

Jaynes-Cummings 模型的量子统计性质

顾 樵

(西北大学物理系)

1988年6月11日收到;1988年11月25日收到修改稿

本文推导出一组表征 Jaynes-Cummings 模型量子统计性质的表达式。它们可以用来全面描述二能级原子与单模辐射场相互作用中的动力学行为和统计特征。作为例子,详细讨论了二能级原子与真空场的相互作用以及处于激发态的原子与相干场的相互作用。最后指出了上述理论研究的实际意义。

一、引 言

伴随着“单原子微波激光器”^[1,2]的出现,描述单个二能级原子与单模辐射场相互作用的 Jaynes-Cummings 模型(缩写为 JCM)^[3]的理论研究成为当前量子光学中一个引人注目的课题。特别是 Eberly 等人^[4]研究了相干态光场 JCM 中的量子塌陷与复活;Hillery^[5]研究了相干态和混沌态光场 JCM 中的亚泊松光子统计;文献[6]研究了双光子 JCM 中的压缩效应。

本文利用 JCM 精确解的完备集构造了刻画单个二能级原子与单模辐射场相互作用的一般状态,进而得到了表征 JCM 量子统计性质的若干一般结果。作为应用,还讨论了两个例子。

二、JCM 的量子统计性质

JCM 的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar\omega_0 \sigma_z + \hbar g(a\sigma^+ + a^\dagger\sigma^-), \quad (1)$$

式中 a 和 $a^\dagger$ 分别是单模场的湮灭和产生算符, σ_z 和 $\sigma^\pm$ 分别是二能级原子的反转算符和能级升、降算符, ω 是单模场的频率, ω_0 是原子的频率间隔, g 是耦合劲度。

H 的本征方程

$$H|\phi\rangle = E|\phi\rangle \quad (2)$$

可以精确求解,其中本征态为

$$|\phi_\pm\rangle = \begin{pmatrix} \sin\theta_n \\ \cos\theta_n \end{pmatrix} |n, a\rangle \pm \begin{pmatrix} \cos\theta_n \\ \sin\theta_n \end{pmatrix} |n+1, b\rangle, \quad (3a)$$

$$|\phi_0\rangle = |0, b\rangle; \quad (3b)$$

相应的本征值为

$$E_n^\pm = \hbar \left[\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm Q_n \right], \quad (4a)$$

$$E_g = -\frac{1}{2} \hbar \omega_0. \quad (4b)$$

在(3),(4)两式中, n 是光子数, a, b 表示原子的高、低能级, 而 θ_n 和 Q_n 分别由

$$\tan 2\theta_n = \frac{g\sqrt{n+1}}{\Delta/2} \quad (0 \leq 2\theta_n \leq \pi), \quad (5)$$

$$Q_n = \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + g^2(n+1)} \quad (6)$$

定义, 式中 $\Delta = \omega - \omega_0$ 是失谐量.

(3) 式的本征态是完备的^[7], 相应的完备性关系式为

$$\sum_{n=0}^{\infty} (|\phi_n^+\rangle\langle\phi_n^+| + |\phi_n^-\rangle\langle\phi_n^-|) + |\phi_g\rangle\langle\phi_g| = 1. \quad (7)$$

现在考虑由 H 所描述的动力学系统. 假定初始 $t = 0$ 时刻该系统处在任意状态 $|\Phi(0)\rangle$, 则可以用完备性关系式(7)将 $|\Phi(0)\rangle$ 展开, 即得

$$|\Phi(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} (\alpha_n |\phi_n^+\rangle + \beta_n |\phi_n^-\rangle) + \gamma_g |\phi_g\rangle, \quad (8)$$

式中

$$\alpha_n = \langle\phi_n^+|\Phi(0)\rangle, \quad \beta_n = \langle\phi_n^-|\Phi(0)\rangle, \quad \gamma_g = \langle\phi_g|\Phi(0)\rangle \quad (9)$$

为展开系数, 它们满足归一化条件

$$\sum_{n=0}^{\infty} (|\alpha_n|^2 + |\beta_n|^2) + |\gamma_g|^2 = 1. \quad (10)$$

