

单模热辐射场作用下原子的压缩效应*

周 鹏**

(湖北教育学院物理系, 武汉, 430060)

彭 金 生**

(华中师范大学物理系, 武汉, 430070)

提要: 本文研究了处于热平衡状态的理想腔内原子在与单模热辐射场相互作用过程中的压缩效应, 并讨论了腔的温度对原子压缩效应的影响。

关键词: 原子的压缩效应, 热辐射场

Dipole squeezing of an atom driven by a single-mode thermal radiation field

Zhou Peng

(Department of Physics, Hubei College of Education, Wuhan, 430060)

Peng Jinsheng

(Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Abstract: This paper investigates the dipole squeezing of a two-level atom interacting with a single-mode thermal radiation field at thermal equilibrium in a ideal cavity, and discusses the influence of the temperatures of the cavity on the dipole squeezing.

Key words: dipole squeezing, thermal radiation field

一、引 言

原子的压缩效应^[1~3]与辐射场的压缩效应^[4]一样, 近年来一直引起人们的极大兴趣, 是量子光学的主要研究课题之一, 理论研究表明, 许多情况下^[1~3], 原子都可呈现压缩效应。

本文研究了处于热平衡状态的理想腔内原子与单模热辐射场的相互作用, 结果表明: 原子也存在压缩效应; 同时, 我们还讨论了单模热辐射场的平均光子数(从而对应腔的温度)对原子压缩效应的影响。

二、原子与单模热辐射场的相互作用

考虑一个二能级原子在理想腔内与一单模辐射场的相互作用, 在旋转波近似下, 系统的 Hamiltonian 可表成^[5]

收稿日期: 1990年9月18日。

* 国家自然科学基金资助; ** 中国高等科学技术中心(世界实验室)。

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 S_3 + g(S_+ a + a^+ S_-) \quad (\hbar=1) \quad (1)$$

式中 S_3 和 S_{\pm} 分别是原子的能量算符和跃迁算符, ω_0 是其跃迁频率; a^+ 和 a 分别为辐射场光子产生算符和消灭算符; ω 是辐射场的频率; g 是原子与辐射场的相互作用常数。

若假定最初时刻, 原子处在基态:

$$|A(0)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

而热平衡下腔内辐射场为

$$|R(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{n}^{n/2}}{(\bar{n}+1)^{(n+1)/2}} |n\rangle \quad (3)$$

这里

$$\bar{n} = [\exp(\omega/KT) - 1]^{-1} \quad (\hbar=1) \quad (4)$$

是单模热辐射场的平均光子数。

根据文献[6]的计算结果, 可知, 在共振情况 ($\omega_0 = \omega$) 下, 任意 t 时刻, 系统的状态可表为

$$|\varphi(t)\rangle = \exp(-iHt) |R(0)\rangle \otimes |A(0)\rangle \\ = \left(\begin{array}{l} -i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{n}^{n/2}}{(\bar{n}+1)^{(n+1)/2}} \exp\left[-i\omega\left(n-\frac{1}{2}\right)t\right] \sin \sqrt{\bar{n}} gt |n-1\rangle \\ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{n}^{n/2}}{(\bar{n}+1)^{(n+1)/2}} \exp\left[-i\omega\left(n-\frac{1}{2}\right)t\right] \cos \sqrt{\bar{n}} gt |n\rangle \end{array} \right) \quad (5)$$

至此, 我们可以对系统的动力学行为和统计特性进行全面研究。这里我们只讨论原子的压缩效应。

三、原子的压缩效应

为反映原子的压缩特性, 并和实际测量对应, 我们定义两个相互正交的缓变的原子偶极矩分量振幅算符^[3]:

$$S_1 = \frac{1}{2} (S_+ e^{-i\omega t} + S_- e^{i\omega t}) \quad (6)$$

$$S_2 = \frac{1}{2i} (S_+ e^{-i\omega t} - S_- e^{i\omega t}) \quad (7)$$

它们满足对易关系:

$$[S_1, S_2] = iS_3 \quad (8)$$

相应的测不准关系为

$$\langle (\Delta S_1)^2 \rangle \cdot \langle (\Delta S_2)^2 \rangle \geq \frac{1}{4} \langle S_3 \rangle^2 \quad (9)$$

这里,

$$\langle (\Delta S_i)^2 \rangle = \langle S_i^2 \rangle - \langle S_i \rangle^2 \quad (i=1, 2) \quad (10)$$

是原子偶极矩分量的均方涨落。

若原子存在压缩效应, 则要求

$$\langle (\Delta S_1)^2 \rangle < \frac{1}{2} |\langle S_3 \rangle| \quad (11)$$

或

$$\langle (\Delta S_2)^2 \rangle < \frac{1}{2} |\langle S_3 \rangle| \quad (12)$$

为讨论方便, 我们定义一个反映原子压缩的量:

$$F_i(t) = \langle (\Delta S_i)^2 \rangle - \frac{1}{2} |\langle S_3 \rangle| \quad (i=1 \text{ 或 } 2) \quad (13)$$

利用态函数(5)式, 不难求出下列原子算符的平均值:

$$\langle S_1 \rangle = 0 \quad (14)$$

$$\langle S_2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{n}^{(2n+1)/2}}{(\bar{n}+1)^{(2n+3)/2}} \sin \sqrt{n+1} gt \cos \sqrt{n} gt \quad (15)$$

$$\langle S_3 \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{n}^n}{(\bar{n}+1)^{n+1}} \cos 2\sqrt{n} gt \quad (16)$$

$$\langle S_1^2 \rangle = \frac{1}{4} \quad (17)$$

$$\langle S_2^2 \rangle = \frac{1}{4} \quad (18)$$

结合(13)~(18)式, 不难看出: 在任何情况下 $F_1(t) \geq 0$, 这说明在单模热辐射场作用下, 原子偶极矩的 S_1 分量的涨落不可能被“压缩”。但是, 适当地选择热辐射场的平均光子数 \bar{n} , 则可能使得 $F_2(t)$ 在某时间内小于零, 如图 1, 2 所示, 这说明原子偶极矩的 S_2 分量的涨落有可能被“压缩”。

