

GERAÇÃO DE ESTADOS DO CAMPO LUMINOSO EM CAVIDADES

B. M. ESCHER*,¹ A. T. AVELAR†,^{1,2} and B. BASEIA‡¹

¹*Instituto de Física, Universidade Federal de Goiás, 74.001-970, Goiânia (GO) Brasil*

²*Instituto de Física, Universidade de Brasília, 70.919-970, Brasília (DF) Brasil*

Neste trabalho apresentaremos a geração de um estado de interpolação entre um estado de “número” e um estado de “fase” ($|\Psi\rangle = \sqrt{1/9}|1\rangle + \sqrt{8/9}|\theta_4\rangle$) aprisionado em uma boa cavidade pelo método apresentado em [Phys. Rev. Lett. **71**, 1816(1993)] encontrando também as condições que maximizam a probabilidade de sucesso do referido esquema.

Palavras chave: Geração, interpolação, fase-número, distribuição estatística.

I. INTRODUÇÃO

Várias propostas e experimentos que preparam interessantes estados do campo eletromagnético quantizado existem nos dias de hoje [1]. Este procedimento denominado “Engenharia de Estados Quânticos” (**EEQ**), é motivado pelos avanços tecnológicos e os resultados inovadores que aparecem na literatura [2] demonstrando as potenciais aplicações dos estados não clássicos em tópicos relevantes: teletransporte, computação quântica, criptografia quântica, litografia quântica, decoerência dos estados, medidas das propriedades do campo e etc.

Vários estados interessantes são estudados na óptica quântica, é reservado uma atenção especial a uma classe destes, no presente contexto, denominados, estados que possuem buracos controlados em sua distribuição fóton-número (**DFN**), previamente estudado em [3]. Estados que possuem buracos em sua DFN é um exemplo de um resultado teórico obtido por Mandel e Wolf [4], mostrando que um estado de campo arbitrário: $\hat{\rho} = \int P(\alpha)|\alpha\rangle\langle\alpha|d^2\alpha$ com sua DFN obtido de $P_n = \int P(\alpha)|\langle n|\alpha\rangle|^2d^2\alpha$; sendo $|\langle n|\alpha\rangle|^2 > 0$ com todos $P_n \neq 0$ e $P(\alpha)$ considerado uma verdadeira densidade de probabilidade. Quando $P_n = 0$ para certos valores de n implica que este estado não possui qualquer análogo clássico, baseado no teorema de Hillery [5].

Como argumentado em [3] estes estados são candidatos potenciais em aplicações de armazenamento de dados e comunicação ótica, com cada buraco do estado associado ao sinal (sim, 1, ou +) e a falta do mesmo associado com o sinal oposto (não, 0, ou -). Desta forma pode-se mostrar que o presente estado $|\Psi\rangle = \sqrt{1/9}|1\rangle + \sqrt{8/9}|\theta_4\rangle$ apresenta um buraco em sua distribuição estatística ($n = 1$) quando o espaço de Hilbert é truncado em $N = 7$. Para um estudo dos estados de número (estado de fase) reportamos ao artigo [6] ([7]) e as propriedades do estado $|\Psi\rangle$ vide relatório final PIBIC-UFG (2003-2004) intitulado “Geração de Estado do Campo Luminoso em Cavidades”. Nas seções seguintes mostraremos como gerar este estado em cavidades, juntamente com os parâmetros que melhoram o rendimento de sua produção (probabilidade de sucesso) utilizando o método [8].

II. METODOLOGIA

Os materiais utilizados ao longo deste trabalho se enumeram: átomos de Rydberg; cavidades com alto fator de qualidade e cavidades com baixo fator de qualidade (Zonas de Ramsey) e detectores atômicos.

A utilização de átomos de dois níveis é fundamental quando se estuda sua interação com a radiação, visto que as aproximações teóricas feitas são mais compatíveis experimentalmente com este tipo de átomo (facilmente implementado) e seu estudo teórico é mais factível. Um dos tipos de átomo com estas características é o “Átomo de Rydberg” [9]. Cavidades com alto fator de qualidade, sendo este fator denominado por Q , são idealizadas e projetadas de modo a permitir poucos modos, frequências, do campo eletromagnético em seu interior, mas por um “longo” tempo (10^{-4} s), são artefatos feitos com o intuito de armazenar o campo. A “Zonas de Ramsey” é o conjunto: campos clássicos aprisionados em cavidades “ruins”. Tais zonas são indispensáveis em alguns processos cujo objetivo é a geração, são estas que possuem a tarefa de afetar o átomo de tal forma que gera a possibilidade do estado do átomo ser descrito por uma superposição de estados excitados e não excitados. A detecção, peça fundamental no processo de fabricação de estados, se dá via aplicação de um campo elétrico (por volta de $5kV/cm$), e os íons são detectados com detectores de íons. Sendo este método além de detecção, seletivo, permitindo até conhecer e “escolher” o estado do átomo.