由于 H 不含时间, 则任意 t 时刻系统的状态为

$$|\Phi(t)\rangle = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H t\right) |\Phi(0)\rangle. \quad (11)$$

将(8)式代入(11)式, 并利用本征方程(2), 得到

$$|\Phi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} (\alpha_n |\phi_n^+\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_n^+ t} + \beta_n |\phi_n^-\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_n^- t}) + \gamma_g |\phi_g\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_g t}. \quad (12)$$

为了研究 JCM 的量子统计性质, 将在(12)式中求下列各参量的解析表达式:

原子反转几率

$$W(t) = \langle\sigma_z(t)\rangle. \quad (13a)$$

光子数方差

$$Q(t) = \frac{\langle n^2(t) \rangle - \langle n(t) \rangle^2 - \langle n(t) \rangle}{\langle n(t) \rangle}, \quad (13b)$$

$Q(t) < 0$ 表示 t 时刻存在光子反聚束和亚泊松光子统计.

场的两个正交分量 $x = a^+ + a$, $p = i(a^+ - a)$ 的方差

$$\left(\frac{\langle \Delta x(t) \rangle^2}{\langle \Delta p(t) \rangle^2} \right) = 1 + 2 \langle a^+(t) a(t) \rangle \pm 2 \operatorname{Re} \langle a^2(t) \rangle - 4 \left(\frac{\operatorname{Re}^2 \langle a(t) \rangle}{\operatorname{Im}^2 \langle a(t) \rangle} \right), \quad (13c)$$

$\langle \Delta x(t) \rangle^2 < 1$ (或 $\langle \Delta p(t) \rangle^2 < 1$) 表示 t 时刻 x 分量(或 p 分量)有压缩。

在(12)式中不难求出下列诸期待值:

$$\langle \sigma_z(t) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [(|\beta_n|^2 - |\alpha_n|^2) \cos 2\theta_n + 2 \sin 2\theta_n \operatorname{Re}(\alpha_n^* \beta_n e^{i2Q_n t})] - |\gamma_g|^2, \quad (14a)$$

$$\begin{aligned} \langle n(t) \rangle = \langle a^+(t) a(t) \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} [n(|\alpha_n|^2 + |\beta_n|^2) + |\alpha_n|^2 \cos^2 \theta_n + |\beta_n|^2 \sin^2 \theta_n \\ &\quad - \sin 2\theta_n \operatorname{Re}(\alpha_n^* \beta_n e^{i2Q_n t})], \end{aligned} \quad (14b)$$

$$\begin{aligned} \langle n^2(t) \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} \{ n^2(|\alpha_n|^2 + |\beta_n|^2) + (2n+1)[|\alpha_n|^2 \cos^2 \theta_n + |\beta_n|^2 \sin^2 \theta_n] \\ &\quad - \sin 2\theta_n \operatorname{Re}(\alpha_n^* \beta_n e^{i2Q_n t}) \}, \end{aligned} \quad (14c)$$

$$\begin{aligned} \langle a(t) \rangle &= \gamma_g^* (\alpha_0 \cos \theta_0 e^{-iQ_0 t} - \beta_0 \sin \theta_0 e^{iQ_0 t}) e^{-i\lambda_0 t} + e^{-i\omega t} \\ &\quad \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \{ \alpha_n^* \alpha_{n+1} [\sqrt{n+1} \sin \theta_n \sin \theta_{n+1} + \sqrt{n+2} \cos \theta_n \cos \theta_{n+1}] e^{i(Q_n - Q_{n+1})t} \\ &\quad + \alpha_n^* \beta_{n+1} [\sqrt{n+1} \sin \theta_n \cos \theta_{n+1} - \sqrt{n+2} \cos \theta_n \sin \theta_{n+1}] e^{i(Q_n + Q_{n+1})t} \\ &\quad + \beta_n^* \alpha_{n+1} [\sqrt{n+1} \cos \theta_n \sin \theta_{n+1} - \sqrt{n+2} \sin \theta_n \cos \theta_{n+1}] e^{-i(Q_n + Q_{n+1})t} \\ &\quad + \beta_n^* \beta_{n+1} [\sqrt{n+1} \cos \theta_n \cos \theta_{n+1} + \sqrt{n+2} \sin \theta_n \sin \theta_{n+1}] e^{-i(Q_n - Q_{n+1})t} \}, \end{aligned} \quad (14d)$$