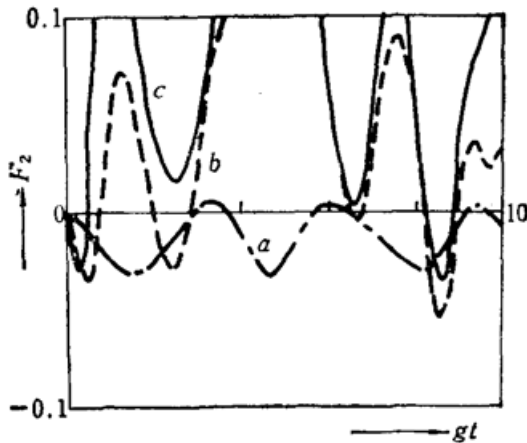


Fig. 1 Time evolution of the squeezing parameter F_2 for a two-level atom initially in the ground state interacting with a single-mode thermal radiation field with mean photon numbers $\bar{n}=0.1$ (a), 1(b), and 2(c), respectively, in an ideal resonant cavity

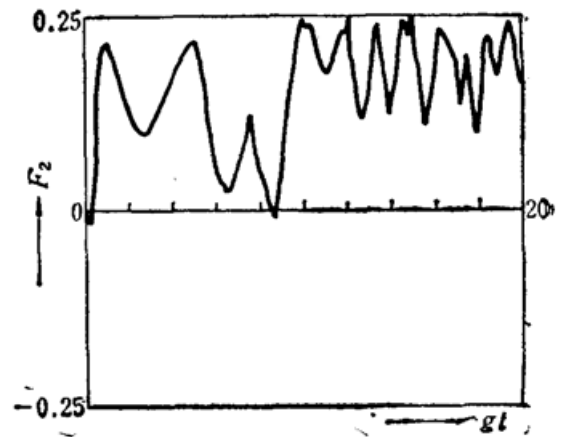


Fig. 2 Same as Fig. 1, but for $\bar{n}=5$, and for times $0 \leq gt \leq 20$

图 1, 2 所示结果说明: 在单模热辐射场作用下, 原子偶极矩的 S_2 分量在最初的一段时间里出现压缩效应, 之后压缩效应消失, 随着时间的推移, S_2 分量可能再次(或多次)出现压缩效应。对于不同的单模热辐射场平均光子数 \bar{n} , S_2 分量压缩的时间、深度和次数均不同。值得注意的是: 当热辐射场平均光子数 \bar{n} 较小时(如图 1a 所示), S_2 分量几乎一直处在压缩状态, 且这种压缩具有明显的规律性振荡^[3], 而当单模热辐射场平均光子数 \bar{n} 较大时(如图 2 所示), S_2 分量的压缩时间、深度和次数都将减少, 随着平均光子数 \bar{n} 的继续增大, S_2 分量最终将不呈现压缩效应。

四、讨 论

众所周知, 由于 Rydberg 原子的许多优点^[7], 实验上研究单原子与辐射场的相互作用多以 Rydberg 原子为工作物质。以 [7] 所用 Rydberg 原子 ^{85}Rb 为例, 其 $6^3P_{3/2} \leftrightarrow 6^1D_{3/2}$ 的跃迁频率 $\omega_0 = 135 \text{ GHz}$ (在共振情况下, ω_0 即是腔模频率 ω), 则单模热辐射场的平均光子数 \bar{n} 只是腔的温度 T 的函数, 对图 1, 2 涉及的 $\bar{n} = 0.1, 1, 2$ 和 5 , 所对应的腔的温度 T 分别为 $0.43 \text{ K}, 1.5 \text{ K}, 2.5 \text{ K}$ 和 5.2 K 。这说明如果在热平衡谐振腔内实现 Rydberg 原子的压缩, 则谐振腔必须冷却到几个 K。

Rempe 等人以 Rydberg 原子为工作物质, 在高 Q ($\approx 10^7 \sim 10^{10}$) 超导微波腔内成功地实现了单原子微波激射 (Maser) 系统^[7], 并在低温 (大约为 $2 \text{ K} \sim 4.3 \text{ K}$) 情况下观测到了单原子与单模热辐射场相互作用^[8]中原子反转的量子崩溃和回复 (Collapse and Revival) 现象, 这使得我们的研究有了一定的实验意义。

参 考 文 献

- 1 D. F. Walls *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 709 (1981)
- 2 K. Wodkiewicz *et al.*, *Phys. Rev.*, **A35**, 2567 (1987); X. S. Li *et al.*, *Phys. Rev.*, **A40**, 228 (1989); **40**, 2504 (1989)
- 3 周鹏, 彭金生, 物理学报, **38**, 2044 (1989); 激光技术, **14** (5), 32 (1990); *Phys. Rev.*, **A44**, 3331 (1991)
- 4 H. P. Yuen, *Phys. Rev. A*, **13**, 2226 (1976)
- 5 E. T. Jaynes *et al.*, *Proc. IEEE*, **51**, 89 (1963)
- 6 周鹏, 彭金生, 光学学报, **10**, 837 (1990)
- 7 G. Rempe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 353 (1987)
- 8 P. L. Knight *et al.*, *Phys. Lett. A*, **90**, 342 (1982)