

# Spatial antibunching of photons using Hong-Ou-Mandel interference

Wallon A. T. Nogueira\*, Stephen P. Walborn, C. H. Monken

Departamento de Física - Universidade Federal de Minas Gerais  
30123-970 Belo Horizonte MG Brasil  
Caixa Postal 702  
wallon@fisica.ufmg.br

## Abstract

Neste trabalho, utilizamos interferência tipo Hong-Ou-Mandel e o controle do perfil transversal do feixe bombeador para gerar um campo eletromagnético com perfil transversal de coincidências antiagrupado. Um análogo clássico para este tipo de perfil de campo não é possível, pois violaria a desigualdade de Cauchy-Schwarz.

## Introdução

A pesquisa de estados do campo eletromagnético que não possuem análogo clássico vem sendo objeto de muitos estudos nas últimas três décadas [1, 2, 3, 4]. Porém, em sua grande maioria, tratam somente da variável tempo. Num artigo de 1999, Kolobov [5] mostrou a importância de considerar as variáveis espaciais do campo eletromagnético no estudo de fenômenos quânticos, ou seja, fazer um tratamento multimodal.

## Antiagrupamento Espacial de Fótons

A função de correlação de quarta ordem transversal para estados do campo eletromagnético que sejam espacialmente homogêneos e que possuam análogo clássico obedece à desigualdade de Cauchy-Schwarz [6], o que significa que em campos desta natureza os fótons ou estão agrupados ou, na melhor das hipóteses, randomicamente distribuídos no seu perfil transversal (agrupamento). Portanto, antiagrupamento espacial de fótons constitui-se basicamente na violação desta desigualdade.

Em recente artigo, Nogueira et al. [7] observaram pela primeira vez antiagrupamento espacial utilizando um processo chamado Conversão Paramétrica Descendente Espontânea, fenômeno no qual um fóton é convertido em um meio não-linear em dois outros fótons, chamados fótons gêmeos. Neste artigo, os autores focalizaram os fótons gêmeos no centro de uma fenda dupla birrefringente. Esta introduz uma diferença de fase de  $\pi$  entre as duas possibilidades de passagem dos fótons pelas fendas, gerando uma interferência de quarta ordem que depende da diferença de coordenadas transversais dos detectores [6].

Entretanto, por usar fendas duplas, esta montagem experimental apresenta baixa contagem de coincidências, inviabilizando possíveis estudos de aplicabilidade de campos com esta característica. Desta forma, neste trabalho mostramos como gerar campos com perfil transversal de fótons antiagrupado de maneira mais eficiente. Para isto, controlamos o perfil transversal de fótons do feixe bombeador sobre um cristal não-linear de  $\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$  gerando fótons que são enviados para um divisor de feixes 50/50, exibindo interferência tipo Hong-Ou-Mandel [8].

## Antiagrupamento Espacial Usando Interferência tipo HOM

Segundo a referência [10], dependendo da paridade da função que define o perfil transversal e da simetria do estado de polarização, podemos ter os dois fótons saindo pelo mesmo lado ou um fóton saindo de cada lado do interferômetro. Ainda por esta referência, a amplitude de probabilidade dos fótons gêmeos saírem por uma das portas é dada por

$$\Psi_{tr}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \propto W\left(\frac{x_1 + x_2}{2}, \frac{-y_1 + y_2}{2}, Z\right)\Pi(\sigma_1, \sigma_2) + W\left(\frac{x_1 + x_2}{2}, \frac{y_1 - y_2}{2}, Z\right)\Pi(\sigma_2, \sigma_1) \quad (1)$$

Onde  $W(x, y, Z)$  é a amplitude transversal do campo bombeador propagado até a região de detecção em  $z = Z$  (considerando ambos os detectores a mesma distância) e  $\Pi(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2)$  é o estado de polarização dos fótons gêmeos.