$$\begin{aligned} \langle a^2(t) \rangle &= \sqrt{2} \gamma_g^* (\alpha_1 \cos \theta_1 e^{-iQ_1 t} - \beta_1 \sin \theta_1 e^{iQ_1 t}) e^{-i\lambda_1 t} + e^{-i2\omega t} \\ &\quad \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \{ \alpha_n^* \alpha_{n+2} [\sqrt{(n+1)(n+2)} \sin \theta_n \sin \theta_{n+2} \\ &\quad + \sqrt{(n+2)(n+3)} \cos \theta_n \cos \theta_{n+2}] e^{i(Q_n - Q_{n+2})t} \\ &\quad + \alpha_n^* \beta_{n+2} [\sqrt{(n+1)(n+2)} \sin \theta_n \cos \theta_{n+2} \\ &\quad - \sqrt{(n+2)(n+3)} \cos \theta_n \sin \theta_{n+2}] e^{i(Q_n + Q_{n+2})t} \\ &\quad + \beta_n^* \alpha_{n+2} [\sqrt{(n+1)(n+2)} \cos \theta_n \sin \theta_{n+2} \\ &\quad - \sqrt{(n+2)(n+3)} \sin \theta_n \cos \theta_{n+2}] e^{-i(Q_n + Q_{n+2})t} \\ &\quad + \beta_n^* \beta_{n+2} [\sqrt{(n+1)(n+2)} \cos \theta_n \cos \theta_{n+2} \\ &\quad + \sqrt{(n+2)(n+3)} \sin \theta_n \sin \theta_{n+2}] e^{-i(Q_n - Q_{n+2})t} \}, \end{aligned} \quad (14e)$$

式中

$$\lambda_0 = \frac{1}{2} (\omega + \omega_0), \quad (15a)$$

$$\lambda_1 = \lambda_0 + \omega. \quad (15b)$$

将(14)式的诸期待值代入(13)式,即可得到表征 JCM 量子统计性质的全部表达式。由于其中复展开系数 $\{\alpha_n, \beta_n, \gamma_g\}$ 的模和幅角都是任意的,而且计及了失谐量 Δ 及耦合劲度 g 的影响,因而这些表达式可以用来描述任意分布的二能级原子与任意单模场的相

互作用。对于具体的问题,只需根据系统的初态定出展开系数,就可以对有关的量子统计性质进行深入的讨论。下面研究两个具体例子。

三、二能级原子与真空场的相互作用

所考虑的动力学系统的初态是:原子在高、低能级均有一定的几率分布;辐射场的光子数为零(真空场),则初态可以表为

$$|\Phi(0)\rangle = \cos \frac{B}{2} |0, a\rangle + \sin \frac{B}{2} e^{i\phi} |0, b\rangle, \quad (16)$$

式中 $B(0 \leq B \leq \pi)$ 是原子的 Bloch 角^[8],它表征原子在高、低能级的几率分布。 ϕ 是任意的位相。

利用(3)式,可以将(16)式改写成

$$|\Phi(0)\rangle = \cos \frac{B}{2} \sin \theta_0 |\phi_0^+\rangle + \cos \frac{B}{2} \cos \theta_0 |\phi_0^-\rangle + \sin \frac{B}{2} e^{i\phi} |\phi_g\rangle. \quad (17)$$

