

文章编号: 0253-2239(2003)02-0137-05

# 利用拉曼型的 Jaynes-Cummings 模型 传送两比特的未知原子态\*

林 秀 李洪才

(福建师范大学物理系, 福州 350007)

**摘要:** 实现量子态的隐形传送, 尤其是多比特量子态的隐形传送在量子信息领域中有非常重要的作用。提出了一种隐形传送两比特未知原子态的方案。在此方案中, 用两个两粒子纠缠态代替一个三粒子纠缠态作为量子信道, 而且此方案可推广到隐形传送  $N$  比特的未知原子态。

**关键词:** 量子光学; 隐形传送; 纠缠态; 拉曼型; Jaynes-Cummings 模型

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

## 1 引 言

近来, 量子态的隐形传送成为量子光学中一个引人注目的课题。对处于纠缠态的两个系统中的一个进行测量, 不仅可以给出另一个系统的信息, 而且给对另一个系统进行操作提供了可能性。这个显著的特性对实现量子密码术<sup>[1]</sup>和量子计算机<sup>[2]</sup>来说是十分有用的。近来, Bennett 等人<sup>[3]</sup>已提出了量子纠缠态也能被用来传送未知量子态。首先, 两个自旋为  $1/2$  的粒子被制备到最大纠缠态; 然后, 对被传送的粒子和处于最大纠缠态的两粒子中的一个进行联合测量; 最后, 联合测量的信息经由一经典信道传送给接收者, 接收者根据所得信息对处于最大纠缠态两粒子中的另一个进行操作, 使之处于被传送粒子的未知量子态。

自 Bennett 等人<sup>[3]</sup>提出量子态传送的思想之后, 人们提出许多在实验上可行的方案来传送未知原子态<sup>[4~13]</sup>和光场量子态<sup>[14~18]</sup>。所有的这些方案传送的都是单比特的量子态。在量子计算中, 如大数因子分解和对无序数据的查找, 需要多比特的系统。因此, 是否能够传送一个多比特的量子态是一个有趣的问题。在这里提出利用  $\Lambda$  型三能级原子与相干态腔场的拉曼相互作用来传送两比特的未知原子态的方案。

## 2 简并 $\Lambda$ 型三能级原子与光场拉曼相互作用

考虑  $\Lambda$  型三能级原子与单模光场相互作用, 如图 1 所示, 这一系统的哈密顿量为<sup>[19]</sup> (设  $\hbar = 1$ )

$$H = \omega a^\dagger a + \omega_i |i\rangle\langle i| + \omega_e |e\rangle\langle e| + \omega_g |g\rangle\langle g| + \lambda_1 (a^\dagger |g\rangle\langle i| + a |i\rangle\langle g|) + \lambda_2 (a^\dagger |e\rangle\langle i| + a |i\rangle\langle e|), \quad (1)$$

其中  $\omega_e, \omega_g$  和  $\omega_i$  分别为低能态  $|e\rangle, |g\rangle$  以及高能态  $|i\rangle$  的能级高度,  $\lambda_1 (\lambda_2)$  为原子在  $|i\rangle$  和  $|g\rangle$  ( $|e\rangle$ ) 之间跃迁和腔模的耦合系数,  $a^\dagger$  和  $a$  为腔场的产生和湮没算符。态  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  之间的跃迁是电偶极禁戒的。

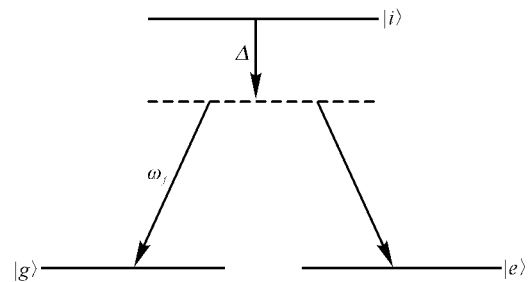


Fig. 1 Schematic diagram of the degenerate  $\Lambda$ -type three-level atom interacting with a single-mode field.  $\omega_f$  is the field frequency, and  $\Delta$  is the detuning

假定两个低能态  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  是简并的, 即  $\omega_e = \omega_g$ 。当失谐量  $\Delta = \omega_i - \omega_e - \omega$  远大于耦合系数  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  时, 可绝热地消去(1)式哈密顿量中原子的高能态  $|i\rangle$ 。这时相互作用绘景中系统的有效哈密顿量可表为<sup>[20]</sup>

\* 福建省教委课题(JB02152, JA02168)、省自然科学基金(A0210014)资助课题。

E-mail: l-xiu@263.net

收稿日期: 2001-12-21; 收到修改稿日期: 2002-03-29

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

其中

$$g = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\Delta}, \quad \beta_1 = \frac{\lambda_1^2}{\Delta}, \quad \beta_2 = \frac{\lambda_2^2}{\Delta},$$

参量  $\beta_1$  和  $\beta_2$  分别为能级  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  强度依赖的斯塔克(Stark)移位,为了计算上的方便,取  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ , 则  $\beta_1 = \beta_2 = g$ .