O perfil transversal do feixe bombeador é transferido para o perfil de detecção em coincidências dos fótons gêmeos e apresenta dependência na forma  $y_1 + y_2$ . Porém, com a reflexão no divisor de feixes, a coordenada  $y$  inverte o sinal, resultando em duas possibilidades:  $-y_1 + y_2$  quando o fóton que alcança o detector 1 vem do braço de cima e o fóton que alcança o detector 2 vem do braço de baixo ou  $y_1 - y_2$  quando ocorre o contrário. Desta forma, a partir da análise da paridade das funções que definem o perfil transversal do feixe bombeador e do estado de polarização do par de fótons na equação 1, observamos que existem duas maneiras de conseguir antiagrupamento espacial de fótons. Se tivermos uma função ímpar com respeito à coordenada  $y$  para o perfil do pump,  $W(x, y, z) = -W(x, -y, z)$  e um estado de polarização antissimétrico,  $\Pi(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) = -\Pi(\vec{\sigma}_2, \vec{\sigma}_1)$  obtemos um padrão de coincidências com dependência  $y_1 - y_2$  e com um mínimo quando os dois detectores estiverem olhando para o mesmo ponto. De outra maneira, se tivermos uma função par e com um mínimo no centro em relação à coordenada  $y$  para o perfil do pump,  $W(x, y, z) = W(x, -y, z)$ , e um estado de polarização simétrico,  $\Pi(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) = \Pi(\vec{\sigma}_2, \vec{\sigma}_1)$ , obtemos novamente um padrão de coincidências com dependência  $y_1 - y_2$  e com um mínimo de contagens quando os dois detectores estiverem olhando para o mesmo ponto.

Na figura 1, vemos a montagem experimental utilizada para conseguir antiagrupamento com perfil ímpar com respeito à coordenada  $y$  e com estado de polarização antissimétrico. Utilizamos um feixe de laser de argônio com perfil Gaussiano na frequência 351 nm. Para que o perfil seja ímpar em  $y$ , inserimos uma placa de vidro até a metade do feixe Gaussiano na coordenada  $y$  e ajustamos de tal forma a obter um lado do perfil com defasagem  $\pi$  em relação ao outro lado, gerando um mínimo de interferência central na região de detecção. Devido à filtragem espacial causada pela propagação do feixe, esse perfil apresenta somente um mínimo central nessa região, assemelhando-se muito a um perfil  $HG_{01}$ . Esse feixe é bombeado sobre um cristal não-linear de 2 mm de  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ajustado para gerar cones cruzados com pares de fótons gêmeos de 702 nm no estado  $|\psi^+\rangle$  [9]. Com a colocação de uma placa de um quarto de onda em um dos braços o estado torna-se  $|\psi^-\rangle$ , que é um estado antissimétrico em polarização. No outro braço é colocado um trombone para equilibrar o interferômetro. Assim, os fótons chegam a um divisor de feixes 50/50 saindo ambos pela mesma porta e apresentando um perfil transversal antiagrupado.

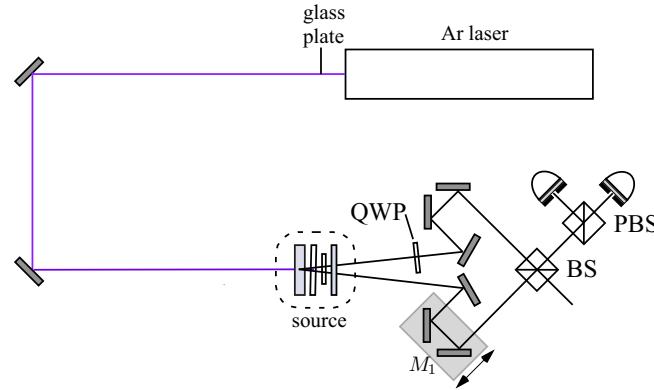


Figure 1: Montagem experimental. Uma placa de vidro (glass plate) foi colocada logo após a saída do laser. O feixe foi bombeado sobre o cristal gerando os fótons gêmeos em cones cruzados. QWP é uma placa de um quarto de onda para ajustar o estado para  $|\psi^-\rangle$ . BS é um divisor de feixes. PBS é um divisor de feixes polarizado. Os espelhos (M) na região escura constituem o trombone para balancear o HOM.

Antes de fazermos as medidas de antiagrupamento, o interferômetro HOM foi balanceado já com o vidro em frente do campo bombeador e com os fótons gêmeos no estado  $|\psi^-\rangle$ . Para isto, um detector foi colocado em cada porta de saída e foi feita uma varredura com o trombone. A visibilidade alcançada do HOM foi de 0,82, usando filtro de 1 nm e fendas de 0,3 mm (figura 2.a). Tendo balanceado o interferômetro, colocamos um fio metálico, de 0,3 mm de espessura, antes do último divisor de feixes para descobriremos as posições dos detectores nas quais estes olhavam para o mesmo ponto do plano

transversal de propagação do feixe. Estas posições foram escolhidas como sendo o zero (figura 2.b).

