Teletransporte de Estados Emaranhados Entre Duas Cavidades Bimodais e de Estado de Superposição Entre Dois Modos De Uma única Cavidade bimodal.

PIRES, Geisa[1]; AVELAR, Ardiley Torres[2,1]; BASEIA, Basílio[1]; ALMEIDA, Norton Gomes[3,1].

Keywords: Teletransporte Cavidades Átomos

I. INTRODUÇÃO

Em 1927, Dirac quantizou o campo luminoso. Até então os fenômenos ópticos podiam ser explicados com base nas equações de Maxwell. Os primeiros efeitos óticos não-clássicos do campo eletromagnético só foram observados a partir de 1977 mostrando a necessidade da óptica quântica, entre eles o efeito anti-agrupamento de fótons (antibunching).

Era em um cenário de discussões, como em torno da Teoria da Medida na mecânica Quântica, que os cientistas tentavam tornar evidente essa nova teoria. A escola de Copenhague defendia a Teoria dos Quanta como uma teoria completa. O ápice dessa discussão, que se iniciou em 1927, seria em 1935 quando Einsteins, Poldolsky e Rosen escreveram o artigo anti-Copenhague.

A escola de Copenhague admitia a noção de quanta como idéia fundamental e renunciava o determinismo clássico.

Durante anos de debate, o grande causador da renovação em torno desse tema foi o célébre "teorema de Bell" que tem sido considerado, por muitos físicos, como um dos mais fundamentais resultados da ciência.

Ele enuncia que a realidade nao deve ser local, ou seja, o ato de medir perturba o sistema medido pelo instrumento de medida e por eventos distantes, que estão ocorrendo no instante da medição em outros locais. Então, fenômenos que violassem a "Desigualdade de Bell" teriam uma natureza não-local.

A partir de 1990 fenômenos não-locais passaram a ser investigados intensamente devido à sua enorme aplicabilidade em óptica quântica. Em 1993, Bennet propõe o teletransporte de um estado quântico desconhecido[2]. Tal estado pode ser destruído e reconstruído posteriormente, através de informações puramente clássicas e também das correlações puramente não-clássicas de Einstein-Podolsky-Rosen (EPR), transferindo informações, e isso é conhecido como teletransporte. Para isso, o emissor "Alice" e o receptor "Bob" devem compartilhar do par de partículas correlacionadas de EPR. Alice faz uma medida comum em sua partícula de EPR e no desconhecido sistema quântico, e envia a Bob o resultado clássico de sua medida. Conhecendo isso, Bob pode converter o estado da sua partícula de EPR em uma exata réplica do desconhecido estado que Alice destuiu.

Além dos trabalhos que realizam o teletransporte, vários outros o utilizam como recurso essencial em aplicações como criptografia quântica, quantum-dot e portas lógicas.

Neste trabalho realizaremos o teletransporte no contexto de átomos em cavidades [3], utilizando para isso átomos de dois e três níveis, cavidades high-Q, zonas de Ramsey e detectores seletivos. Mostraremos que para a primeira proposta nosso sistema é apto a discernir cada um dos quatro estados de Bell, sendo que o emissor utiliza a base de Bell para fazer sua medida, nos dando assim um sucesso de probabilidade de 100%. Na segunda proposta, de uma única cavidade, a probabilidade de sucesso foi de 50%.

II. METODOLOGIA

Para realizar o teletransporte de estados emaranhados de zero e um fóton, tanto entre duas cavidades como entre dois modos de uma mesma cavidade bimodal, utilizamos átomos de Rydberg, cavidades High-Q, detectores seletivos e também os seguintes operadores

$$\hat{H}_{on} = \hbar\lambda(\hat{\sigma}_-\hat{a}^+ + \hat{\sigma}_+\hat{a}) \quad (1)$$
$$\hat{H}_{off} = \hbar\chi\hat{a}^+\hat{a}\hat{\sigma}_z \quad (2)$$
$$\hat{R}_\pm = \sqrt{1/2}(\hat{I} \pm i\hat{\sigma}_y) \quad (3)$$
$$\hat{H}_c = \hbar\chi(\hat{a}^+\hat{b} + \hat{a}\hat{b}^+). \quad (4)$$

III. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Na primeira etapa, para duas cavidades bimodais, um átomo de dois níveis 1, $|e\rangle_1$, interagindo ressonantemente com o modo a, deixa a cavidade com 1 fóton. Então, um átomo de três níveis [1] completa a preparação emaranhando os modos a e b. O canal não-local é composto pela cavidade 2 e um segundo átomo de dois níveis (átomo 2). O mesmo procedimento é repetido para a cavidade 2 com a modificação $|C_1| = |C_2| = 1/\sqrt{2}$. Posteriormente, o átomo de dois níveis 2, $|e\rangle_2$, cruza uma zona de Ramsey R_- e a cavidade 2 interagindo fora da ressonância $\left[\hat{U}off(2,2b)\right]$ com o modo b. Nosso canal não-local fica escrito como

$$|\chi\rangle_{NL} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+\rangle_2 |\bar{0}\rangle_{2a2b} - i\,|-\rangle_2 |\bar{1}\rangle_{2a2b}\right). \quad (5)$$

Se definimos os estados da base de Bell de átomo 2 e modos a, b da cavidade 1 como $|\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\bar{0}\rangle_{1a1b}|+\rangle_2 \pm |\bar{1}\rangle_{1a1b}|-\rangle_2\right)$ e $|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\bar{0}\rangle_{1a1b}|-\rangle_2 \pm |\bar{1}\rangle_{1a1b}|+\rangle_2\right)$, a equação do estado completo que discreve o sistema, composto por átomo 2, cavidade 1, e cavidade 2 fica escrito como

$$\begin{aligned}|\Psi\rangle_T = \frac{1}{\sqrt{2}}\big\{&(C_1|\bar{0}\rangle_{2a2b} - C_2|\bar{1}\rangle_{2a2b})|\Psi^+\rangle + (C_1|\bar{0}\rangle_{2a2b} + C_2|\bar{1}\rangle_{2a2b})|\Psi^-\rangle + \\ &(C_2|\bar{0}\rangle_{2a2b} - C_1|\bar{1}\rangle_{2a2b})|\Phi^+\rangle - (C_2|\bar{0}\rangle_{2a2b} + C_1|\bar{1}\rangle_{2a2b})|\Phi^-\rangle\big\}\end{aligned} \quad (6)$$

Para completar o processo de teletransporte, temos que realizar uma medida escolhida no estado $|\Psi\rangle_T$ que será representada por um dos quatro resultados $|\Psi^\pm\rangle$ ou $|\Phi^\pm\rangle$. Como é possível distinguir cada um desses quatro resultados, fica claro que a probabilidade de sucesso é de 100%. Na segunda proposta, com uma cavidade bimodal, prepara-se também um estado a ser teletransportado, que é dado por $|\psi\rangle_a = (C_1|0\rangle_a + C_2|1\rangle_a)$, que está no modo a da cavidade. O estado b por sua vez é emaranhado com o estado de um átomo que atravessa a cavidade, e o resultado disso dado por $|\psi\rangle_b = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_b - |1\rangle_b)|g\rangle$ é utilizado no canal não-local que, por sua vez, é dado por

$$|\chi\rangle_{NL} = (|+\rangle_1|0\rangle_b - |-\rangle_1|1\rangle_b)/\sqrt{2}. \quad (7)$$

Se definimos os estados da base de Bell composto pelo átomo A_1 e pelo modo a como $|\Psi^\pm\rangle = (|0\rangle_a|+\rangle_1 \pm |1\rangle_a|-\rangle_1)/\sqrt{2}$ e $|\Phi^\pm\rangle = (|0\rangle_a|-\rangle_1 \pm |1\rangle_a|+\rangle_1)/\sqrt{2}$,o estado $|\Psi\rangle_T = |\chi\rangle_{NL}|\psi\rangle_a$ descrevendo o sistema total é, em termos da base de Bell, dado por

$$\begin{aligned}|\Psi\rangle_T = \frac{1}{\sqrt{2}}\big\{&(C_1|0\rangle_b - C_2|1\rangle_b)|\Psi^+\rangle + (C_1|0\rangle_b + C_2|1\rangle_b)|\Psi^-\rangle \\ &-(C_1|1\rangle_b - C_2|0\rangle_b)|\Phi^+\rangle - (C_1|1\rangle_b + C_2|0\rangle_b)|\Phi^-\rangle\big\}\end{aligned} \quad (8)$$