假设腔场初始时制备成相干态  $|\alpha\rangle$ , 而原子通过一个经典场  $M$ , 使之制备在基态  $|g\rangle$ , 则整个系统的初态

$$|\psi(0)\rangle = |\alpha\rangle |g\rangle. \quad (3)$$

在相互作用绘景中,系统态矢满足如下薛定谔方程:

$$i \frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} = H_{\text{eff}} |\psi(t)\rangle, \quad (4)$$

Table 1. Interaction outcomes of a degenerate  $\Lambda$ -type three-level atom interacting with a single mode cavity-field through Raman process, which is initially prepared in the different states. (supposed that the interaction time  $\tau$  in such a way that  $g\tau = \pi/2$ )

initial state	atom	$ g\rangle$	$ g\rangle$	$ e\rangle$	$ e\rangle$
	cavity-field	$ \alpha\rangle +  -\alpha\rangle$	$ \alpha\rangle -  -\alpha\rangle$	$ \alpha\rangle +  -\alpha\rangle$	$ \alpha\rangle -  -\alpha\rangle$
outcome		$( \alpha\rangle +  -\alpha\rangle)  g\rangle$	$-( \alpha\rangle -  -\alpha\rangle)  e\rangle$	$( \alpha\rangle +  -\alpha\rangle)  e\rangle$	$-( \alpha\rangle -  -\alpha\rangle)  g\rangle$

### 3 量子态的隐形传送

如图 1 所示,假设量子态待传送的是由两个简并  $\Lambda$  型三能级原子  $A_1$  和  $A_2$  的两个低能态组成的任意纠缠态:

$$|\psi(A_1, A_2)\rangle = \sum_{i=0}^1 C_{p_{1i}, p_{2i}} |p_{1i}, p_{2i}\rangle = C_{e_1, e_2} |e_1, e_2\rangle + C_{e_1, g_2} |e_1, g_2\rangle + C_{g_1, e_2} |g_1, e_2\rangle + C_{g_1, g_2} |g_1, g_2\rangle,$$

其中  $C_{e_1, e_2}, C_{e_1, g_2}, C_{g_1, e_2}$  与  $C_{g_1, g_2}$  为未知的叠加系数, 满足

$$|C_{e_1, e_2}|^2 + |C_{e_1, g_2}|^2 + |C_{g_1, e_2}|^2 + |C_{g_1, g_2}|^2 = 1,$$

态矢  $|\psi(t)\rangle$  由下式给出:

$$|\psi(t = \tau)\rangle = \exp(-iH_{\text{eff}}t) |\psi(0)\rangle = \frac{1}{2} \{ [|\alpha\rangle + |\alpha \exp(2ig\tau)\rangle] |g\rangle - [|\alpha\rangle - |\alpha \exp(2ig\tau)\rangle] |e\rangle \}, \quad (5)$$

其中  $\tau$  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  $\tau$  满足下式:

$$g\tau = \pi/2. \quad (6)$$

这样(5)式可表示为

$$|\psi(\tau)\rangle = \frac{1}{2} [(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle) |g\rangle - (|\alpha\rangle - |-\alpha\rangle) |e\rangle]. \quad (7)$$

为了后面讨论问题的方便,表 1 给出不同的初态下,  $\Lambda$  型三能级原子与腔场发生拉曼相互作用的结果.

