

SUPERPOSIÇÃO DE ESTADOS DESLOCADOS COMPRIMIDOS: GERAÇÃO E PROPRIEDADES

WEBER, Paulo Estevão R. ¹; BASEIA, Basílio ²; AVELAR, Ardiley Torres ³

¹Bolsista de mestrado (CAPES)-Instituto de Física, pauloerweber@gmail.com

²Co-orientador Instituto de Física-UFG, basilio@if.ufg.br

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

Palavras chave: Estados Quânticos, Superposição

I. INTRODUÇÃO

Estados não-clássicos do campo eletromagnético são objeto de muitas investigações na literatura [1] e a sua geração em laboratório tem relevância na física fundamental, e.g., a preparação de superposições mesoscópicas de estados coerentes, o chamado estado "gato de Schrödinger", permitindo testar a decoerência dos estados [2]; a preparação de estados emaranhados constituindo canais não-locais usados em teletransporte [3]; etc. Eles também tem aplicação potencial em tópicos avançados de tecnologia, tais como o uso de estados de número para comunicação quântica segura [4] e criptografia quântica [5]; o uso de estados comprimidos para comunicação óptica e medidas de interferência com alta precisão (como em detecção de ondas gravitacionais [6]); etc. Portanto, engenharia de estados quânticos torna-se um tópico importante da óptica quântica, tanto para campos estacionários, presos em cavidades de microondas de alta qualidade [7], ou campos viajantes [8].

Neste cenário, o princípio da superposição tem grande importância pois a superposição de estados exibe propriedades que usualmente são muito distintas daquelas apresentadas por suas componentes. Por exemplo, superposição de dois estados (quase clássicos) coerentes podem resultar em um estado profundamente não-clássico. Por outro lado, o grau de não-classicalidade de uma superposição de dois estados de Fock (não-clássicos) é menor em comparação a um único estado de Fock [10]. Este resultado motivou a proposta de construção de superposições de: estados coerentes [11]; (ii) estados de Fock [12]; (iii) estados comprimidos deslocados [13, 14, 15]; (iv) estados de fase [16]; (v) estados com natureza distintas [17]; etc.

Superposições de estados comprimidos coerentes também são interessantes do ponto de vista prático, apresentando taxas de decaimento melhores daquelas obtidas em estados coerentes [18]. Isto justifica o estudo de esquemas realizáveis para geração destes estados, para campos estacionários interagindo com átomos de dois níveis em uma cavidade de microondas [13, 19, 20] e para campos viajantes [21, 22]. Mais recentemente estados de uma cavidade acoplado a um qubit também foram considerados [23]. Adicionalmente superposições generalizadas de estados comprimidos [13, 22] podem ser usado para codificar um qubit óptico [24]. Neste trabalho propomos um esquema alternativo em cavidade de microondas para a criação de uma superposição arbitrária de estados deslocados comprimidos: $\cos \theta |\alpha, z\rangle \pm \sin \theta |-\alpha, z\rangle$, onde $|\pm \alpha, z\rangle = \hat{D}(\pm \alpha) \hat{S}(z) |0\rangle$, $\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha \hat{a}^\dagger - \alpha^* \hat{a})$ é o operador deslocamento (unitário) [25] e $\hat{S}(z) = \exp(z \hat{a}^{\dagger 2} - z^* \hat{a}^2)$ é o operador de compressão (unitário) [26]. Diferentemente das referências [13, 19, 20] as quais utilizam uma interação átomo-campo dispersiva para criar o estado na cavidade, na presente abordagem usa interação átomo-campo ressonante além de um forte campo clássico, no qual o tempo requerido para completar o processo é grandemente reduzido desejado para diminuir os efeitos de decoerência.

II. MÉTODO

O aparato experimental é composto de uma fonte de átomos de rubídio com velocidade selecionada. Uma zona prepara um átomo altamente excitado (Rhydborg), interagindo com a cavidade de microondas para depois ser determinado o estado em que se encontra. A cavidade é preparada a baixa temperatura ($T \simeq 0.6$ K) para reduzir o número médio de fótons térmicos [7].