(17)式与(8)式比较给出展开系数

$$\alpha_n = \cos \frac{B}{2} \sin \theta_0 \delta_{n0}, \quad (18a)$$

$$\beta_n = \cos \frac{B}{2} \cos \theta_0 \delta_{n0}, \quad (18b)$$

$$\gamma_g = \sin \frac{B}{2} e^{i\phi}. \quad (18c)$$

将(18)式代入(14)式,继而代入(13)式,得到

$$W(t) = 1 - 2 \left(\cos \frac{B}{2} \sin 2\theta_0 \sin Q_0 t \right)^2, \quad (19a)$$

$$Q(t) = - \left(\cos \frac{B}{2} \sin 2\theta_0 \sin Q_0 t \right)^2, \quad (19b)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\langle \Delta x(t) \rangle^2}{\langle \Delta p(t) \rangle^2} \right) &= 1 + 2 \left(\cos \frac{B}{2} \sin 2\theta_0 \sin Q_0 t \right)^4 \\ &\quad - \left[\sin B \sin 2\theta_0 \sin Q_0 t \left(\frac{\sin(\phi + \lambda_0 t)}{\cos(\phi + \lambda_0 t)} \right) \right]^2. \end{aligned} \quad (19c)$$

(19a) 式给出一般情况下的原子反转几率,当 $B = 0$ (发射), $\theta_0 = \pi/4$ (共振)时,约化为熟知的形式

$$W(t) = 1 - 2\sin^2 gt. \quad (20)$$

(19b) 式表明一般情况下光场呈现亚泊松光子统计,当 $B = 0$, $\theta_0 = \pi/4$ 时,给出最佳亚泊松光子统计的时间演化,即

$$Q(t) = -\sin^2 gt. \quad (21)$$

(19c) 式给出 t 时刻的场方差。在探测光场起伏时,尽管使用相位灵敏探测器,也不能响应快速振荡的场频率,只能响应缓变的场包络。实际上光场起伏的测量是通过探测场

信号与探测器本机振荡的拍频信号来实现的^[9]。因此对于 (19c) 式, 实际探测到的场方差是

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta x(t) \rangle_b^2}{\langle \Delta p(t) \rangle_b^2} &= 1 + 2 \left(\cos \frac{B}{2} \sin 2\theta_0 \sin Q_0 t \right)^2 \\ &\quad - \left[\sin B \sin 2\theta_0 \sin Q_0 t \left(\frac{\sin \phi}{\cos \phi} \right) \right]^2, \end{aligned} \quad (22)$$

式中 ϕ 表示光场信号与本机振荡信号的位相差。

在(22)式中, 就 ϕ 的取值而言, 当 $\phi = \pm \pi/2$ 时, x 分量的方差有极小值而 p 分量无压缩; 而当 $\phi = 0, \pi$ 时, p 分量的方差有极小值而 x 分量无压缩。而且两种情况下的方差极小值具有相同的形式

$$\langle \Delta F(t, \theta_0, B) \rangle^2 = 1 + (\cos B + \cos^2 B)(\sin 2\theta_0 \sin Q_0 t)^2. \quad (23)$$

这里

$$\langle \Delta F(t, \theta_0, B) \rangle^2 = \left\langle \Delta x \left(t, \theta_0, B, \phi = \pm \frac{\pi}{2} \right) \right\rangle_D^2 = \langle \Delta p(t, \theta_0, B, \phi = 0, \pi) \rangle_b^2.$$

$\langle \Delta F(t, \theta_0, B) \rangle^2$ 作为 t 的周期函数, 当 $t_k = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi / Q_0$ (k 为整数) 时, 呈现极小值

$$\langle \Delta F(t_k, \theta_0, B) \rangle^2 = 1 + (\cos B + \cos^2 B) \sin^2 2\theta_0. \quad (24)$$

由(24)式等号右边小于 1 得到压缩存在的条件

$$\frac{\pi}{4} < B < \frac{3\pi}{4}. \quad (25)$$

(24)式作为 θ_0 的周期函数, 当 $\theta_0 = \pi/4$ 时呈现极小值

$$\langle \Delta F(t_k, \pi/4, B) \rangle^2 = 1 + \cos B + \cos^2 B. \quad (26)$$

