

文章编号: 0253-2239(2007)08-1508-5

利用多光子相互作用实现量子信息传递^{*}

王菊霞^{1,2} 杨志勇¹ 安毓英¹

(¹ 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071
² 渭南师范学院物理系量子光学与光子学研究所, 渭南 714000)

摘要: 利用全量子理论,研究了多原子-腔场系统中多光子相互作用的过程,给出了不同情况下系统的一般演化式,发现利用此过程可实现量子纠缠信息的传递;只要控制腔场与原子相互作用的时间即原子以特定速度通过腔场时,处于基态的原子与存储纠缠信息的腔场相互作用的结果使原子获得量子纠缠信息;相反,纠缠原子中的量子纠缠信息也可传递给处于真空态的腔场;基态原子作为“飞行的量子比特”还可将量子纠缠信息从一个腔场传递到另一个腔场。该结论适应于讨论任意多个原子-腔场系统中任意多个光子相互作用的普遍情形。

关键词: 量子光学;量子信息传递;全量子理论;多原子-腔场系统;多光子相互作用

中图分类号: O431 文献标识码: A

Quantum Information Transfer Via Multi-Photon Interaction

Wang Juxia^{1,2} Yang Zhiyong¹ An Yuying¹

(¹ School of Technical Physics, Xidian University, Xian 710071
² Institute of Quantum Optics and Photonics, Physics Department, Normal Teachers University, Weinan 714000)

Abstract: According to the complete quantum theory, the process of multi-photon interaction in the multi-atom-cavity system was studied. The universal evolution equations of the system were shown under different states. It is found that the quantum entanglement information can be transferred by using the interaction process. When the time of atoms interacting with cavities is controlled, namely, the atoms pass the cavity field with special speeds, the quantum entanglement information can be obtained via ground state atoms interacting with the cavity field carrying entanglement information, whereas the quantum entanglement information stored in the atoms can also be transferred to the cavity field of vacuum state. And the ground atoms as “flying qubit” can transmit the quantum entanglement information from a cavity field to another. The conclusions mentioned above are fit for the interaction among photons.

Key words: quantum optics; quantum information transfer; complete quantum theory; multi-atom-cavity system; multi-photon interaction

1 引 言

光场与二能级原子相互作用的 Jaynes-Cummings(J-C)模型是量子光学中少数精确可解的模型之一^[1]。在这样的系统中发现许多非经典的效应,如光场压缩态^[2~4],光子的亚泊松分布等^[5,6]。同时 Jaynes-Cummings 模型也出现了许多新形式,如兼并多光子^[7]和缀饰多光子^[8]等广义 Jaynes-

Cummings 模型揭示了大量的物理规律,丰富了人们对光与物质相互作用的认识。近年来,人们把原子和光子作为量子信息的携带者,并利用其非经典的方法进行量子信息的储存和处理^[9~15],特别是利用原子与光场的相互作用对量子信息进行各种处理,鉴于绝大部分光学实验过程中同时包含单光子、双光子以及多光子相互作用,那么考虑多光子相互

^{*} 陕西省自然科学基金(2004A19,2001SL04)、陕西省科技攻关项目(2002K05-G9)和渭南师院重点科研基金(06YKF012)资助课题。

作者简介:王菊霞(1965—),女,陕西合阳人,博士研究生,主要从事量子光学、量子信息学等方面的研究。

E-mail: wnwjx@tom.com

导师简介:安毓英(1941—),西安电子科大教授,博士生导师,主要从事量子光学、光电子技术等方面的研究。

E-mail: anyu1941@126.com

收稿日期:2006-12-15;收到修改稿日期:2007-01-29

作用更接近于实际工程,所以 N 光子相互作用的哈密顿量不是单纯的理论设想,有必要进一步探讨其相互作用过程。虽然 N 粒子纠缠态在实验上制备比较困难,但已有实验上实现较少自由度纠缠态的报道^[16~18],且理论上也提出了制备多粒子纠缠态的方案^[19,20]。本文在文献[9]的基础上,讨论了利用多个原子与多个腔场的多光子相互作用,实现了原子与腔场之间以及不同腔场之间的量子纠缠信息传递,并由此揭示出一系列不同于现有报道且具有一般规律性的结论。

