\min})]$  is a standard definition for the visibility of an interference pattern obtained in the second-order correlation function, where  $I_{\max}$  and  $I_{\min}$  correspond to the maximum and minimum values of the correlation function, respectively. This definition can also be applied to the fourth-order correlation function.