(26)式作为 B 的周期函数, 当 $B = 2\pi/3$ (即原子处于高、低能级的几率比为 1/3) 时, 呈现极小值

$$\langle \Delta F(t_k, \pi/4, 2\pi/3) \rangle^2 = 0.75. \quad (27)$$

将 $\theta_0 = \pi/4$, $B = 2\pi/3$ 代入(23)式得到

$$\langle \Delta F(t, \pi/4, 2\pi/3) \rangle^2 = 1 - 0.25 \sin^2 g t. \quad (28)$$

(28)式给出最佳压缩的时间演化。Wodkiewicz 等人通过求解薛定谔方程, 也得到了这一结果^[10]。本文的处理基于 JCM 量子统计性质的一般结果, 即 (13c) 式, 因而问题的引入比较自然, 处理过程也比较简洁。

四、激发态原子与相干场的相互作用

所考虑的动力学系统的初态是: 原子处在激发态, 场是单模相干态。这样整个系统的初态可以表为

$$|\Phi(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} P_n |n, a\rangle, \quad (29)$$

式中

$$p_n = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \quad (30)$$

是在相干态 $|\alpha\rangle$ 中发现 n 个光子的几率幅。

利用(3)式将(29)式中的态 $|n, a\rangle$ 展开, 并与(8)式比较, 可得展开系数

$$\alpha_n = p_n \sin \theta_n, \quad (31a)$$

$$\beta_n = p_n \cos \theta_n, \quad (31b)$$

$$\gamma_g = 0. \quad (31c)$$

将(31)式代入(14)式, 继而代入(13)式, 在共振情况下得到

$$W(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} |p_n|^2 [1 - 2\sin^2(\sqrt{n+1}\tau)], \quad (32a)$$

$$Q(\tau) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} |p_n|^2 [n^2 + (2n+1)\sin^2(\sqrt{n+1}\tau)]}{\sum_{n=0}^{\infty} |p_n|^2 [n + \sin^2(\sqrt{n+1}\tau)]} - \sum_{n=0}^{\infty} |p_n|^2 [n + \sin^2(\sqrt{n+1}\tau)] - 1, \quad (32b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta x(\tau) \rangle_b^2}{\langle \Delta p(\tau) \rangle_b^2} &= 1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} |p_n|^2 [n + \sin^2(\sqrt{n+1}\tau)] \\ &\pm \sum_{n=0}^{\infty} |p_n p_{n+2}| \{ [\sqrt{(n+1)(n+2)} + \sqrt{(n+2)(n+3)}] \cos(\sqrt{n+1}\tau - \sqrt{n+3}\tau) \\ &+ [\sqrt{(n+1)(n+2)} - \sqrt{(n+2)(n+3)}] \cos(\sqrt{n+1}\tau + \sqrt{n+3}\tau) \} \cos 2\phi \\ &- \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} |p_n p_{n+1}| [(\sqrt{n+1} + \sqrt{n+2}) \cos(\sqrt{n+1}\tau - \sqrt{n+2}\tau) \right. \\ &\left. + (\sqrt{n+1} - \sqrt{n+2}) \cos(\sqrt{n+1}\tau + \sqrt{n+2}\tau)] \left(\frac{\cos \phi}{\sin \phi} \right)^2 \right\}, \quad (32c) \end{aligned}$$