2 模型及其精确解

如图1所示,原子和腔场组成的物理系统^[9]:

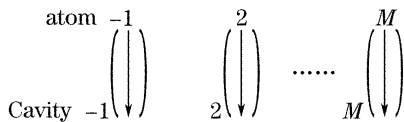


图1 M 个二能级原子和 M 个腔场组成的系统

Fig. 1 A system consisting of M two-level atoms and M cavity fields

M 个可运动的二能级原子一一对应地穿过 M 个腔场。考虑每个原子与其腔场发生多光子共振相互作用,在相互作用绘景中,该系统的相互作用哈密顿量可写为(取 $\hbar=1$):

$$H_1 = \sum_{j=1}^M H_j = \sum_{j=1}^M \lambda_j [|e_j\rangle \langle g_j| a_j^{N_j} + a_j^{+N_j} |g_j\rangle \langle e_j|], \quad (1)$$

式中下标 j ($j=1,2,\dots,M$) 均表示第 j 个腔场的相关参量, λ_j 为原子与光场之间的耦合强度,为了简便起见,在此取 $\lambda_j = \lambda$; N_j 为参与相互作用的光子数; $|e_j\rangle, \langle g_j|$ 分别为原子的激发态和基态; a_j (a_j^+) 为光子的湮没(产生)算符。若原子和腔场的初始态分别为 $|\psi_a(0)\rangle, |\psi_f(0)\rangle$ 即系统的初态为 $|\psi(0)\rangle = |\psi_a(0)\rangle |\psi_f(0)\rangle$, 那么任意时刻系统的态矢量为 $|\psi(t)\rangle = u(t) |\psi(0)\rangle = \prod_{j=1}^M u_j(t) |\psi(0)\rangle$, 其中 $u_j(t)$ 为第 j 个二能级原子与第 j 个腔场多光子相互作用的时间演化算符,计算可得

$$u_j(t) = \begin{bmatrix} \cos(\lambda t \sqrt{a^N a^{+N}}) & -i \frac{a^N \sin(\lambda t \sqrt{a^N a^{+N}})}{\sqrt{a^N a^{+N}}} \\ -i \frac{a^{+N} \sin(\lambda t \sqrt{a^N a^{+N}})}{\sqrt{a^N a^{+N}}} & \cos(\lambda t \sqrt{a^N a^{+N}}) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

假设 $M=2$, 即含两个子系统时,初始光场和原子分别处于一般光子数态和基态: $|\psi_f(0)\rangle_2 = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle; |\psi_a(0)\rangle_2 = |g_2 g_2\rangle$ 时,可求得任意时刻系统的演化式为

$$|\psi^{(g)}(t)\rangle_2 = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} F_{n_1, n_2} [-s_1 s_2 |e_1 e_2, n_1 - N_1, n_2 - N_2\rangle - i s_1 c_2 |e_1 g_2, n_1 - N_1, n_2\rangle - i c_1 s_2 |g_1 e_2, n_1, n_2 - N_2\rangle + c_1 c_2 |g_1 g_2, n_1, n_2\rangle], \quad (3)$$

式中 $s_j = \sin[\lambda t \sqrt{n_j(n_j-1)\dots(n_j-N_j+1)}]; c_j = \cos[\lambda t \sqrt{n_j(n_j-1)\dots(n_j-N_j+1)}]$ ($j=1,2$)。

那么将其推广到任意 M 个子系统构成的大系统时,若腔场初始处于一般态 $|\psi_f(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2, \dots, n_M} F_{n_1, n_2, \dots, n_M} |n_1, n_2, \dots, n_M\rangle$ ($|n_j\rangle$ 表示光子数态); 而原子初始处于基态 $|\psi_a(0)\rangle = |g_1 g_2 \dots g_M\rangle$ 时,通过寻找规律,可归纳出系统态矢量演化过程的一般性表式为

$$|\psi^{(g)}(t)\rangle = \sum_{n_1 n_2 \dots n_M} F_{n_1 n_2 \dots n_M} \left\{ \sum_{k=0}^{2^M-1} [(-i)^L m_k(s_j, c_j) |m_k(e_j, g_j), m_k(n_j - N_j, n_j)\rangle] \right\}, \quad (4)$$

