

文章编号:1004-4213(2010)01-0160-4

纠缠双原子和相干光场作用的光子统计非经典特性*

赵加强

(潍坊学院 物理与电子科学系, 山东 潍坊 2610611)

摘 要:采用数值计算法研究了纠缠双原子和相干光场相互作用中辐射光场光子数分布的演化特性. 结果表明, 通过和纠缠双原子的相互作用, 使得不具有反聚束效应和光子亚泊松分布的相干光场获得了非经典特性. 并且初始双原子间的纠缠强度越大, 辐射光场的非经典性质越强, 说明可以通过选择初始原子状态制备非经典辐射光场.

关键词:量子光学; 反聚束效应; 亚泊松分布; 纠缠双原子

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103901.0160

0 引言

量子纠缠、量子噪音压缩、光子的反聚束效应及光子的亚泊松分布, 都是区别与经典现象的特性. 1976 年 Kimble 等在原子的共振荧光实验中发现光子的反聚束效应后, 人们对各种场与原子相互作用系统中辐射场的量子效应进行了广泛而深入的研究^[1-3]. 深入地探讨非经典特性有助于对系统量子特性的了解, 所以光场的非经典特性长期以来都是量子光学领域研究的热点, 光子的反聚束效应、亚泊松分布和光场参量的压缩是光场重要的非经典特性.

相干态能够很好描述激光输出, 是经典光场向非经典光场过度的中间态. 相干态光子分布不具有反聚束效应和亚泊松分布的特性^[4]. 纠缠被认为量子力学中最为奇特的性质, 人们对纠缠态的产生及特性做了详细地研究, 并且实验上能产生原子和光子等纠缠态^[5-7]. 理论研究表明纠缠相干态的纠缠总是伴随着压缩效应和反聚束效应两种非经典现象中的一种^[8], 即纠缠和非经典特性有深刻的内在联系.

本文研究了纠缠双原子和相干光场相互作用时, 辐射光场的光子数统计分布. 数值计算结果显示, 系统相互作用后使得不具有光子反聚束效应和亚泊松分布的相干光场获得这两种非经典特性. 说明在系统的作用过程中, 纠缠和光场的量子特性之间有内在的联系. 并且理论上给出了通过纠缠原子和相干场作用制备非经典光场态的方法.

1 纠缠原子和相干场作用的理论模型

纠缠双原子进入单模相干场, 原子与腔场具有相同的耦合. 通过单光子交换, 原子和光场实现相互作用.

1.1 纠缠原子的描述

系统的 von Neumann 熵可用纠缠体系的约化密度矩阵来表示^[9]

$$S(\hat{\rho}) = -\text{Tr}(\hat{\rho} \ln \hat{\rho}) \quad (1)$$

设初始原子处于纠缠态

$$|\varphi\rangle_a = \sqrt{c}|e\rangle_A |e\rangle_B + \sqrt{1-c}|g\rangle_A |g\rangle_B \quad (2)$$

根据式(1), 纠缠原子的 von Neumann 熵可表示为

$$S(\hat{\rho}) = -2[c \ln c + (1-c) \ln(1-c)] \quad (3)$$

von Neumann 熵越大, 原子间的纠缠度越大^[9]. 当

$c=1/\sqrt{2} \approx 0.71$ 时, 熵最大 $S_{\max} = \ln 2 \approx 0.693$, c 取其他值时, S 在 0 到 S_{\max} 之间.

1.2 态矢及时间演化

考虑纠缠双原子与相干光场的相互作用, 纠缠原子为全同原子体系, 忽略原子间经典的偶极相互作用, 初始原子处于纠缠态, 腔场为相干态光场. 在旋转波近似下, 系统的哈密顿量为^[4]

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I \quad (4)$$

$$\hat{H}_0 = \omega a^\dagger a + \omega_0 \sum_{i=1}^2 \hat{S}_i^z \quad (5)$$

$$\hat{H}_I = \sum_{i=1}^2 g (a^\dagger \hat{S}_i^{(+)} + a \hat{S}_i^{(-)}) \quad (\hbar=1) \quad (6)$$

式中, ω 为光场的频率; a^\dagger 、 a 为光场的产生和湮灭算符; ω_0 为原子的本征跃迁频率; $\hat{S}_i^{(+)}$ 、 $\hat{S}_i^{(-)}$ 、 \hat{S}_i^z 为原子的自旋算符; g 为光场和原子的耦合强度. 当原子和光场发生共振相互作用时, 相互作用哈密顿量为 \hat{H}_I .