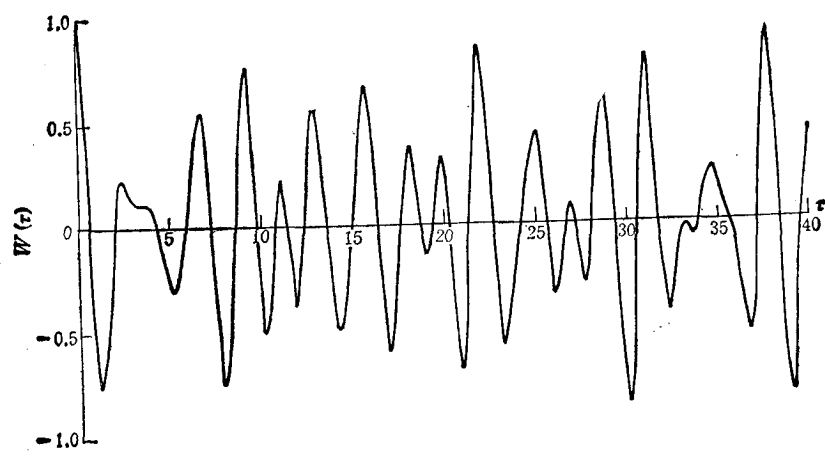
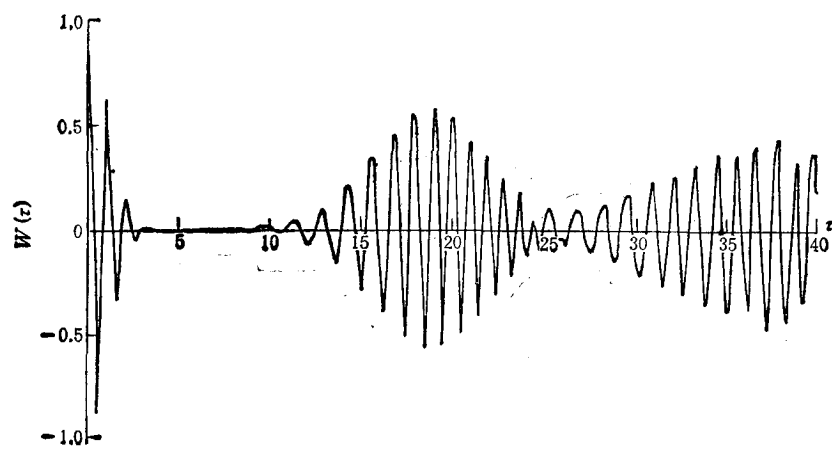
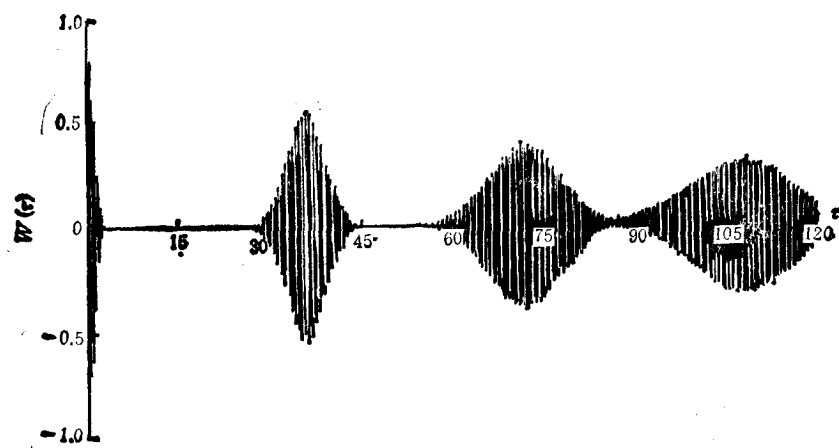
式中 $\tau = gt$ 是无量纲时间参量, ϕ 是 α 的位相, 即 $\alpha = |\alpha|e^{i\phi}$. (32c) 式表示场方差的测量值. 可以看出, 当 $\phi = 0$ 时, x 分量的方差呈现极小值而 p 分量呈现极大值; 当 $\phi = \pi/2$ 时, p 分量的方差呈现极小值而 x 分量呈现极大值. 而且两种情况下场方差的极小值均为

