

文章编号: 0258-7025(2003)Supplement-0196-03

实现控制非门和隐形传输的一种方法

李洪才, 林秀

(福建师范大学物理系, 福建 福州 350007)

摘要 利用简并 V 型三能级原子与振幅很大的单模相干态腔场的 Raman 相互作用, 实现两比特的控制非门, 同时提出了一种传送未知原子态的方案。

关键词 量子光学; 隐形传送; Raman 相互作用; 控制非门

中图分类号 O431

文献标识码 A

A Method to Realize a Quantum CNOT Gate and Teleportation

LI Hong-cai, LIN Xiu

(Department of Physics, Fujian Teachers University, Fuzhou, Fujian 350007, China)

Abstract A scheme is presented for realization of quantum CNOT gate and teleportation of an unknown atomic state through the Raman interaction of V-type three-level atom with a coherent state cavity-field of large amplitude.

Key words quantum optics; teleportation; Raman interaction; quantum CNOT gate

1 引言

近来,利用纠缠态进行量子态的隐形传送引起了人们极大的兴趣。通过对处于纠缠态体系的一个粒子测量,便可获得另一粒子所携带的信息。Davidovich 等^[1]提出了一种在两个初态为纠缠态的高 Q 光场中传送一个两能级原子的未知原子态的方案;Cirac 等^[2]建立了另外一种 quantum electrodynamics(QED)腔场,并利用处于纠缠态两能级原子实现原子态的传输;Almeida 等^[3]借助于一个光场和 Greenberger-Horne-Zeilinger(GHZ)态实现原子态的传输;Zheng 等^[4]提出利用 Raman 型的 Jaynes-Cummings 模型传送 Λ 型三能级原子的未知原子态和利用共振的 Jaynes-Cummings 模型传送未知原子态。近来,人们也提出方案来实现光场叠加态传送,比如 Zheng 和 Guo^[5]提出了利用非共振的 Jaynes-Cummings 模型来传送光场相干态的未知叠加态;许雪梅等^[6]提出利用 V 型三能级原子与光场 Raman 相互作用传送光场的福克叠加态。在这里提出只需借助于一个振幅很大的单模相干态腔场与一个简并 V 型三能级原子的 Raman 相互作用便可实现简并

V 型三能级原子的未知原子态的隐形传送。

2 简并 V 型三能级原子与腔场 Raman 相互作用的描述

简并 V 型三能级原子与单模腔场之间的相互作用如图 1 所示,系统有效哈密顿量为^[8]

$$H = \lambda_1(a^+|g\rangle\langle e| + a|e\rangle\langle g|) + \lambda_2(a^+|g\rangle\langle i| + a|i\rangle\langle g|) \quad (1)$$

其中 λ_1, λ_2 为原子与场模的耦合常量, a 和 a^+ 分别代表光子的湮没与产生算符, $|g\rangle, |e\rangle, |i\rangle$ 分别代表原

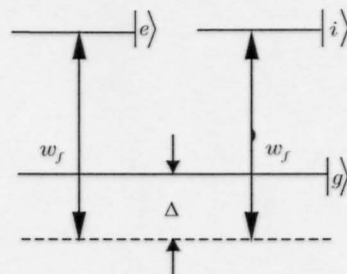


图 1 简并 V 型三能级原子与单模场相互作用
Fig.1. Schematic diagram of the degenerate V-type three-level atom interaction with the single-mode field

基金项目: 福建省自然科学基金(A0210014)和省教委(JA02168, JB02152)资助课题。

作者简介: 李洪才(1945-),女,教授,硕士,主要从事量子光学方面的研究。E-mail:linxiu 98@163.com

子的三个能级,其中 $|e\rangle, |i\rangle$ 两个较高能级的能量相等。适当选择原子跃迁频率 ω_0 与光场频率 ω_f ,使得原子与场失谐量 $\Delta=|\omega_f-\omega_0|$ 很大,以致于基态能级 $|g\rangle$ 可绝热消除。在此情况下,系统有效哈密顿量可表示为

$$H_{\text{eff}}=-g\alpha^*a(|e\rangle\langle i|+|i\rangle\langle e|)-\alpha^*a(\beta_1|e\rangle\langle e|+\beta_2|i\rangle\langle i|) \quad (2)$$