* brunofis@msn.com

† ardiley@fis.ufg.br

‡ basilio@fis.ufg.br

A geração do estado mencionado na introdução, será feito pelo esquema de [8], o qual é capaz de gerar “Qualquer Estado Truncado de Superposição” (**QETS**) dispondo apenas dos átomos de dois níveis:

$$|\Psi\rangle = \sum_{n=0}^N f_n |n\rangle \quad (1)$$

O esquema começa a ser descrito pela saída do k -ésimo átomo de um “forno”, com uma determinada velocidade (o que fornecerá o tempo de interação com o campo), atravessando posteriormente uma região contendo um campo clássico capaz de excitá-lo, passa por uma zona de Ramsey (primeira cavidade, responsável pelo controle da superposição do estado do átomo) sendo descrito por uma superposição ($|\phi_k\rangle = |g\rangle + i\varepsilon_k|e\rangle$) de estado não excitado ($|g\rangle$) e excitado ($|e\rangle$) e o parâmetro ε_k fornecendo o peso desta superposição, em seguida atravessa a cavidade (segunda cavidade) que contendo o campo da radiação. No final passa por uma sessão de detectores, capaz de afirmar se o átomo, após a passagem pela segunda cavidade, está ou não excitado como mostra a Fig-1.

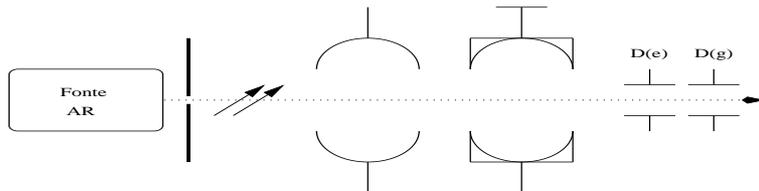


Figura 1: Esquema experimental para a geração de QETS.

Controlando o parâmetro ε_k , através das zonas de Ramsey, convenientemente e detectando o átomo no estado $|g\rangle$ o campo colapsará para o estado procurado. As relações entre os coeficientes do átomo (ε), do estado inicial ($\psi^{(N-1)}$) com o estado final ($\psi^{(N)}$) são [8]:

$$\psi_n^{(N-1)} = \sum_{j=1}^{N-n} \left[\prod_{l=n}^{n+j-2} \frac{C_l^{(N)}}{S_l^{(N)}} \right] \frac{\psi_n^{(N)}}{S_{n+j-1}^{(N)}} \varepsilon_N^{j-1} \quad (2)$$

os valores de ε_N podem ser encontrados pela equação anterior, fazendo $n = 0$. Resultando em um polinômio de grau $N - 1$ (ou seja, o sistema pode ser resolvido). A probabilidade de se gerar, por exemplo, o estado descrito por Eq.(1), ou seja que todos os N átomos incidentes sejam detectados no estado $|g\rangle$ é [8]:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{|f_N|^2} \prod_{k=1}^N \left[\frac{(S_{k-1}^{(k)})^2}{1 + |\varepsilon_k|^2} \right] \quad (3)$$

O modo de maximizar esta probabilidade é escolher convenientemente os parâmetros envolvidos (escolher sempre a melhor raiz do polinômio que determina ε com seu respectivo valor e achar a melhor quantidade de tempo que o átomo permanecerá dentro da cavidade τ).

III. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados encontrados para a geração do estado de interpolação $|\Psi\rangle = \sqrt{1/9}|1\rangle + \sqrt{8/9}|\theta_4\rangle$ são mostrados logo abaixo. O valor da constante τ (por unidade do fator de interação) que maximiza a probabilidade, é de $\tau = 0.2441\pi$ e a probabilidade máxima ficando com o valor $\mathcal{P}^{(max)} = 0.0177$ (obtido maximizando a função (3)), os valores de ε que resultam nestes valores estão na Tab.I.

k	1	2	3	4	5	6	7
$\mathcal{R}(\varepsilon_k)$	0,1835	-0,2181	0,9082	0,7377	0,3105	-0,4222	-0,6044
$\mathcal{I}(\varepsilon_k)$	0,7270	-0,6515	0,1677	-1,1559	2,0060	-0,2839	0,4301
\mathcal{P}_k	0,4373	0,7441	0,7037	0,4730	0,2568	0,9513	0,6697

Tabela I: Parâmetros para a geração do estado $|\Psi\rangle$, sendo \mathcal{R} (\mathcal{I}) a parte real (imaginária) de um número complexo.

Para uma melhor visualização do processo também é mostrado plotagens das DFN evoluindo depois de cada passagem de um átomo, com valores de ε selecionados conforme mostra a tabela anterior, na Fig-2. Confirmando, como pode ser visto pelo último gráfico logo abaixo, a existência de um buraco em $n = 1$.