$|e_1\rangle, |g_1\rangle$  表示原子  $A_1$  的两个低能态,  $|e_2\rangle, |g_2\rangle$  表示原子  $A_2$  的两个低能态. 开始将两个腔场  $C_1$  和  $C_2$  制备成幅度很大的相干态  $|\alpha_1\rangle$  和  $|\alpha_2\rangle$ . 现在让另外两个简并  $\Lambda$  型三能级原子  $B_1$  和  $B_2$  分别注入腔  $C_1$  和  $C_2$ . 这两个原子  $B_1$  和  $B_2$  初始都处于  $|e\rangle$  态. 对相互作用时间  $\tau_{B_1}$  和  $\tau_{B_2}$  进行选择, 使  $g\tau_{B_1} = \pi/2, g\tau_{B_2} = \pi/2$ , 可得到

$$|\psi(C_1, B_1)\rangle = \frac{1}{2} [(|\alpha_{C_1}\rangle + |-\alpha_{C_1}\rangle) |e_{B_1}\rangle - (|\alpha_{C_1}\rangle - |-\alpha_{C_1}\rangle) |g_{B_1}\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\alpha_{C_1}^+, e_{B_1}\rangle - |\alpha_{C_1}^-, g_{B_1}\rangle),$$

$$|\psi(C_2, B_2)\rangle = \frac{1}{2} [(|\alpha_{C_2}\rangle + |-\alpha_{C_2}\rangle) |e_{B_2}\rangle -$$

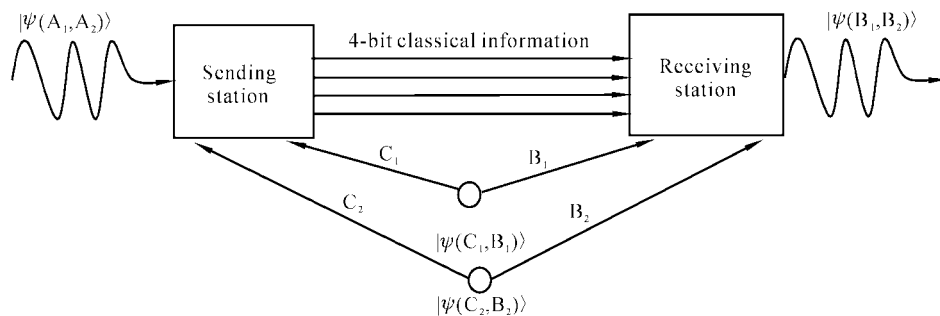


Fig. 1 Sketch of set up on teleporting two-qubit unknown quantum state of  $\Lambda$ -type three-level atom

$$\begin{aligned} & (|a_{C_2}\rangle - | -a_{C_2}\rangle) |g_{B_2}\rangle] = \\ & \frac{1}{\sqrt{2}} (|a_{C_2}^+, e_{B_2}\rangle - |a_{C_2}, g_{B_2}\rangle), \end{aligned}$$

$$\text{其中 } |a_{C_i}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|a_{C_i}\rangle + | -a_{C_i}\rangle),$$

$$|a_{C_i}^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|a_{C_i}\rangle - | -a_{C_i}\rangle), \quad i = 1, 2.$$

当幅度很大, 即  $|a_{C_i}|^2 \gg 1$  的情况下, 相干态  $|a_{C_i}\rangle$  和  $| -a_{C_i}\rangle$  是近似正交的, 即  $\langle a_{C_i} | -a_{C_i} \rangle \approx 0$ , 所以  $|a_{C_i}^+\rangle$  与  $|a_{C_i}^-\rangle$  也是近似正交的, 即  $\langle a_{C_i}^+ | a_{C_i}^+ \rangle \approx 0$ .  $|\psi(C_i, B_i)\rangle$  是最大纠缠态. 这时, 态  $|\psi(A_1, A_2)\rangle$  与  $|\psi(C_1, B_1)\rangle, |\psi(C_2, B_2)\rangle$  的直积可展开为