$(j=1,2,\dots,M)$

(4) 式内层共包含 2^M 个项。其中 $m_k(e_j, g_j)$ 类似于逻辑代数中最小项的定义(在此也称其为最小项): 对于 M 对变量 (e_j, g_j) ($j=1,2,\dots,M$), $m_k(e_j, g_j)$ 为包含 M 个因子的乘积项,每个因子均以 e_j 或 g_j 的形式出现,但不能重复, $2M$ 个变量中如何选定 M 个变量由编号决定,从左向右每个因子下标 j 的取值从 1 开始且依次递增, M 对变量的最小项共有 2^M 个; 编号 k ($k=0,1,2,\dots,2^M-1$) 的确定方法是: 令 $e=1, g=0$ 时二进制组合对应的十进制数。例如,对于两对变量 ($M=2$) 共有 4 个最小项: $m_0(e_j, g_j) = g_1 g_2, m_1(e_j, g_j) = g_1 e_2,$

$m_2(e_j, g_j) = e_1 g_2, m_3(e_j, g_j) = e_1 e_2$ 。同理, 当 $M = 3$ 时, 有 8 个最小项: $\cdots m_6(e_j, g_j) = e_1 e_2 g_3, m_7(e_j, g_j) = e_1 e_2 e_3$; 当 $m_k(e_j, g_j)$ 确定后, $m_k(s_j, c_j)$ 和 $m_k(n_j - N_j, n_j)$ 可与之对应写出, 例: $M = 2$ 时, $m_0(s_j, c_j) = c_1 c_2, m_0(n_j - N_j, n_j) = n_1 n_2$, 另外, 还需确定 L 值, L 为 $m_k(s_j, c_j)$ 中所含 S 的个数。

当原子初始处于激发态 $|\psi_a(0)\rangle = |e_1 e_2 e_3 \cdots e_M\rangle$ 时, 同样可求出系统态矢的演化式为

$$|\psi^{(e)}(t)\rangle = \sum_{n_1 n_2 \cdots n_M} F_{n_1 n_2 \cdots n_M} \left[\sum_{k=0}^{2^M-1} c'_1 c'_2 \cdots c'_M |e_1 e_2 \cdots e_M, n_1 n_2 \cdots n_M\rangle + \cdots + (-i)^M s'_1 s'_2 \cdots s'_M |g_1 g_2 \cdots g_M, n_1 + N_1, n_2 + N_2, \cdots, n_M + N_M\rangle \right], \quad (5)$$

其中 $s'_j = \sin[\lambda t \sqrt{(n_j + N_j)(n_j + N_j - 1) \cdots (n_j + 1)}]$, $c'_j = \cos[\lambda t \sqrt{(n_j + N_j)(n_j + N_j - 1) \cdots (n_j + 1)}]$ ($j = 1, 2, \cdots, M$)。类似于(4)式可总结其一般性表达式为

$$|\psi^{(e)}(t)\rangle = \sum_{n_1 n_2 \cdots n_M} F_{n_1 n_2 \cdots n_M} \left[\sum_{k=0}^{2^M-1} (-i)^L m_k(c'_j, s'_j) |m_k(e_j, g_j), m_k(n_j, n_j + N_j)\rangle \right], \quad (j = 1, 2, \cdots, M) \quad (6)$$

在此基础上, 可进一步求得原子初态处于基态与激发态的任意组合: $|\psi_a(0)\rangle = |e_1(g_1), e_2(g_2), e_3(g_3), \cdots, e_M(g_M)\rangle$ 时系统的一般演化式:

$$|\psi^{(e,g)}(t)\rangle = \sum_{n_1 n_2 \cdots n_M} F_{n_1 n_2 \cdots n_M} \left\{ \sum_{k=0}^{2^M-1} \{(-i)^{L'} m_k[c'_j(s_j), s'_j(c_j)] |m_k(e_j, g_j), m_k[n_j(n_j - N_j), (n_j + N_j)(n_j)]\rangle \} \right\}, \quad (7)$$