其中 $g=\lambda_1\lambda_2/\Delta$, $\beta_1=\lambda_1^2/\Delta$, $\beta_2=\lambda_2^2/\Delta$ 。为便于讨论,假定 $\lambda_1=\lambda_2=\lambda$,则 $\beta_1=\beta_2=g$ 。设原子初始时处于任意叠加态 $\mu|e\rangle+\nu|i\rangle$,光场处于 Fock 态 $|n\rangle$ 。在相互作用绘景中,场-原子系统的联合态矢满足如下的 Schrödinger 方程

$$i\frac{d|\psi(t)\rangle}{dt}=H_{\text{eff}}|\psi(t)\rangle \quad (3)$$

经计算可得场-原子系统随时间演化的联合态矢为

$$|\psi(t)\rangle=e^{i\text{ngt}}\{[\mu\sin(\text{ngt})+i\nu\cos(\text{ngt})]|e,n\rangle+[i\mu\cos(\text{ngt})+\nu\sin(\text{ngt})]|i,n\rangle\} \quad (4)$$

3 实现控制非门

若在 $t=0$ 的初始时刻腔场被制备成相干态 $|\alpha\rangle$,而原子通过一个经典场 M 的作用之后被制备在激发态 $|e\rangle$,则在 $t=0$ 的初始时刻整个系统的初态可表示为

$$|\psi(0)\rangle=|\alpha\rangle|e\rangle \quad (5)$$

于是,由(3)式,(4)式和(5)式可得

$$|\psi(\tau)\rangle=\exp(-iH_{\text{eff}}\tau)|\psi(0)\rangle=\frac{i}{2}[(|\alpha\rangle-|\alpha e^{2i\text{g}\tau}\rangle)|e\rangle+(|\alpha\rangle+|\alpha e^{2i\text{g}\tau}\rangle)|i\rangle] \quad (6)$$

其中 τ 为原子与腔场的相互作用时间,可以通过调节原子的速度,使 τ 满足下式

$$g\tau=\pi/2 \quad (7)$$

这样(6)式可表示为

$$|\psi(\tau)\rangle=\frac{i}{2}[(|\alpha\rangle-|-\alpha\rangle)|e\rangle+(|\alpha\rangle+|-\alpha\rangle)|i\rangle] \quad (8)$$

为了后面讨论问题的方便,下面给出在不同初态下,简并 V 型三能级原子与单模腔场发生 Raman 相互作用的结果(其相互作用时间 τ 满足(7)式)。

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle_e|e\rangle &\rightarrow i|\alpha\rangle_e|i\rangle \\ |\alpha\rangle_e|i\rangle &\rightarrow i|\alpha\rangle_e|e\rangle \\ |\alpha\rangle_o|e\rangle &\rightarrow i|\alpha\rangle_o|e\rangle \\ |\alpha\rangle_o|i\rangle &\rightarrow i|\alpha\rangle_o|i\rangle \end{aligned}$$

其中 $|\alpha\rangle_e=|\alpha\rangle+|-\alpha\rangle$, $|\alpha\rangle_o=|\alpha\rangle-|-\alpha\rangle$ 。上面演化对应控制非门操作,其中腔是控制比特,原子是受控比特。