Seguindo a referência [27] consideramos o átomo interagindo com um modo da cavidade de microondas e, adicionalmente, aplicamos um campo externo clássico. O hamiltoniano átomo-campo na aproximação de onda girante é dado por

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \frac{\hbar\omega_0}{2}\hat{\sigma}_z + \hbar\omega\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar\lambda(\hat{\sigma}_-e^{i\varphi+i\omega_L t} + \hat{\sigma}_+e^{-i\varphi-i\omega_L t}) \\ & + \hbar\Omega(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_- + \hat{a}\hat{\sigma}_+), \end{aligned} \quad (1)$$

onde $\hat{\sigma}_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$, $\hat{\sigma}_+ = |e\rangle\langle g|$, e $\hat{\sigma}_- = |g\rangle\langle e|$ são os operados atômicos do átomo de dois níveis com frequência de transição ω_0 ; $\hat{a}$ ($\hat{a}^\dagger$) é o operador aniquilação (criação) de um modo do campo de frequência ω ; Ω é a força da interação átomo-campo, λ e φ são respectivamente a amplitude e a fase do campo clássico com frequência ω_L . Na representação de interação o hamiltoniano $\hat{V}$ associado ao $\hat{H}$ é

$$\begin{aligned} \hat{V} = & \hbar\lambda(\hat{\sigma}_-e^{i\varphi}e^{it\Delta} + \hat{\sigma}_+e^{-i\varphi}e^{-it\Delta}) \\ & + \hbar\Omega(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-e^{it\delta} + \hat{a}\hat{\sigma}_+e^{-it\delta}), \end{aligned} \quad (2)$$

onde $\Delta = \omega_L - \omega_0$ e $\delta = \omega - \omega_0$.

Seguindo a referência [28] fazendo $\omega = \omega_0 = \omega_L$ e $\lambda \gg \Omega$ na equação (2), permitindo tomar o operador evolução efetivo

$$\hat{U}(t) = \hat{R}^\dagger \hat{T}^\dagger(t) \hat{U}'(t) \hat{T}(0) \hat{R} \quad (3)$$

onde

$$\hat{R} = \exp\left[\frac{\pi}{4}(\hat{\sigma}_+ - \hat{\sigma}_-)\right] \exp\left(\frac{i\varphi}{2}\hat{\sigma}_z\right), \quad (4)$$

$$\hat{T}(t) = \exp(i\lambda\hat{\sigma}_z t), \quad (5)$$

e

$$\hat{U}'(t) = \exp\left[-i\frac{\Omega t}{2}(\hat{a}^\dagger e^{-i\varphi} + \hat{a}e^{i\varphi})\hat{\sigma}_z\right]. \quad (6)$$

Na referência [28] os autores aplicam este operador efetivo para reconstruir o estado quântico desconhecido de um modo do campo da cavidade através da sua função Wigner característica. Para gerarmos o estado desejado o átomo inicialmente no estado $(|e\rangle + i|g\rangle)/\sqrt{2}$ entra na cavidade previamente preparada com um estado de vácuo comprimido $|0, z\rangle$ [29, 30]. A evolução do sistema como um todo é dada pela equação(3).

Obtemos o estado do sistema

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_{AF} = & [e^{-i\lambda t} \cos \theta |\alpha, z\rangle - e^{+i\lambda t} \sin \theta |-\alpha, z\rangle] |e\rangle \\ & + [e^{-i\lambda t} \cos \theta |\alpha, z\rangle + e^{+i\lambda t} \sin \theta |-\alpha, z\rangle] |g\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Finalmente a detecção do átomo no estado $|g\rangle$ ou $|e\rangle$ completa a operação, criando a superposição de estados comprimidos deslocado (com $\lambda t = 2k\pi$, k inteiro),

$$|\psi^\pm\rangle = \mathcal{N}^\pm (\cos \theta |\alpha, z\rangle \pm \sin \theta |-\alpha, z\rangle), \quad (8)$$

onde $\mathcal{N}^\pm$ é o fator de normalização

$$\mathcal{N}^\pm = [1 \pm \sin 2\theta \exp(|\alpha|^2 e^{2|z|})]^{-1/2}. \quad (9)$$