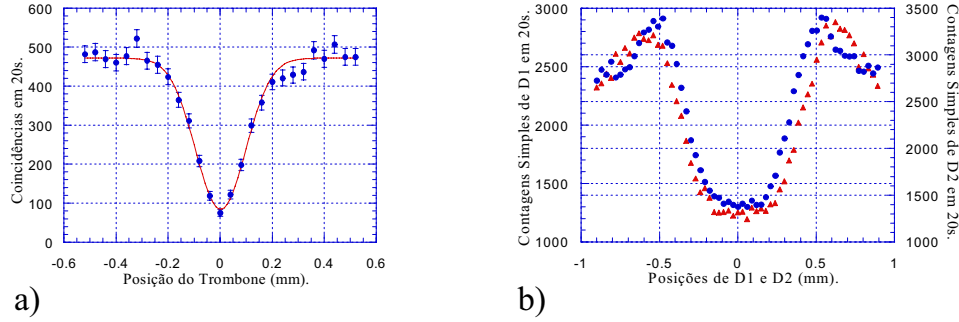


Figure 2: a) Medida de balanceamento do HOM. • - Coincidências. b) Medida para ajuste de posição dos detectores.  $\triangle$  - Contagem do detector D1. • - Contagem do detector D2.

Realizamos quatro medidas para demonstrar o antiagrupamento espacial. Estas são apresentadas nas figuras 3 e 4. Todas as amostras temporais são de 300 s por ponto. Em todas, nas medidas de coincidência as barras de erro horizontais representam a largura 0,3 mm das fendas colocadas nas entradas dos detectores e as barras de erro verticais são dadas pela raiz quadrada das contagens de coincidências. Na primeira medida, (figura 3.a), o detector D1 foi fixado na posição zero e o detector D2 teve sua posição mudada em torno dela. Neste gráfico vê-se claramente que o perfil de coincidências, que é proporcional à função de correlação de quarta ordem transversal, violaria a desigualdade de Cauchy-Schwarz se o campo possuísse análogo clássico. O fato de não termos conseguido zero nas coincidências no centro do perfil é devido ao tamanho das fendas nos detectores, o mesmo valendo para as demais medidas. Para ficar claro que o antiagrupamento não é um mero acaso de um ponto do perfil transversal, o detector D1 foi fixado em uma nova posição, 0,94 mm, mais ou menos no máximo de coincidências da figura anterior, e o detector D2 teve sua posição mudada em torno de D1, (figura 3.b). Verificamos novamente antiagrupamento espacial. Apesar de não termos homogeneidade na contagem simples de D2, esta influencia a contagem de coincidências somente no número de fótons e não no formato do padrão. Na figura 4.a, o detector D2 foi mantido na posição zero e o detector D1 teve sua posição mudada em torno dela. Mais uma vez verificamos antiagrupamento espacial. Por fim, os detectores tiveram suas posições mudadas em torno da posição zero ao mesmo tempo (figura 4.b), fazendo ambos sempre olharem para o mesmo ponto a cada medida. Desta forma observamos um valor constante nas coincidências, compatível com os mínimos observados nas outras medidas.

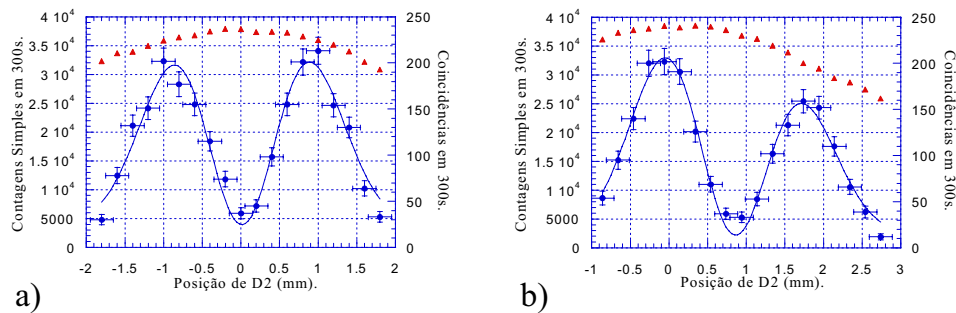


Figure 3: Medidas de antiagrupamento.  $\triangle$  - Contagens simples. • - Coincidências. No gráfico a), o detector D1 foi mantido fixo na posição 0,00 mm e o detector D2 teve sua posição mudada em torno dela. No gráfico b), o detector D1 foi mantido fixo em 0,94 mm e o detector D2 teve sua posição mudada, agora, em torno deste outro ponto. O tempo de amostragem por ponto foi de 300 s.