4 未知原子态的隐形传送

设一个简并的 V 型的三能级原子 a (发送者),初始时处于两个高能态 $|e\rangle_a$ 和 $|i\rangle_a$ 的叠加态

$$|\psi\rangle_a=c_e|e\rangle_a+c_i|i\rangle_a \quad (9)$$

其中 c_e 与 c_i 为未知的叠加系数。开始时将一个腔场 C 制备成幅度很大的相干态 $|\alpha\rangle$ 。现在让另一个初始处于 $|e\rangle_b$ 态的简并的 V 型三能级原子 b (接收者)穿过这个腔场,适当调整腔场 C 的频率和选择原子 b 的跃迁频率,使腔场与原子之间发生 Raman 相互作用。适当选择原子在腔场中的速度,使原子通过腔场的时间 τ_b 满足 $g\tau_b=\pi/2$,可得到

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_{bc} &= \frac{i}{2}[(|\alpha\rangle-|-\alpha\rangle)|e\rangle_b+(|\alpha\rangle+|-\alpha\rangle)|i\rangle_b]= \\ &= \frac{i}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle-|e\rangle_b+|\alpha\rangle_+|i\rangle_b) \end{aligned} \quad (10)$$

其中,

$$|\alpha\rangle_+=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle+|-\alpha\rangle)$$

$$|\alpha\rangle_-=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle-|-\alpha\rangle)$$

当幅度很大,即 $|\alpha|^2\gg 1$ 的情况下,相干态 $|\alpha\rangle$ 和 $|-\alpha\rangle$ 是近似正交的,即 $\langle\alpha|-\alpha\rangle\approx 0$,所以 $|\alpha\rangle_+$ 和 $|\alpha\rangle_-$ 也是近似正交的,即 $\langle\alpha|\alpha\rangle_+\approx 0$,则 $|\psi\rangle_{bc}$ 是最大纠缠态。这时,态 $|\psi\rangle_a$ 与 $|\psi\rangle_{bc}$ 的直积可展开为

$$|\psi\rangle_{abc}=\frac{1}{2}[\langle\varphi\rangle^+(c_e|e\rangle_b+c_i|i\rangle_b)+\langle\varphi\rangle^-(c_e|e\rangle_b-c_i|i\rangle_b)+\langle\varphi\rangle^+(c_e|i\rangle_b+c_i|e\rangle_b)+\langle\varphi\rangle^-(c_e|i\rangle_b-c_i|e\rangle_b)] \quad (11)$$

其中 $|\varphi\rangle^\pm$ 与 $|\phi\rangle^\pm$ 为原子与腔模所构成系统的 Bell 基

$$|\varphi\rangle^\pm=\frac{i}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle-|e\rangle_{a\pm}|\alpha\rangle_+|i\rangle_a) \quad (12)$$

$$|\phi\rangle^\pm=\frac{i}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle_+|e\rangle_{a\pm}|\alpha\rangle_-|i\rangle_a) \quad (13)$$

现在将原子 a 通过腔场 C ,并适当调整腔场频率和选择原子跃迁频率,使原子 a 与 C 发生 Raman 相互作用,再适当选择原子 a 在腔场 C 中的速度,使原子在腔场 C 中的时间 τ_a 满足 $g\tau_a=\pi/2$,则上述 Bell 基演化为

$$|\varphi\rangle^\pm\rightarrow-\frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle_-|e\rangle_{a\pm}|\alpha\rangle_+|e\rangle_a)=\begin{cases} -|\alpha\rangle|e\rangle_a \\ |-\alpha\rangle|e\rangle_a \end{cases} \quad (14)$$

$$|\phi\rangle^\pm\rightarrow-\frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha\rangle_+|i\rangle_{a\pm}|\alpha\rangle_-|i\rangle_a)=\begin{cases} -|\alpha\rangle|i\rangle_a \\ |-\alpha\rangle|i\rangle_a \end{cases} \quad (15)$$

因为当幅度很大时, $\langle\alpha|-\alpha\rangle\approx 0$,所以可以采用通常的关于正交态的测量方法^[9,10]对腔场进行探测。这