III. RESULTADOS

A probabilidade de sucesso de obter a superposição $|\psi^+\rangle$ ($|\psi^-\rangle$) é igual a probabilidade de detectar o átomo no estado $|g\rangle$ ($|e\rangle$),

$$\mathcal{P}^\pm = |\langle \pm | \psi \rangle_{AF}|^2 = \frac{1}{\mathcal{N}^{\pm 2}}, \quad (10)$$

onde o sinal (+) e (−) representam a detecção do átomo em $|g\rangle$ e $|e\rangle$, respectivamente. O resultado para o caso par, $\mathcal{P}^+$, são mostrados na figura 1 para vários valores de z .

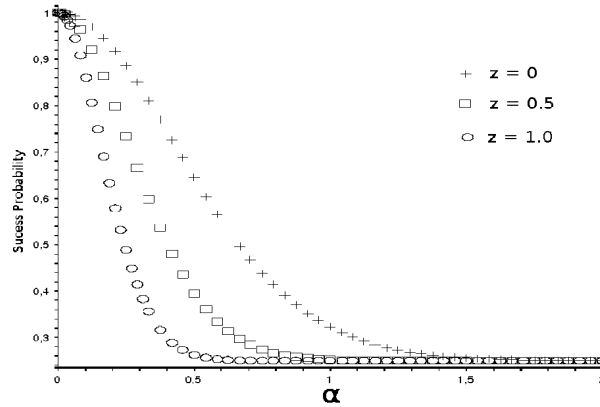


Figura 1: Probabilidade de sucesso $\mathcal{P}^+$ versus α para superposição de estados *par* para vários valores de z .

Notamos na figura que $\mathcal{P}^+$ pode ser maior que 0.5, a probabilidade de detectar o átomo no estado fundamental $|g\rangle$. Como as detecções atômicas nos estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$ são complementares, a probabilidade de sucesso $\mathcal{P}^-$ de obter a superposição ímpar $|\psi^-\rangle_F$ é o complemento de $\mathcal{P}^+$ para obter a superposição par $|\psi^+\rangle_F$. Logo $\mathcal{P}^+ > 0.5$ ocorrerá no intervalo α onde $\mathcal{P}^- < 0.5$.

IV. CONCLUSÃO

Para comparar este procedimento com aqueles das referências [13, 19, 20] consideramos valores experimentais típicos de parâmetros envolvidos para o átomo de Rhydborg (número quântico principal 50, 51 e frequência de transição de 51.1 GHz), o qual cruza a cavidade com um modo Gaussiano do campo (largura $w = 6 \text{ mm}$). de acordo com a referência [2] isto implica numa constante de deslocamento $\Omega \simeq 2\pi \times 24 \text{ KHz}$ e uma diferença de frequência $\delta \simeq 2\pi \times 100 \text{ KHz}$. Estes parâmetros levam a tempos de interação de $87 \mu s$ em [13, 19] e $22 \mu s$ em [20], enquanto nosso procedimento resulta num tempo de interação $t \simeq 13 \mu s$ para $\alpha = 1$. Portanto o presente esquema é experimentalmente mais rápido do que aqueles nas referências [13, 19, 20]. Adicionalmente, levando em consideração a variação da frequência de Rabi devido ao movimento atômico através do modo da cavidade gaussiana [31], a velocidade atômica para nosso tempo de interação é $v_{at} = \sqrt{\pi}w/t \simeq 800 \text{ m/s}$. No entanto este valor está fora do intervalo $250 \leq v_a \leq 700 \text{ m/s}$ para o qual a distribuição de Maxwell para as velocidades leva a estatística atômica razoável [2]. No entanto, podemos empregar uma velocidade atômica neste intervalo se a interação excedente é cancelada através do congelamento da interação átomo-campo via efeito Stark [32].