$$\begin{aligned} |\psi(A_1, A_2, C_1, C_2, B_1, B_2)\rangle &= \frac{1}{2} \sum_{i=0}^1 C_{p_{1i}, p_{2i}} |p_{1i}, p_{2i}\rangle \times \\ & (|a_{C_1}^+, a_{C_2}^+, e_{B_1}, e_{B_2}\rangle - |a_{C_1}^+, a_{C_2}^-, e_{B_1}, g_{B_2}\rangle - |a_{C_1}^-, a_{C_2}^+, g_{B_1}, e_{B_2}\rangle + |a_{C_1}^-, a_{C_2}^-, g_{B_1}, g_{B_2}\rangle) = \\ & \sum_{j_1, j_2=0}^1 [ |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle (C_{e_1, e_2} |e_{B_1}, e_{B_2}\rangle - C_{e_1, g_2} e^{i\pi j_2} |e_{B_1}, g_{B_2}\rangle - C_{g_1, e_2} e^{i\pi j_1} |g_{B_1}, e_{B_2}\rangle + \\ & C_{g_1, g_2} e^{i\pi(j_1+j_2)} |g_{B_1}, g_{B_2}\rangle) - |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle (C_{e_1, e_2} |e_{B_1}, g_{B_2}\rangle - C_{e_1, g_2} e^{i\pi j_2} |e_{B_1}, e_{B_2}\rangle - \\ & C_{g_1, e_2} e^{i\pi j_1} |g_{B_1}, g_{B_2}\rangle + C_{g_1, g_2} e^{i\pi(j_1+j_2)} |g_{B_1}, e_{B_2}\rangle) - |\psi_{j_1, j_2, g_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle (C_{e_1, e_2} |g_{B_1}, e_{B_2}\rangle - \\ & C_{e_1, g_2} e^{i\pi j_2} |g_{B_1}, g_{B_2}\rangle - C_{g_1, e_2} e^{i\pi j_1} |e_{B_1}, e_{B_2}\rangle + C_{g_1, g_2} e^{i\pi(j_1+j_2)} |e_{B_1}, g_{B_2}\rangle) + |\psi_{j_1, j_2, g_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle \\ & (C_{e_1, e_2} |g_{B_1}, g_{B_2}\rangle - C_{e_1, g_2} e^{i\pi j_2} |g_{B_1}, e_{B_2}\rangle - C_{g_1, e_2} e^{i\pi j_1} |e_{B_1}, g_{B_2}\rangle + C_{g_1, g_2} e^{i\pi(j_1+j_2)} |e_{B_1}, e_{B_2}\rangle) ] \end{aligned}$$

其中  $|\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle, |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle, |\psi_{j_1, j_2, g_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle$  与  $|\psi_{j_1, j_2, g_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle$  为原子与腔模所构成系统的贝尔(Bell)基:

$$\begin{aligned} |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle &= \\ & \frac{1}{2} (|e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi j_2} |e_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi j_1} |g_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi(j_1+j_2)} |g_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle), \\ |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle &= \\ & \frac{1}{2} (|e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^-\rangle + e^{i\pi j_2} |e_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi j_1} |g_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^-\rangle + e^{i\pi(j_1+j_2)} |g_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^+\rangle), \\ |\psi_{j_1, j_2, g_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle &= \\ & \frac{1}{2} (|e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi j_2} |e_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi j_1} |g_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi(j_1+j_2)} |g_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^-\rangle), \\ |\psi_{j_1, j_2, g_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle &= \\ & \frac{1}{2} (|e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^-\rangle + e^{i\pi j_2} |e_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi j_1} |g_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^-\rangle + e^{i\pi(j_1+j_2)} |g_{A_1}, g_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle). \end{aligned}$$

现在将原子  $A_1, A_2$  注入腔中, 对相互作用时间  $\tau_{A_1}$  和  $\tau_{A_2}$  进行选择, 使  $g\tau_{A_1} = \pi/2, g\tau_{A_2} = \pi/2$ , 这时, 16 个贝尔基演化为