Para finalizar o teletransporte é necessário que Alice faça uma medida no estado $|\Psi\rangle_T$ e distingua entre os estados $|\Psi^\pm\rangle$ e $|\Phi^\pm\rangle$. A probabilidade de sucesso foi de 50% diferentemente da primeira etapa. Para uma probabilidade de 100% seria necessário acréscimo de cavidades ou átomos ao sistema, deixando-o muito complicado.

IV. CONCLUSÕES

Primeiramente apresentamos o teletransporte de um estado emaranhado de zero e um fóton de uma cavidade para outra. Nosso esquema é baseado nocontrole do tempo de interação entre o átomo de dois níveis e um dos modos da cavidade, em emaranhamento de dois modos da cavidade e no uso do efeito Stark e de zonas de Ramsey. Assumimos os dois modos tão distantes um do outro que o tempo de interação entre o átomo e um dos modos é inafetado pelo segundo modo. Nosso esquema é apto para discernir cada um dos quatro estados de Bell com 100% de probabilidade de sucesso. Este esquema é mais esconômico que outros presentes na literatura devido ao reduzino número de cavidades necessárias ao experimento. Isso diminui o efeito de decoerência causado pelas interações indesejadas entre o sistema e o meio. Além disso, é mais vantajoso do que aqueles baseados no teletransporte de um único modo quando o desejo final é teletransportar um estado emaranhado. Nesse caso, teletransportar cada modo da cavidade independentemente requererá operações que emaranhe os dois modos, implicando em eventuais fontes de erros.

Todos os experimentos em cavidade QED tem sido realizados, usando uma única cavidade e, o teletransporte remanesce como desafio em cavidade QED. Este desafio é principalmente devido às dificuldades que vêm da decoerência dos qubits e da dificuldade de controlar interações em mais de uma cavidade. Na segunda parte do trabalho, apresentamos um esquema muito simplificado para teletransportar um estado de superposição de um modo a outro em uma única cavidade bimodal. Nosso esquema é baseado nas mesmas operações da primeira etapa. Embora nosso esquema possa discernir cada um dos quatro estados de Bell, para evitar de complicar o esquema, introduzindo átomos e/ou cavidades adicionais, a probabilidade do sucesso é limitada a 50%. Abrindo mão da exigência da medida do estado de Bell, nossa experiência proposta pode ser realizada usando somente um átomo de dois níveis e uma única cavidade bimodal. O esquema atual é o mais econômico usado pra teletransportar um estado de superposição de uma modo a outro, desde que requer uma única cavidade e um átomo de dois níveis.

V. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] A. Rauschenbetuel, P. Berlet, S. Osnaghi, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, Phys. Rev. A **64,** R050301 (2001), reporting the preparation of an entangled state between two modes of a high-Q cavity using a single circular two-level Rydberg atom.

[2] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **70**, 1985 (1993).

[3] L. Davidovich, N. Zagury, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, Phys. Rev. A 50, R895 (19940; J. I. Cirac and A. S. Parkins, *ibid.* **050**, R4441 (1994); N. G. de Almeida, L. P. Maia, C. J. Villas-Bôas, and M. H. Y. Moussa, Phys. Lett. A **241**, 213 (1998); N. G. de Almeida, R. Napolitano, and M. H. Y. Moussa, Phys. Rev. A **62**, 010101 (R) (2000).

[1]Bolsista Capes, Instituto de Física, Universidade Federal de Goiás, 74.001-970, Goiânia (GO)

[2]Instituto de Física, Universidade de Brasília, 70.919-970, Brasília (DF)

[3]Núcleo de Pesquisas em Física, Universidade Católica de gOIÁS, 74.605-220, Goiânia (GO)

Agradecemos ao apoio financeiro da Capes