样,通过对原子 a 和腔场 C 的探测可实现对原子 a 与腔模所构成系统的 Bell 基的探测。测得结果,原子 b 将坍缩到相应的纯态。这个态与原子 a 的初态相差一个么正变换。将对原子 a 与腔场 C 的联合探测结果通过一经典信道告诉原子 b 的观察者,它就能够对原子 b 作一个相应的么正变换,使原子 b 处于原子 a 的初态,这样发送者就成功地将未知信息传递给了接受者。

5 讨 论

本文利用简并 V 型三能级原子与单模相干态腔场的 Raman 相互作用实现量子逻辑门中的控制非门操作。同时利用这种相互作用实现未知原子态的隐形传送。此隐形传送方案比文献[1,2,4]所提的方案更简便。文献[4]的方案首先需将把腔场制备成真空态 $|0\rangle$ 和 1 光子态 $|1\rangle$ 的相干叠加态,为了实现对 Bell 基的探测又不得不注入与腔场发生单光子共振相互作用的一个二能级原子,而本方案只需要将腔场制备成相干态,而任何一个量子谐振子在经典源的驱动下都将产生相干态光场^[4],这在实验上要比制备真空态 $|0\rangle$ 和 1 光子态 $|1\rangle$ 的相干叠加态容易得多,且为了实现 Bell 基的探测无须借助另一个原子。与文献[1,2]的方案比较,首先本方案只需用一个腔,而文献[1,2]的方案都需用两个腔;其次,本方案中的步骤比文献[1,2]的步骤少。但为使本方案容易实现,必须选择 Q 因子很高的光腔,另外还要求原子跃迁频率与光场频率相差很大,以满足光场与原子发生 Raman 相互作用有足够的时间。另外,由于 Ramsey 干涉实验技术^[4]的实现,其结果表明了该方案在不久的将来有可能实现。

参 考 文 献

- 1 L. Davidovich, N. Zagury, M. Brune *et al.*. Teleportation of an atomic state between two cavities using nonlocal microwave fields[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **50**(2):895-898
- 2 J. I. Cirac, A. S. Parkins. Schemes for atomic-state teleportation[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **50**(6):4441-4444
- 3 N. G. Almeida, L. P. Maia, C. J. Uillas-Boas. One-cavity scheme for atomic-state teleportation through GHZ states[J]. *Phys. Lett. (A)*, 1998, **241**(4):213-217
- 4 S. B. Zheng, G. C. Guo. Teleportation of an unknown atomic state through the Raman atom-cavity-field interaction[J]. *Phys. Lett. (A)*, 1997, **232**(4):171-174
- 5 S. B. Zheng. Teleportation of atomic states via resonant atom-field interaction[J]. *J. Mod. Opt.*, 1999, **167**(5): 111-113
- 6 S. B. Zheng, G. C. Guo. Teleportation of superpositions of macroscopic states of a cavity field[J]. *Phys. Lett. (A)*, 1997, **236**(8):180-182
- 7 Xu Xiumei, Luo weidong. Teleporting a fock superposition state of the cavity field via a V-type three-level atom and two cavity-fields interaction [J]. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1999, **48**(12):2154-2157 (in Chinese)
- 8 G. C. Guo. *Quantum Optics* [M]. Beijing: Higher Education Press, 1990. 276-285
- 9 C. C. Gerry. Preparation of a four-atom Greenberger-Horne-Zeilinger state[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53** (6): 4591-4593
- 10 M. Brune, S. Haroche, J. M. Raimond *et al.*. Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling: quantum-nondemolition measurements and generation of "Schrodinger cat" states[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45** (2): 5193-5213
- 11 M. Sargent III, M. O. Scully, W. E. Lamb. Jr. *Laser Physics*[M]. Morocco: Addison-Wesley, 1974:249-270
- 12 C. C. Gerry. Proposal for a mesoscopic cavity QED realization of the Greenberger-Horne-Zeilinger state[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **54**(4):2529-2532