* 潍坊学院博士科研基金(2009BS01)和鸢都学者岗位专项基金资助

Tel: 13864603227

Email: zhaojiaqiang@eyou.com

收稿日期: 2009-01-04

修回日期: 2009-04-15

初始时刻,光场处于相干态 $|\alpha\rangle$

$$|\alpha\rangle = \sum_n f_n |n\rangle \quad (7)$$

式中, $f_n = \exp(-\bar{n}/2) (\bar{n}^n/n!)^{1/2} \exp(in\phi)$, \bar{n} 为相干场的平均光子数; ϕ 为相位角, 可为任意值, 为计算方便起见, 文中取 $\phi=0$.

两原子处在纠缠态

$$|\varphi\rangle_a = \sqrt{c}|e\rangle_A|e\rangle_B + \sqrt{1-c}|g\rangle_A|g\rangle_B \quad (8)$$

则初始时刻, 原子-光场相互作用系统的态矢表示为

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_n f_n (\sqrt{c}|e, e, n\rangle + \sqrt{1-c}|g, g, n\rangle) \quad (9)$$

设在相互作用绘景中, t 时刻系统状态演化为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n [a_n(t)|e, e, n\rangle + b_n(t)|g, g, n\rangle + c_n(t)|g, e, n+1\rangle + d_n(t)|e, g, n+1\rangle + f_n(t)|g, g, n+2\rangle + g_n(t)|e, g, n-1\rangle + h_n(t)|g, e, n-1\rangle + i_n(t)|e, e, n-2\rangle] \quad (10)$$

将式(6)和式(10)代入相互作用 Schrödinger 方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H}_I |\Psi(t)\rangle \quad (11)$$

考虑初始条件式(7)、(8)、(9), 可解得

$$a_n(t) = f_n(t) = \frac{1}{2} [1 + \exp(4t\omega/i)] \cdot \exp(-2t\omega/i) f_n \sqrt{c} \quad (12)$$

$$b_n(t) = i_n(t) = \frac{1}{2} [1 + \exp(4t\omega/i)] \cdot \exp(-2t\omega/i) f_n \sqrt{1-c} \quad (13)$$

$$c_n(t) = d_n(t) = \frac{1}{2} [-1 + \exp(4t\omega/i)] \cdot$$

$$\exp(-2t\omega/i) f_n \sqrt{c} \quad (14)$$

$$g_n(t) = h_n(t) = \frac{1}{2} [-1 + \exp(4t\omega/i)] \cdot$$

$$\exp(-2t\omega/i) f_n \sqrt{1-c} \quad (15)$$

2 辐射光场光子统计分布的量子效应

辐射光场光子统计的反聚束效应和光子的亚泊松分布是光场量子性的两个重要方面, 我们采用数值计算的方法对纠缠双原子和相干光场相互作用系统中辐射光场的光子数统计分布做系统的研究和分析.

2.1 辐射光场光子的反聚束效应

为了研究辐射光场的光子反聚束效应, 引入光场的二阶相干函数^[4]

$$g^{(2)}(t) = \frac{\langle (\hat{a}^+)^2 \hat{a}^2 \rangle}{\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle^2} \quad (16)$$

光子的聚束与反聚束效应可用光场的二阶相干函数 $g^{(2)}(t)$ 来表征, 当 $g^{(2)}(t) > 1$ 时, 光子呈现聚束分布, 此时属于经典光场; $g^{(2)}(t) = 1$ 时, 光子既无聚束效应也无反聚束效应, 属于经典光场和非经典光场间的临界状态, 相干光场的二阶相干函数 $g^{(2)}(t) = 1$; 当 $g^{(2)}(t) < 1$ 时, 光场呈现反聚束分布, 这是光场的纯量子效应.