Em resumo, propusemos um esquema para preparar uma superposição generalizada de estados deslocados comprimidos, $\cos\theta|\alpha, z\rangle \pm \sin\theta|-\alpha, z\rangle$, assumindo inicialmente um estado de vácuo comprimido $|0, z\rangle$ dentro de uma cavidade de microondas de alta qualidade. Ele se apoiá na operação de deslocamento do campo da cavidade correlacionado aos estados internos do átomo de dois níveis, correlação essa obtida quando o átomo interage ressonantemente com um modo do campo quantizado na cavidade e um (forte) campo clássico [28], ambas interações sendo simultâneas. A probabilidade de sucesso da criação da superposição par exibida na figura (1), depende dos parâmetros z e α : é maior que (ou igual a) 0.5 e é complementar a superposição ímpar. Finalmente, a vantagem do esquema apresentado é comparada com propostas anteriores na literatura.

-
- [1] V. V. Dodonov and V. I. Man'ko, *Theory of nonclassical states of light* (Taylor Francis, 2003).
 - [2] M. Brune, F. S. Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996).
 - [3] C. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
 - [4] H. Zbinden, N. Gisin, B. Huttner, A. Muller, and W. Tittel, *J. Cryptol* **13**, 207 (2000).
 - [5] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4729 (2000).
 - [6] C. M. Caves, *Phys. Rev. D* **23**, 1693 (1981).
 - [7] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 565 (2001).
 - [8] A. I. Lvovsky and S. A. Babichev, *Phys. Rev. A* **66**, 011801(R) (2002).

- [9] J. Janszky, P. Domokos, S. Szabó, and P. Adam, Phys. Rev. A **51**, 4191 (1995).
- [10] J. M. C. Malbouisson and B. Baseia, Phys. Scripta **67**, 93 (2003).
- [11] L. P. A. Maia, B. Baseia, A. T. Avelar, and J. M. C. Malbouisson, J. Opt B: Quantum and Semiclass. Opt. **6**, 351 (2004).
- [12] A. Aragão, A. T. Avelar, J. M. C. Malbouisson, and B. Baseia, Phys. Lett. A **329**, 284 (2004).
- [13] Y. A. Barbosa, G. C. Marques, and B. Baseia, Physica A **280**, 346 (2000).
- [14] P. B. Monteiro, A. Aragão, A. T. Avelar, and B. Baseia, Physica A **354**, 235 (2005).
- [15] P. B. Monteiro, B. Baseia, A. T. Avelar, and J. M. C. Malbouisson, Braz. J. Phys. **35**, 579 (2005).
- [16] A. Aragão, P. B. Monteiro, A. T. Avelar, and B. Baseia, Phys. Lett. A **337**, 296 (2005).
- [17] B. Baseia, A. F. de Lima, and G. C. Marques, Phys. Lett. A **204**, 1 (1995).
- [18] S. L. Braunstein, Phys. Rev. A **45**, 6803 (1992).
- [19] S.-B. Zheng and G.-C. Guo, Chin. Phys. Lett. **14**, 273 (1997).
- [20] H. Li and L. Wu, Opt. Comm. **197**, 97 (2001).
- [21] A. T. Avelar, T. M. da Rocha Filho, and B. Baseia, Opt. Commun. **231**, 297 (2004).
- [22] A. T. Avelar, J. M. C. Malbouisson, and B. Baseia, Physica A **334**, 139 (2004).
- [23] Y.-x. Liu, L. F. Wei, and F. Nori, Phys. Rev. A **71**, 063820 (2005).
- [24] D. Gottesman, A. Kitaev, and J. Preskill, Phys. Rev. A **64**, 012310 (2001).
- [25] R. J. Glauber, Phys. Rev. **131**, 2766 (1963).
- [26] H. P. Yuen, Phys. Rev. A **13**, 2226 (1976).
- [27] E. Solano, G. S. Agarwal, and H. Walther, Phys. Rev. Lett. **90**, 027903 (2003).
- [28] X. Zou, K. Pahlke, and W. Mathis, Phys. Lett. A **323**, 329 (2004).
- [29] F. O. Prado, N. G. de Almeida, M. H. Y. Moussa, and C. J. Villas-Bôas, Phys. Rev. A **73**, 043803 (2006).
- [30] C. J. Villas-Boas, N. G. de Almeida, R. M. Serra, and M. H. Y. Moussa, Phys. Rev. A **68**, 061801 (2003).
- [31] A. Auffeves, P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **91**, 230405 (2003).
- [32] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **83**, 5166 (1999).