$$\begin{aligned} |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, e_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle &\rightarrow \\ & \frac{1}{2} (|e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^+\rangle - e^{i\pi j_2} |e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^+, a_{C_2}^-\rangle - e^{i\pi j_1} |e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^+\rangle + e^{i\pi(j_1+j_2)} |e_{A_1}, e_{A_2}, a_{C_1}^-, a_{C_2}^-\rangle) = \\ & \begin{cases} |e_{A_1}\rangle |e_{A_2}\rangle | -a_{C_1}\rangle | -a_{C_2}\rangle & (j_1 = 0, j_2 = 0), \\ |e_{A_1}\rangle |e_{A_2}\rangle |a_{C_1}\rangle | -a_{C_2}\rangle & (j_1 = 1, j_2 = 0), \\ |e_{A_1}\rangle |e_{A_2}\rangle | -a_{C_1}\rangle |a_{C_2}\rangle & (j_1 = 0, j_2 = 1), \\ |e_{A_1}\rangle |e_{A_2}\rangle |a_{C_1}\rangle |a_{C_2}\rangle & (j_1 = 1, j_2 = 1), \end{cases} \\ |\psi_{j_1, j_2, e_{A_1}, g_{A_2}}(A_1, A_2, C_1, C_2)\rangle &\rightarrow \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} ( - | e_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}^+, \alpha_{C_2}^- \rangle + e^{i\pi j_2} | e_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}^+, \alpha_{C_2}^+ \rangle + e^{i\pi j_1} | e_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}^-, \alpha_{C_2}^- \rangle - e^{i\pi(j_1+j_2)} | e_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}^-, \alpha_{C_2}^+ \rangle ) = \\
& \begin{cases} | e_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | -\alpha_{C_1} \rangle | -\alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 0, j_2 = 0), \\ | e_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | \alpha_{C_1} \rangle | -\alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 1, j_2 = 0), \\ - | e_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | -\alpha_{C_1} \rangle | \alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 0, j_2 = 1), \\ - | e_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | \alpha_{C_1} \rangle | \alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 1, j_2 = 1), \end{cases} \\
& | \psi_{j_1, j_2, \varepsilon_{A_1}, \varepsilon_{A_2}} (A_1, A_2, C_1, C_2) \rangle \rightarrow \\
& \frac{1}{2} ( - | g_{A_1}, e_{A_2}, \alpha_{C_1}, \alpha_{C_2}^+ \rangle + e^{i\pi j_2} | g_{A_1}, e_{A_2}, \alpha_{C_1}, \alpha_{C_2} \rangle + e^{i\pi j_1} | g_{A_1}, e_{A_2}, \alpha_{C_1}^+, \alpha_{C_2}^+ \rangle - e^{i\pi(j_1+j_2)} | g_{A_1}, e_{A_2}, \alpha_{C_1}^+, \alpha_{C_2} \rangle ) = \\
& \begin{cases} | g_{A_1} \rangle | e_{A_2} \rangle | -\alpha_{C_1} \rangle | -\alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 0, j_2 = 0), \\ - | g_{A_1} \rangle | e_{A_2} \rangle | \alpha_{C_1} \rangle | -\alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 1, j_2 = 0), \\ | g_{A_1} \rangle | e_{A_2} \rangle | -\alpha_{C_1} \rangle | \alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 0, j_2 = 1), \\ - | g_{A_1} \rangle | e_{A_2} \rangle | \alpha_{C_1} \rangle | \alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 1, j_2 = 1), \end{cases} \\
& | \psi_{j_1, j_2, \varepsilon_{A_1}, \varepsilon_{A_2}} (A_1, A_2, C_1, C_2) \rangle \rightarrow \\
& \frac{1}{2} ( | g_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}, \alpha_{C_2} \rangle - e^{i\pi j_2} | g_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}, \alpha_{C_2}^+ \rangle - e^{i\pi j_1} | g_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}^+, \alpha_{C_2} \rangle + e^{i\pi(j_1+j_2)} | g_{A_1}, g_{A_2}, \alpha_{C_1}^+, \alpha_{C_2}^+ \rangle ) = \\
& \begin{cases} | g_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | -\alpha_{C_1} \rangle | -\alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 0, j_2 = 0), \\ - | g_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | \alpha_{C_1} \rangle | -\alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 1, j_2 = 0), \\ - | g_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | -\alpha_{C_1} \rangle | \alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 0, j_2 = 1), \\ - | g_{A_1} \rangle | g_{A_2} \rangle | \alpha_{C_1} \rangle | \alpha_{C_2} \rangle & (j_1 = 1, j_2 = 1). \end{cases}
\end{aligned}$$

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<sup>[4,21]</sup>对腔场进行探测。这样, 通过对原子  $A_1$ 、 $A_2$  和腔场  $C_1$ 、 $C_2$  探测可实现对原子  $A_1$ 、 $A_2$  与腔模所构成系统的贝尔基的探测。测得结果, 原子  $B_1$ 、 $B_2$  将坍缩到相应的纠缠态。这个态与原子  $A_1$ 、 $A_2$  的初态相差么正变换。将对原子  $A_1$ 、 $A_2$  与腔场  $C_1$ 、 $C_2$  的联合探测结果通过一经典信道告诉原子  $B_1$ 、 $B_2$  的观察者。他能够对原子  $B_1$ 、 $B_2$  作相应的么正变换, 使原子  $B_1$ 、 $B_2$  处于原子  $A_1$ 、 $A_2$  的初态, 这样发送者就成功地未知信息传送给了接收者。