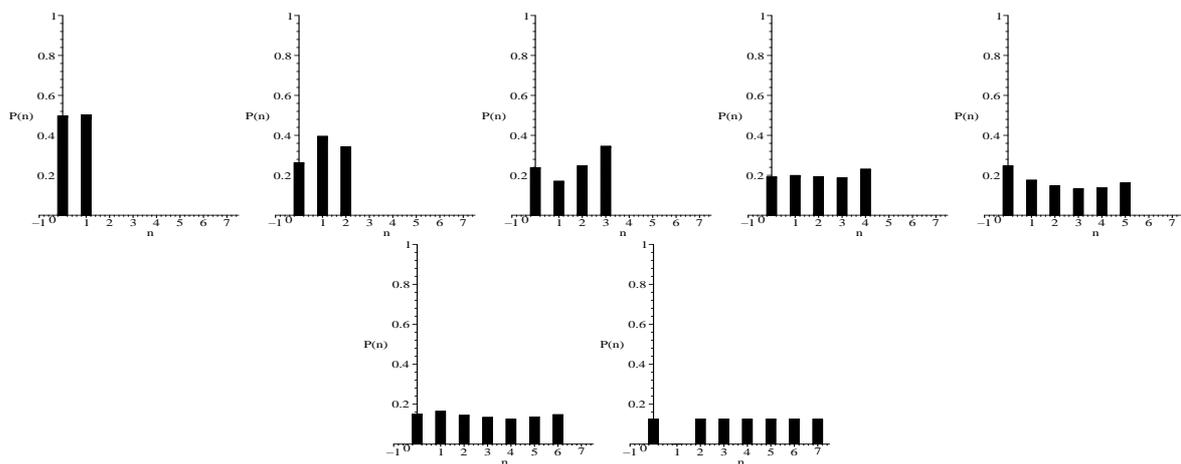


Figura 2: Gráficos da evolução da probabilidade estatística de fótons durante a passagem dos átomos (estes sendo detectados no nível $|g\rangle$).

IV. CONCLUSÃO

O objetivo proposto de estudar a geração do estado foi alcançado, sendo feito exclusivamente pela determinação dos valores da variável ε do átomo, tornando possível o campo se calapsar ao estado desejado quando a sequência de átomos forem detectados no estado $|g\rangle$. A probabilidade de sucesso por este método maximizada ficou em torno de 1%, um valor razoável, possibilitando assim a sua implementação experimental para a geração do estado apresentado. Entretanto este método possui algumas peculiaridades, primeiramente, a hamiltoniana de interação não necessita ser necessariamente o de Jaynes-Cummings (utilizada), pois o método poderia ser aplicado a um outro hamiltoniano que prevalecesse, tendo no entanto a necessidade de se recalcularem os sistemas a serem resolvidos. Um fator que hoje em dia se torna importante é o cálculo, em função do tempo, da “coerência” do campo ali aprisionado. Calcular como ao passar do tempo o estado, devido a interações com o meio e com a própria cavidade, vai perdendo suas propriedades. Esta análise não foi feita aqui, abrindo portanto uma continuação deste trabalho, o cálculo desta variável. O estado de interpolação número e fase, utilizado, como visto, possui um buraco, de forma que algumas indagações podem ser proferidas: (i) Como controlar experimentalmente tal buraco? (ii) Seria possível ampliar a quantidade de buraco? (iii) Poderia se conseguir a mudança de estados com buracos e sem buracos em curtos intervalos de tempo? As respostas a estas perguntas são imediatas, a da primeira e terceira se completam, uma vez que o controle é praticamente nulo, pois para se mudar esta variável é necessário descartar o campo presente e começar todo o processo, impossibilitando qualquer tentativa de “variar” tal variável. A segunda, também é negativa, uma vez que nos cálculos aparece no máximo um buraco por estado. O que novamente sugere um estudo mais elaborado sobre alguns estados e maneiras de produzi-los que respondam positivamente as questões abordadas e nesta direção citamos nosso trabalho [10] que é um passo nesta direção.

V. AGRADECIMENTOS

Agradecemos ao **CNPq** pelo suporte financeiro empregado neste trabalho.

-
- [1] S.A. Babichev, J. Ries and A. I. Lvovsky, *Europhys. Lett.* **64** (2003) 1; P. Bertet *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 143601; M. Weidinger *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 3795.
 - [2] B.T.H. Varcoe *et al.*, *Nature* **403** (2000) 743; M. Brune *et al.*, *Phys. Rev. A* **45** (1992) 5193; M. Brune *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 4887
 - [3] B. Baseia, M.H.Y. Moussa, V.S. Bagnato, *Phys. Lett. A* **240** (1998) 277; B. Baseia, C. Dantas, *Phys. Lett. A* **253** (1999) 123.
 - [4] L. Mandel, E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge Univ. Press, NY, 1995) p.543.
 - [5] M. Hillery, *Phys. Lett. A* **111** (1985) 409.
 - [6] William H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation*, Wiley Classics Library Edition Published (1990)
 - [7] D. T. Pegg, S. M. Barnett, *Phys. Rev. A* **39**, 1665(1989)
 - [8] K. Vogel, V. M. Akulin, W. P. Schleich, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1816(1993)
 - [9] R. Ejnisman, P. Nussenzveig, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **19**, 1(1997)
 - [10] B. M. Escher *et al.*, *Phys. Rev. A* **70**, 02580(2004)