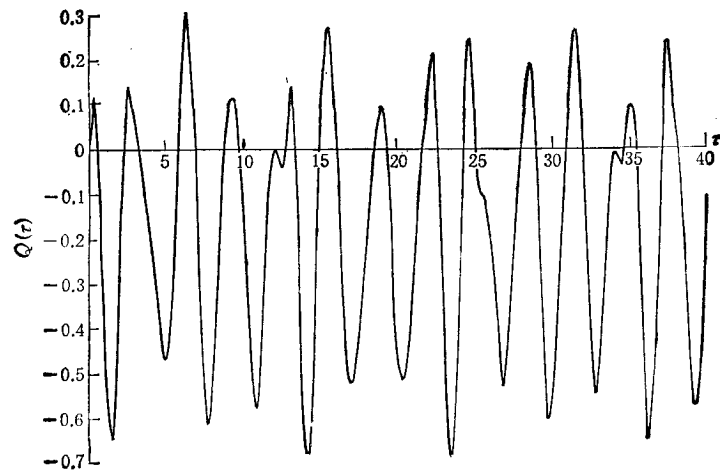
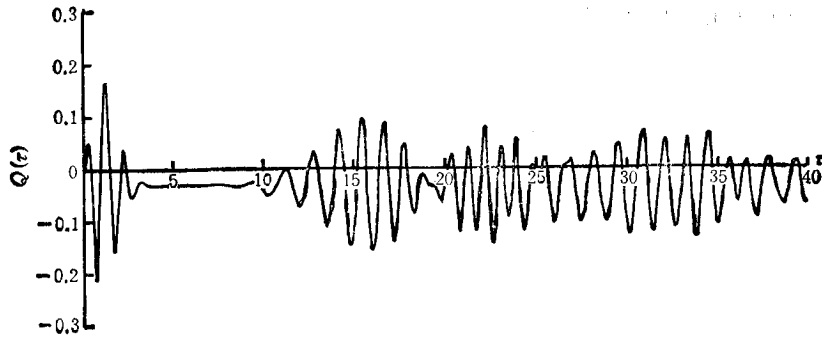
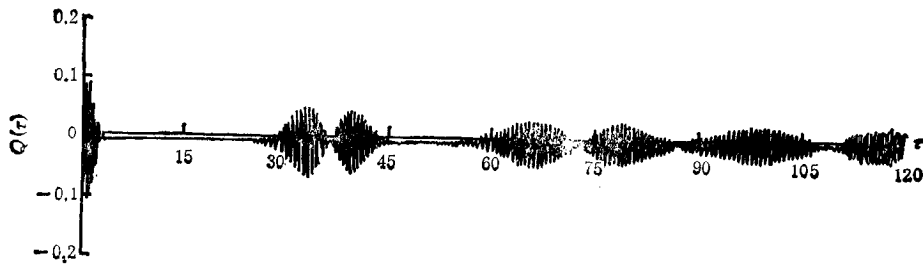
$$\langle \Delta F(\tau) \rangle^2 = \langle \Delta x(\tau, \phi = 0) \rangle^2 = \langle \Delta p(\tau, \phi = \pi/2) \rangle^2, \quad (33a)$$

而极大值均为

$$\langle \Delta f(\tau) \rangle^2 = \langle \Delta x(\tau, \phi = \pi/2) \rangle^2 = \langle \Delta p(\tau, \phi = 0) \rangle^2. \quad (33b)$$

以初始相干场的平均光子数 $n_c \equiv |\alpha|^2$ 为参数, 按照(32)和(33)两式作出 $W(\tau)$, $Q(\tau)$, $\langle \Delta F(\tau) \rangle^2$ 及 $\langle \Delta f(\tau) \rangle^2$ 随 τ 变化的曲线, 如图 1—3 所示. 由这些曲线可以看出: 1) 原子反转几率 $W(\tau)$ 呈现量子塌陷与复活^[4]. 当 n_c 较大时, 塌陷之后存在明显的平静区, 复活的出现开始阶段具有周期性, 随着时间的推移, 复活区发生重叠并出现混

(a) $n_c = 1$ (b) $n_c = 8$ (c) $n_c = 32$ 图1 原子反转几率 $W(\tau)$ 的时间演化

(a) $n_c = 1$ (b) $n_c = 8$ (c) $n_c = 32$ 图2 光子数方差 $Q(\tau)$ 的时间演化

沌现象^[11]. 2) 亚泊松光子统计随 n_c 的增大而减弱. 另外 $Q(\tau)$ 也呈现类似的塌陷、平静、复活、复活重叠及混沌现象, 不过平静区内 $Q(\tau)$ 呈现稳定的负值, 复活区则是明显的两叶, 复活重叠及混沌行为偏向 $Q(\tau)$ 的负值区域. 3) 对于最大场方差 $\langle \Delta f(\tau) \rangle^2$ 而言, 不存在压缩; 最小场方差 $\langle \Delta F(\tau) \rangle^2$ 的压缩是存在的.