利用式(10)和式(12)~(15)可以得到纠缠双原子和相干光场相互作用时辐射光场的光子数统计分布的演化特性, 结果如图1所示, 计算时我们取

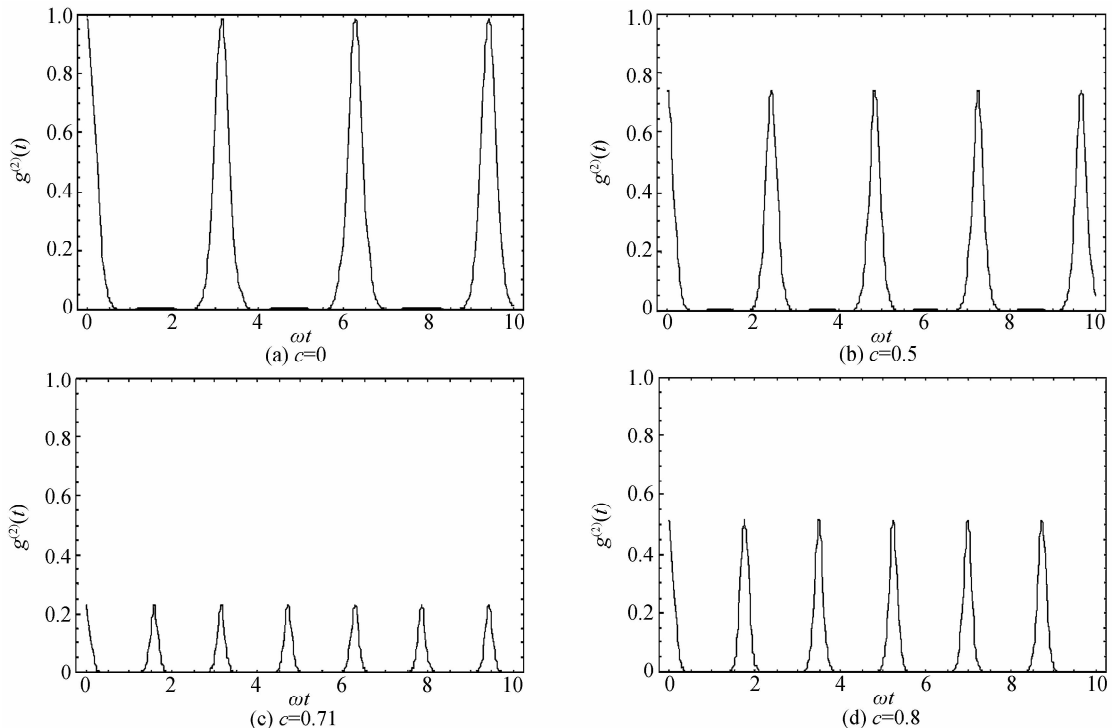


图1 参量 c 不同时 $g^{(2)}(t)$ 随时间的演化特性

Fig. 1 The time evolution properties of $g^{(2)}(t)$ at some parameter c ($\bar{n}=1$)

初始相干场的平均光子数 $\bar{n}=1$. 结果表明, 作用体系在演化过程中, 辐射光场的光子反聚束效应和初始纠缠原子的纠缠强度有直接关系. 如图 1(a), 当初始纠缠参量 $c=0$ 时, 用 von Neumann 熵表征的原子纠缠度 $S=0$, 此时原子间没有纠缠, 两原子所处的初始状态为可分离态, 和相干光场作用中, 辐射光场的二阶相干函数 $g^{(2)}(t)$ 随时在 $0\sim 1$ 之间周期性变化. 当初始双原子的纠缠强度增大时, 随时间演化过程中辐射光场的反聚束深度明显增大, 如图 1(c), $c=0.71$ 原子处于最大纠缠时, 辐射光场的二阶相干函数 $g^{(2)}(t)$ 最大值为 0.21, 并且随原子间纠缠度增大二阶相干函数 $g^{(2)}(t)$ 的变化周期减小, 表明作用体系辐射出的光场为很好的反聚束光场. 当参量 c 取值增大时, 如图 1(d), 二阶相干函数 $g^{(2)}(t)$ 最大值又增大. 因为纠缠双原子为全同原子, 二阶相干函数 $g^{(2)}(t)$ 随纠缠参量 c 的变化应该是关于 $c=0.71$ 对称的, 结果也说明了这一点. 正如文献 [8] 所研究的结果一样, 也说明体系对应的量子特性诸如纠缠、光子的反聚束效应等有着内在深刻的联系, 关于这些特性联系的内在原理将另文研究.

2.2 辐射光场光子的亚泊松分布

光子数的亚泊松分布也是光场量子特性的一个重要方面, 表征这种非经典特性的 Q 参量定义为^[2]

$$Q = \frac{\langle (\hat{a}^+)^2 \hat{a}^2 \rangle - \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle^2}{\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle} \quad (17)$$

式中 $Q>0$ 、 $Q=0$ 、 $Q<0$ 分别对应光子的超泊松分布、非泊松分布的准泊松光子统计和光子的亚泊松分布. 图 2 给出了辐射光场光子的统计分布随双原子初始纠缠度的时间演化特性, 计算时取初始相干场的平均光子数 $\bar{n}=1$. 结果显示, 辐射光子的统计分布特性和初始原子的纠缠强度也有直接的联系. 当原子间无纠缠时, 如图 2(a), 辐射光子统计的 Q 参量在非泊松分布和最小值之间振荡演化, 最小值为 0.48. 初始原子间的纠缠强度增加可使作用体系辐射光场的量子效应增加, 如图 2(b), 当 $c=0.71$ 时, 初始原子处于最大纠缠, 此时辐射光子的统计 Q 参量最小值可达 1.9, 表明光子的分布处于较深的亚泊松分布状态. 类似于 3.1 中光子反聚束效应的讨论, 表明光场量子效应的光子亚泊松分布特性也和初始原子的纠缠这一量子特性有着直接的联系.