式中 L' 为 $m_k[c'_j(s_j), s'_j(c_j)]$ 中所含 s_j 和 s'_j 的个数, 且 $m_k[c'_j(s_j), s'_j(c_j)]$ 和 $m_k[n_j(n_j - N_j), (n_j + N_j)(n_j)]$ 由 $|\psi_a(0)\rangle$ 和 $m_k(e_j, g_j)$ 共同决定, 其对应关系如表 1 所示。

表 1 (7)式中不同最小项因子的对应关系

Table 1 Corresponding relation of the different minimum term factors in Eq. (7)

$ \psi_a(0)\rangle \rightarrow m_k(e_j, g_j)$	$m_k[c'_j(s_j), s'_j(c_j)]$	$m_k[n_j(n_j - N_j), (n_j + N_j)(n_j)]$
$e_j \rightarrow e_j$	c'_j	n_j
$e_j \rightarrow g_j$	s'_j	$n_j + N_j$
$g_j \rightarrow e_j$	s_j	$n_j - N_j$
$g_j \rightarrow g_j$	c_j	n_j

例 $|\psi_a(0)\rangle = |g_1 e_2 e_3 g_4\rangle$, $|\psi_i(0)\rangle = \sum_{n_1 n_2 n_3 n_4} F_{n_1 n_2 n_3 n_4} |n_1 n_2 n_3 n_4\rangle$ 对应的一般演化式为

$$|\psi^{(e,g)}(t)\rangle = \sum_{n_1 n_2 n_3 n_4} F_{n_1 n_2 n_3 n_4} \left\{ \sum_{k=0}^{15} \{(-i)^m m_k[c'_j(s_j), s'_j(c_j)] |m_k(e_j, g_j), m_k[n_j(n_j - N_j), (n_j + N_j)(n_j)]\rangle \} = \sum_{n_1 n_2 n_3 n_4} F_{n_1 n_2 n_3 n_4} [-s_1 c'_2 c'_3 s_4 |e_1 e_2 e_3 e_4, n_1 - N_1, n_2, n_3, n_4 - N_4\rangle - is_1 c'_2 c'_3 c_4 |e_1 e_2 e_3 g_4, n_1 - N_1, n_2, n_3, n_4\rangle + is_1 c'_2 s'_3 s_4 |e_1 e_2 g_3 e_4, n_1 - N_1, n_2, n_3 + N_3, n_4 - N_4\rangle - s_1 c'_2 s'_3 c_4 |e_1 e_2 g_3 g_4, n_1 - N_1, n_2, n_3 + N_3, n_4\rangle + is_1 s'_2 c'_3 s_4 |e_1 g_2 e_3 e_4, n_1 - N_1, n_2 + N_2, n_3, n_4 - N_4\rangle - s_1 s'_2 c'_3 c_4 |e_1 g_2 e_3 g_4, n_1 - N_1, n_2 + N_2, n_3, n_4\rangle + s_1 s'_2 s'_3 s_4 |e_1 g_2 g_3 e_4, n_1 - N_1, n_2 + N_2, n_3 + N_3, n_4 - N_4\rangle + is_1 s'_2 s'_3 c_4 |e_1 g_2 g_3 g_4, n_1 - N_1, n_2 + N_2, n_3 + N_3, n_4\rangle - ic_1 c'_2 c'_3 s_4 |g_1 e_2 e_3 e_4, n_1, n_2, n_3, n_4 - N_4\rangle + c_1 c'_2 c'_3 c_4 |g_1 e_2 e_3 g_4, n_1, n_2, n_3, n_4\rangle - c_1 c'_2 c'_3 s_4 |g_1 e_2 g_3 e_4, n_1, n_2, n_3 + N_3, n_4 - N_4\rangle - ic_1 c'_2 s'_3 c_4 |g_1 e_2 g_3 g_4, n_1, n_2, n_3 + N_3, n_4\rangle - c_1 s'_2 c'_3 s_4 |g_1 g_2 e_3 e_4, n_1, n_2 + N_2, n_3, n_4 - N_4\rangle - ic_1 s'_2 c'_3 c_4 |g_1 g_2 e_3 g_4, n_1, n_2 + N_2, n_3, n_4\rangle + ic_1 s'_2 s'_3 s_4 |g_1 g_2 g_3 e_4, n_1, n_2 + N_2, n_3 + N_3, n_4 - N_4\rangle - c_1 s'_2 s'_3 c_4 |g_1 g_2 g_3 g_4, n_1, n_2 + N_2, n_3 + N_3, n_4\rangle], \quad (8)$$