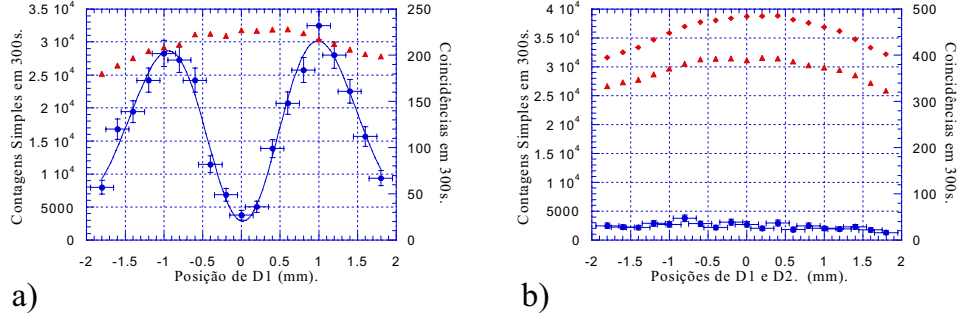


Figure 4: Medidas de antiagrupamento. No gráfico a), D2 foi mantido fixo na posição 0,00 mm e D1 teve sua posição mudada em torno dela.  $\triangle$  - Contagens simples.  $\bullet$  - Coincidências. No gráfico b), D1 e D2 tiveram suas posições mudadas ao mesmo tempo em torno de 0,00 mm, ambos sempre olhando para o mesmo ponto. O tempo de amostragem por ponto foi de 300 s.  $\triangle$  - Contagens simples do detector D1.  $\diamond$  - Contagens simples do detector D2.  $\bullet$  - Coincidências.

Esta montagem experimental utilizando interferência tipo HOM mostrou-se mais eficiente, pois no trabalho no qual foi medido antiagrupamento espacial pela primeira vez a potência do feixe bombeador foi de 240 mW [11] com tempo de amostragem de 1000 s por ponto, enquanto que agora utilizamos potência de 140 mW com tempo de amostragem de 300 s por ponto. A maior eficiência é necessária para se conseguir fazer testes de aplicabilidade deste tipo de campo em formação de imagens quânticas.

Há de se observar que a inversão na coordenada  $y$  mais a transferência de um mínimo no centro do perfil de amplitude do feixe bombeador para o perfil de detecção são os dois elementos essenciais para conseguir antiagrupamento espacial transversal. Por isto, mesmo com um interferômetro HOM desequilibrado observaríamos o fenômeno. Mas, devido a perda de coerência entre os fótons gêmeos, não teríamos mais interferência de quarta ordem, resultando numa diminuição na contagem de coincidências.

## Agradecimentos

Os autores agradecem as valorosas opiniões do Dr. P. H. Souto Ribeiro. Agradecem também o suporte financeiro das agências brasileiras CNPq e CAPES.

## References

- [1] D. Stoler, Phys. Rev. D, **1**, 3217 (1970).
- [2] R. Slusher, L. Hollberg, B. Yurke, J. Mertz, and J. Valley, Phys. Rev. Lett., **55**, 2409 (1985).
- [3] , H. J. Carmichael and F. F. Walls, J. Phys. B, **9**, L43 (1976).
- [4] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **39**, 691 (1977).
- [5] M. I. Kolobov, Rev. Mod. Phys., **71**, 1539 (1999).
- [6] W. A. T. Nogueira, S. P. Walborn, S. Pádua, and C. H. Monken, Phys. Rev. A, **66**, 053810 (2002).
- [7] W. A. T. Nogueira, S. P. Walborn, S. Pádua, and C. H. Monken, Phys. Rev. Lett., **86**, 4009 (2001).
- [8] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett., **59**, 2044 (1987).
- [9] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, and Y. Shih, Phys. Rev. Lett., **75**, 4337 (1995).
- [10] S. P. Walborn, A. N. de Oliveira, S. Pádua, and C. H. Monken, quant-ph/0212017 (2002).
- [11] W. A. T. Nogueira, *Dissertação de Mestrado*, (Universidade Federal de Minas Gerais, 2001).