GERAÇÃO E PROPRIEDADES DO ESTADO DE FASE COMPRIMIDO

SANTOS, Mairon Marques dos¹; ESCHER, Bruno de Moura²; AVELAR, Ardiley Torres ³; BASEIA Basílio ⁴

Palavras-chave: Óptica, fase, comprimido

1. INTRODUÇÃO (justificativa e objetivos)

Em 1988, Pegg e Barnett [1, 2] publicaram sua proposta para o problema da quantização da fase depois do fracasso na tentativa de Dirac em 1927. O procedimento que usaram foi que a dimensão do espaço de Hilbert fosse truncada. Eles definiram primeiro o estado de fase e depois definiram seu operador. Infelismente o sucesso foi apenas aparente por que, como é observado, seu formalismo não é consensual. De qualquer forma, não é possível gerar um estado de fase ideal, pois isso requer toda a energia do universo. Porém, aproximações deste estado ideal não são proibidas.

Importante ressaltar que essa mudança de enfoque aconteceu depois de uma época bastante importante para a óptica: os primeiros efeitos sem explicação clássica foram observados. A busca por estados não clássicos cresceu enormemente sendo justificado pela sua implicação direta em tecnologia como computação quântica, criptografia quântica [3], correlação quântica e estados emaranhados [4], etc. Neste contexto surge a proposta deste trabalho que é aplicar o operador deslocamento no estado de fase $|\phi\rangle$, afim de verificar as propriedades quânticas deste novo estado $|r,\phi\rangle$.

2. METODOLOGIA

A metodologia do trabalho consiste em usar a álgebra de operadores em mecânica quântica no formalismo de "bras" e "kets" de Dirac, suas regras de comutação e ortonormalidade, em particular os operadores de criação e aniquilação de fótons. Após a obtensão do novo estado suas propriedades estatísticas são analizadas através do comportamento gráfico (sendo usado o programa *Maple*).

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 - O Novo Estado

O estado de fase, proposto por Pegg e Barnett é definico conforme a equação 1, e o operador de compressão conforme equação 2.

$$|\theta_0\rangle = (N+1)^{-1/2} \sum_{n=0}^{N} e^{in\theta_0} |n\rangle$$
 (1)

$$\widehat{S}(z) = exp\frac{1}{2}(z\widehat{a}^2 - z\widehat{a}^{\dagger 2}), z = re^{i\theta}$$
 (2)

O resultado da atuação deste operador neste estado é dado pela equação 3, onde os C(l) são obtidos após a expansão do operador exponencial em série de potências e atuação no estado de número através do qual o estado de fase é descrito. Surgem as três condições conforme equação 4. Isto é devido ao fato de o operador não comutar com sua derivada.

$$\widehat{S}(r)|n\rangle = \sum_{l=0}^{\infty} |l\rangle\langle l|\widehat{S}(r)|n\rangle = \sum_{l=0}^{\infty} \langle l|\widehat{S}(r)|n\rangle|l\rangle = C_l|l\rangle$$
(3)

¹Bolsista de iniciação científica. Instituto de Física. mairon@fisica.grad.ufg.br

²Mestrando, Instituto de Física. bruno@posgrad.ufg.br

³Co-orientador, Instituto de Física, UFG, avelar@if.ufg.br

⁴Orientador, Instituto de Física, UFG, basilio@if.ufg.br

$$C_{l} = \begin{cases} 0 & ; para & |l-n| = \text{impar} \\ \frac{1}{\sqrt{N+1}} \sum_{n=1}^{N} \sum_{p=0}^{\left[\frac{n}{2}\right] - \frac{1}{2}(n-l)} \frac{(-1)^{p} \left[\frac{1}{2} tanh(r)\right]^{2p - \frac{1}{2}(l-n)} \left[cosh(r)\right]^{2p}}{p! \left[p - \frac{1}{2}(l-n)\right]! \left(l - 2p\right)!} & ; para & |l-n| = par, n \ge l \\ \frac{1}{\sqrt{N+1}} \sum_{n=1}^{N} \sum_{p=0}^{\left[\frac{l}{2}\right] - \frac{1}{2}(l-n)} \frac{(-1)^{p} \left[\frac{1}{2} tanh(r)\right]^{2p - \frac{1}{2}(n-l)} \left[cosh(r)\right]^{2p}}{p! \left[p - \frac{1}{2}(n-l)\right]! \left(n - 2p\right)!} & ; para & |l-n| = par, n \le l \end{cases}$$