3 量子信息传递

3.1 从腔场到原子的传递

假设腔场初始处于纠缠态: $|\psi_f(0)\rangle = k_1 |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle + k_2 |N_1 N_2 N_3 \cdots N_M\rangle$, 使 M 个处于基态的原子 $|\psi_a(0)\rangle = |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle$ 在时间 $t = 0$ 时进入腔场, t_1 时刻离开腔场, 通过控制原子的运动速度使 $t_1 = \pi/(2\lambda \sqrt{N_j!})$, 那么根据(4)式可求得 $t > 0$ 的任意时刻系统的演化式:

$$|\psi^{(g)}(t_1)\rangle = [k_1 |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle + (-i)^M k_2 |e_1 e_2 e_3 \cdots e_M\rangle] |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle, \quad (9)$$

同理 $|\psi_f(0)\rangle = k_1 |N_1 0_2 0_3 N_4 N_5\rangle + k_2 |0_1 0_2 N_3 0_4 N_5\rangle$ 时

$$|\psi^{(g)}(t_1)\rangle = (ik_1 |e_1 g_2 g_3 e_4 e_5\rangle - k_2 |g_1 g_2 e_3 g_4 e_5\rangle) |0_1 0_2 0_3 0_4 0_5\rangle, \quad (10)$$

由(9)式、(10)式显然可见, 初始存储于腔场中的量子信息只要控制原子通过腔场的时间, 除了相位因子外的量子信息全部传递给了原子。而且(9)式、(10)两式仅给出初始光场为两项叠加的特殊情况, 实质上, (7)式包含了初始光场为任意多项叠加的腔场与任意多个原子相互作用的更一般情形。

3.2 从原子到腔场的传递

假设初始量子纠缠信息存储于原子中 $|\psi_a(0)\rangle = k_1 |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle + k_2 |e_1 e_2 e_3 \cdots e_M\rangle$, 而腔场处于真空态 $|\psi_f(0)\rangle = |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle$, 那么只要控制原子通过腔场的速度 $t_1 = \pi/(2\lambda \sqrt{N_j!})$, 根据(7)式可求得

$$|\psi^{(e,g)}(t)\rangle = (k_1 |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle + (-i)^M k_2 |N_1 N_2 N_3 \cdots N_M\rangle) |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle, \quad (11)$$

另外, 当初态为非纯基态与非纯激发态叠加时, 例 $|\psi_a(0)\rangle = k_1 |e_1 g_2 g_3 g_4 g_5\rangle + k_2 |g_1 g_2 e_3 e_4 g_5\rangle$, 可求得

$$|\psi^{(e,g)}(t)\rangle = (-ik_1 |N_1 0_2 0_3 0_4 0_5\rangle - k_2 |0_1 0_2 0_3 N_4 0_5\rangle) |g_1 g_2 g_3 g_4 g_5\rangle, \quad (12)$$