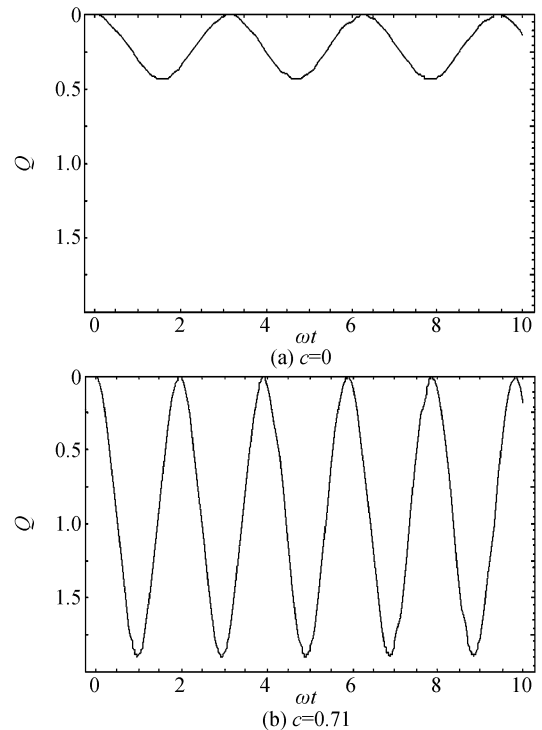


图 2 参量 c 不同时 Q 随时间的演化特性

Fig. 2 The time evolution properties of Q at some parameter c ($\bar{n}=1$)

3 结论

研究了初始原子间的纠缠强度和作用体系的辐射光场量子特性之间的关系, 发现表征体系间的各种量子效应有直接联系, 如初始原子的深度纠缠可以增加辐射光场的反聚束效应、光子的亚泊松分布等量子效应. 由此也可以得出, 通过作用体系中初始原子间的纠缠可以制备出到随时间演化的非经典光场, 虽然制备纠缠体系也需要比较复杂的过程, 但是研究结果可以表明体系的非经典效应之间有着直接联系, 而导出它们之间的内在联系将是我们今后研究的问题.

参考文献

- [1] MEUNIER T, LE DIFFON A, RUEF C. Entanglement and decoherence of N atoms and a mesoscopic field in a cavity[J]. *Phys Rev A*, 2006, **74**: 033802.
- [2] VANENK S J, HIROTA O. Entangled coherent states, teleportation and decoherence [J]. *Phys Rev A*, 2001, **64**: 022313.
- [3] LIAN Han-li, HU Ming-liang. Disentanglement and decoherence in the three-qubit system [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(8): 1688-1692.
连汉丽, 胡明亮. 三量子位系统的消相干和退纠缠[J]. *光子学报*, 2008, **37**(8): 1688-1692.

- [4] WALLS D F, MILBURN G J. Quantum optics [M]. New York: 1995. 197-210.
- [5] BOSE S, KNIGHT P L, PLENIO M B. Proposal for teleportation of an atomic state via cavity decay[J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **83**(9): 5158-5162.
- [6] PAN Jian-wei, DANIELL M, GASPARONI S. Experimental demonstration of four-photon entanglement and high-fidelity teleportation[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**(20): 4435-4438.
- [7] CHEN Mei-feng, MA Song-she. Probabilistic remote preparation of a two-atom entangled state[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(1): 188-191.
陈美锋, 马宋设. 远程制备双原子纠缠态[J]. 光子学报, 2008, **37**(1): 188-191.
- [8] XIA Yun-jie, GAO De-ying. Entangled coherent states and their nonclassical effects[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(7): 3703-3708.
夏云杰, 高德营. 纠缠相干态及其非经典特性[J]. 物理学报, 2007, **56**(7): 3703-3708.
- [9] LI Cheng-zu. Quantum communication and quantum compute [M]. Changsha: National University of Defense Technology Press, 2000: 134-145.
李承祖. 量子通信和量子计算[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 2000: 134-145.

Non-classical Properties of Photon Distribution of Entangled Double Atoms Interacting with Coherent Field

ZHAO Jia-qiang

(Department of Physics and Electronic Sciences, Weifang University, Weifang, Shandong 261061, China)

Abstract: The time evolution properties of photon distribution in the interaction of entangled double atoms and coherent field are studied by means of numerical calculation. The results show that the coherent field which has not photon anti-bunching and photon sub-Poisson distribution can gain these non-classical properties through the interaction with the entangled double atoms. And it is found that with the intensifying of entangle between initial state non-classical properties of photon distribution will increase corresponding, which indicates that non-classical light emission can be generated from the interaction of given entangled double atoms.

Key words: Quantum optics; Anti-bunching effect; Sub-Poisson distribution; Entangled double atoms



ZHAO Jia-qiang was born in 1976. He obtained his Ph. D. degree in optics from Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences in 2008. Since then he has been working at Department of Physics and Electronic Sciences, Weifang University. Now his research interests focus on the quantum informatics and quantum optics.