$$(4)$$

3.2 - Distribuição de Fótons

A probabilidade de se encontrar l fótons num campo eletromagnético descrito por este estado é, por definição, dada por $P(l) = |C_l|^2$. Os gráficos da distribuição são dados pela figura 1. Note que a medida que r, parâmetro de compressão, aumenta, a distribuição do número de fótons oscila com maior frequência. Este efeito não é visto em nenhuma situação clássica para o campo. É importante ressaltar que para essas medidas a somatória para a fase foi feita até N=50. Para valores cada vez maiores a distribuição de fótons tende a zero.

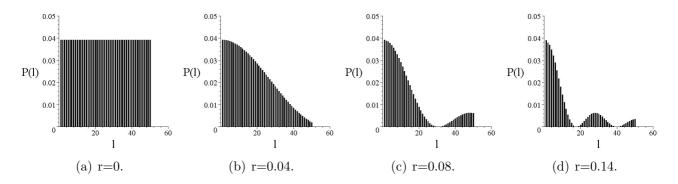


Figura 1: P_l para diferentes valores de r

3.3 - Cálculo do parâmetro Q de Mandel

A função Q de Mandel caracteriza a ocorrência de a estatística ser Super-Poissoniana(Q > 0) ou clássica e Sub-Poissonia(Q < 0) ou quântica. Para N = 50 foi obtido o gráfico da figura 2.

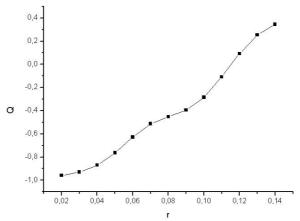


Figura 2: Função Q de Mandel para N=50

Observe que a medida que o fator de compressão aumenta a função vai se tornando mais positiva. Ou seja, vai obedecendo a uma estatítica cada vez mais clássica. É de

se esperar este resultado pois se a fase é comprimida a incerteza no número de fótos (que obedece estatística Sub-Poissoniana) aumenta, aproximando-o cada vez mais de um estado clássico.

3.4 - Cálculo da função de correlação de segunda ordem $g^{(2)}(0)$

A função $g^{(2)}(0)$ diz respeito à ocorrência de agrupamento $(g^{(2)}(0) > 1)$ ou anti-agrupamento de fótons $(g^{(2)}(0) < 1)$, sendo o último um efeito quântico. Esta função indica a probabilidade de se detectar um segundo fóton logo após o primeiro. Para N = 50 o gráfico que $g^{(2)}(0)$ está representado na figura 3 como função de r.

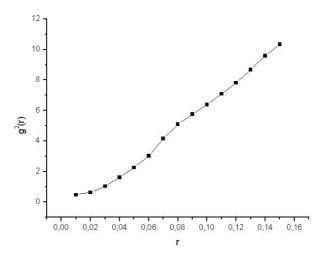


Figura 3: Função $g^{(2)}(0)$ para N=50

Note que apenas para uma compressão menor que r = 0.03 vai haver antiagrupamento ou seja $g^{(2)}(0) < 1$. Logo para esta compressão temos um efeito puramente quântico já que esta característica implica em probabilidade negativa.

4. CONCLUSÃO

Foi apresentado o novo estado do campo eletromagnético quantizado, obtido a partir da compressão do estado de fase, foram estudadas algumas propriedades deste novo estado onde se conclui que a distribuição do número de fótons é muito pequena, o que obedece o princípio da incerteza de Heisenberg. A incerteza numa das quadraturas do campo (no nosso caso a fase) foi diminuida squeezing. Foi obtido o parâmetro Q de Mendel para o estado gerado e este obedece estatística superpoissoniana para compressões menores que r=0.03. Conforme observa-se nas estatísticas, a medida que N tende ao infinito elas se comportam de maneira cada vez mais clássica.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] D. T. Pegg e S. M. Barnett, Europhys. Lett. **6** (1988) 483.
- [2] S. M. Barnett e D. T. Pegg, J. Mod. Opt. **36** (1989) 7.
- [3] N. Gisin et al.., Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 145.
- [4] C. H. Bennett e D. P. DiVicenzo, Nature **404** (2000) 247.

FONTE DE FINANCIAMENTO - CNPq/PIBIC