由(11)式、(12)式看出, 初始存储于原子中的量子信息除相位因子外全部传递给了腔场。(11)式亦可推广到任意多个腔场任意多项叠加的情形。

3.3 两组腔之间的量子信息传递

系统由两组腔 Q_1, Q_2 及 M 个处于基态的原子组成, 如图 2 所示。 M 个原子分别穿过两组腔 Q_1 和 Q_2 , 假设量子信息初始存储于第一组腔 Q_1 中, $|\psi_f^{Q_1}(0)\rangle = a_0 |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle + a_1 |N_1 N_2 N_3 \cdots N_M\rangle$, 而第二组腔初始处于真空态 $|\psi_f^{Q_2}(0)\rangle = |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle$, 控制原子经过腔场的时间 $\pi/(2\lambda \sqrt{N_j!})$, 而腔外状态保持不变, 那么量子信息传递过程可简化为

$$\begin{aligned} & |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle (a_0 |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle + a_1 |N_1 N_2 N_3 \cdots N_M\rangle)^{Q_1} |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle^{Q_2} \rightarrow \\ & |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle^{Q_1} (a_0 |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle + (-i)^M a_1 |e_1 e_2 e_3 \cdots e_M\rangle) |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle^{Q_2} \rightarrow \\ & |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle^{Q_1} (a_0 |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_M\rangle + (-i)^M a_1 |N_1 N_2 N_3 \cdots N_M\rangle)^{Q_2} |g_1 g_2 g_3 \cdots g_M\rangle, \end{aligned} \quad (13)$$

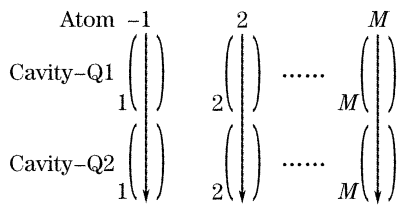


图 2 M 个二能级原子和两组 $2M$ 个腔场组成的系统

Fig. 2 A system consisting of M two-level atoms and two pairs of $2M$ cavity fields

(13)式反映了整个过程结束后原子的状态没有改变, 而它把处于腔 Q_1 的量子纠缠信息传递给了腔 Q_2 , 原子扮演“运输工”的角色, 实现了量子信息传递的目的。上述过程中, Q_1 中的纠缠信息可以是真空态 $|0_j\rangle$ 与多光子数态 $|N_j\rangle$ 的任意组合态的任意项叠加, 从而可方便地写出更一般传递过程。

如果仅仅考虑纯态并令 $N_1 = N_2 = N_3 = \cdots =$

$N_M = 1$ 时则结论过渡到文献[9]的特殊情况。

4 结 论

讨论了多个原子分别与多个腔场的多光子相互作用过程。给出了不同情况下系统态矢的一般性演化式, 结果表明, 当初始量子信息存储于腔场, 即初始腔场处于真空态和多光子数态的任意组合态的任意多项叠加态, 控制基态原子分别与腔场多光子相互作用的时间, 就会使光场恢复为真空态, 而原子处于相应的叠加态, 即可实现除了相位因子的全部量子信息从腔场传递给原子的目的。相反, 初始原子处于基态与激发态任意组合态的任意多项叠加态, 而腔场处于真空态时, 可实现除了相位因子外的全部信息从原子传递给腔场的目的; 在此基础上, 处于基态的原子作为运输工具, 能将存储于一组腔中的