**讨论** 本文利用简并  $\Lambda$  型三能级原子与单模相干态腔场的拉曼相互作用实现两比特未知原子态的隐形传送。首先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<sup>[22]</sup>, 且为了实现贝尔基的探测无须借助别的原子; 方案中只需用两个腔场, 步骤少; 此外, 由于利用了简并的  $\Lambda$  型三能级原子的两个低能态的叠加态做为待传送的量子态, 这样, 在量子态的传送过程中原子的自发发射可得到抑制。因而, 原子的相干性可得到较

好的保持。同时, 此方案可推广至隐形传送多比特的未知原子态, 这时需要  $N$  个两粒子纠缠态作为量子信道。

总之, 利用  $\Lambda$  型三能级原子与相干态腔场的拉曼相互作用, 在较简单的条件下, 即可实现两比特未知原子态的隐形传送。

### 参 考 文 献

- 1 Bennett C H, Brassard G, Mermin N D. Quantum cryptography without Bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(5):557~559
- 2 Cirac J I, Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(20):4091~4094
- 3 Bennett C H, Brassard G, Crepeau C *et al.*. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(13):1895~1899
- 4 Brune M, Haroche S, Raimond J M *et al.*. Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling: quantum non-demolition measurements and generation of "Schrödinger cat" states. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45**(7):5193~5214
- 5 Davidovich L, Malli A, Brune M *et al.*. Quantum switches and nonlocal microwave fields. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**

- (15):2360~2363
- 6 Davidovich L, Zagury N, Brune M *et al.*. Teleportation of an atomic state between two cavities using nonlocal microwave fields. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **50**(2):R895~R898
- 7 Cirac J I, Parkins A S. Schemes for atomic-state teleportation. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **50**(6):R4441~R4444
- 8 Zheng S B. Teleportation of atomic states via resonant atom-field interaction. *J. Mod. Opt.*, 1999, **167**(5):111~113
- 9 Moussa M H Y. Teleportation with identity interchange of quantum states. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **55**(5):R3287~R3290
- 10 Zheng S B, Guo G C. Teleportation of an unknown atomic state through the Raman atom-cavity-field interaction. *Phys. Lett. (A)*, 1997, **232**(6):171~174
- 11 Vaidman L, Yoran N. Methods for reliable teleportation. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(1):116~125
- 12 Linden N, Popescu S. Bound entanglement and teleportation. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(1):137~140
- 13 Lin X, Li H C. Teleporting an unknown atomic state via a V-type atom interacting with a cavity-field through Raman process. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(12):1451~1453
- 14 Karlson A, Bourennane M. Quantum teleportation using three-particle entanglement. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **58**(6):4394~4400
- 15 Moussa M H Y. Teleportation of a cavity-radiation-field state; An alternative scheme. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **54**(6):4661~4669
- 16 Zubairy M S. Quantum teleportation of a field state. *Phys. Rev. (A)* 1998, **58**(6):4368~4372
- 17 Koniroczyk M, Janszky J, Kis Z. Photon number teleportation. *Phys. Lett. (A)*, 1999, **256**(5~6):334~338
- 18 Lin X, Li H C. Teleporting a Fock superposition state of the cavity field via the Jaynes-Cummings model of a Raman type. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 2001, **30**(4):403~405
- 19 Guo G C. *Quantum Optics* (量子光学). Beijing: Higher Education Press, 1990. 276~285
- 20 Xu L, Zhang Z M. Modified effective Hamiltonian for the degenerate Raman-coupled model. *Phys. (B)*, 1994, **95**(4):507~510
- 21 Gerry C C. Preparation of a four-atom Greenberger-Horne-Zeilinger state. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(6):4591~4593
- 22 Sargent III M, Scully M O, Lamb W E. Jr. *Laser Physics*. Morocco: Addison-Wesley, 1974. 249~270

## Teleportation of a Two-Qubit Atomic State Through the Raman Atom-Cavity-Field Interaction

Lin Xiu Li Hongcai

(Department of Physics, Fujian Normal University, Fuzhou 350007)

(Received 21 December 2001; revised 29 March 2002)

**Abstract:** Realizing the teleportation of a quantum state, specially the teleportation of a many-qubit quantum state, is of great importance in quantum information. A scheme of teleporting a two-qubit unknown atomic state is proposed. In this scheme, two pairs of entangled states are used as quantum channel instead of using a three-particle entangled state. And this scheme can also be generalized for the teleportation of the  $N$ -qubit atomic state.

**Key words:** quantum optics; teleportation; entangled state; the Raman interaction; Jaynes-Cummings model