量子信息除了相位因子外全部传递给另一组腔。本文结论适应于讨论任意多个原子与任意多个腔场之间的任意多光子相互作用的一般情况。

参 考 文 献

- 1 E. T. Jaynes, F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser [J]. *Proc. IEEE*, 1963, **51**(1): 89~110
- 2 Fang Shudong, Cao Zhuoliang. Light squeezing of the system of the two-mode odd-even entangled coherent states field interacting with a three-level atom[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(12): 1697~1701 (in Chinese)
方曙东,曹卓良. 三能级原子与奇偶纠缠相干光作用的光场压缩[J]. *光学学报*, 2005, **25**(12): 1697~1701
- 3 Zhou Ming, Huang Chunjia. Influence of interaction among atoms on squeezing properties of two-mode atom laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(10): 1575~1579 (in Chinese)
周 明,黄春佳. 原子间相互作用对双模原子激光压缩性质的影响[J]. *光学学报*, 2006, **26**(10): 1575~1579
- 4 Fang Jiayuan, Li Jiangfan, Huang Chunjia *et al.*. Light squeezing in the system of squeezed vacuum field interacting with two coupling atoms via intensity-dependent coupling in Kerr medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6): 921~927 (in Chinese)
方家元,厉江帆,黄春佳 等. 介质中压缩真空场与耦合双原子依赖强度耦合系统光场的压缩特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 921~927
- 5 Xiao Liantuan, Jiang Yuqiang, Zhao Yanting *et al.*. Photon statistics measurement by use of single photon detection [J]. *Chinese Science Bulletin*, 2004, **49**(9): 875~878
- 6 Zhou Lu, Li Gaoxiang. Preparation of two-mode photon-added SU(2) coherent field and its properties in interaction with a λ -type three-level atom[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(3): 261~267 (in Chinese)
周 鲁,李高翔. 加光子双模 SU(2)相干光场的制备及其与 Λ 型三能级原子相互作用的性质[J]. *光学学报*, 2003, **23**(3): 261~267
- 7 W. Vogel, D. G. Welsch. K -photon Jaynes-Cummings model with coherent atomic preparation; squeezing and coherence [J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **40**(12): 7113~7120
- 8 Zhou Peng, Peng Jinsheng. Dressing multiphoton hamiltonian [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 1992, **9**(1): 13~16
- 9 Lai Zhenjiang, Li lisha, Hu Xun *et al.*. Quantum information transfer among the system of many atoms and cavities[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(4): 385~388 (in Chinese)
赖振讲,李莉莎,候 洵 等. 多原子-腔系统中的量子信息传递[J]. *光子学报*, 2004, **33**(4): 385~388
- 10 L. Jinhyoung, M. Paternostro, M. S. Kim *et al.*. Entanglement reciprocity between qubits and continuous variables[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(8): 080501-1~080501-4
- 11 Liu Tangkun, Wang Jisuo, Liu Xiaojun *et al.*. Fidelity of quantum information in a pair atoms of entanglement state interaction with coherent state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(11): 1449~1455 (in Chinese)
刘堂昆,王继锁,柳晓军 等. 纠缠态原子与相干光场作用的量子信息保真度[J]. *光学学报*, 2000, **20**(11): 1449~1455
- 12 Lai Zhenjiang, Yang Zhiyong, Bai Jintao *et al.*. Entanglement sapping in the process of two-level atoms interacting with cavity fields of coherent states[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(11): 3733~3738 (in Chinese)
赖振讲,杨志勇,白晋涛 等. 二能级原子与相干腔场相互作用过程中的纠缠交换[J]. *物理学报*, 2004, **53**(11): 3733~3738
- 13 Li Weijun, Li Shangbin, Xu Jingbo. Influence of multi-photon process on entanglement of interacting system of the qubit and thermal field[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(5): 774~777
- 14 Ge Xianhui, Shen Yougen. Quantum information measurements for Garfinkle-Horne dilaton black holes[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(8): 1413~1416
- 15 Chen Libing, Lu Hong, Chen Weicheng. Constructing a universal set of quantum gates via probabilistic teleportation[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(4): 240~243
- 16 C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King *et al.*. Experimental entanglement of four particles[J]. *Nature*, 2000, **404**(6775): 256~259
- 17 M. Eibl, N. Kiesel, M. Bourennane *et al.*. Experimental realization of a three-qubit entangled W state[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(7): 077901-1~077901-4
- 18 Jiang Yunkun, Li Jian, Shi Baosen. Interference of polarized entangled state pumped by ultrashort pulses[J]. *Acta Quantum Optica Sinica*, 2003, **9**(3): 93~96 (in Chinese)
江云坤,李 剑,史保森 等. 超短脉冲偏振纠缠干涉[J]. *量子光学学报*, 2003, **9**(3): 93~96
- 19 Wu Xiaodong, Fei Zhengle, Guo Jianyou. Preparation of W class states of multiparticle by adiabatic passage[J]. *J. Atomic and Molecular Physics*, 2006, **23**(4): 742~748
- 20 Wang Zifeng, Zhang Wenhai, Ye Liu. Remote preparation of multipartite pure state[J]. *J. Atomic and Molecular Physics*, 2006, **23**(3): 545~550