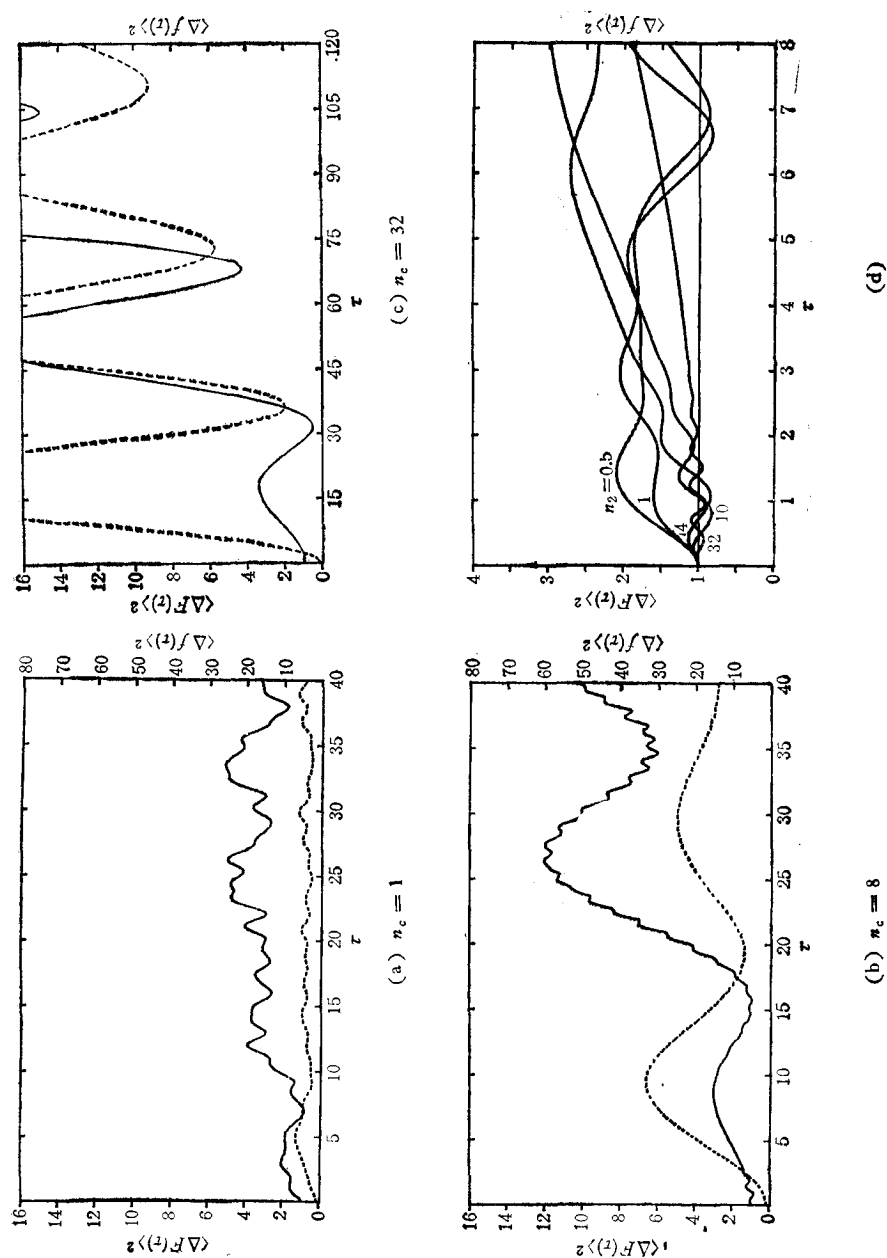


图 3

(a)~(c) 最小场方差 $\langle \Delta F(\tau) \rangle^2$ (实线) 及最大场方差 $\langle \Delta f(\tau) \rangle^2$ (虚线) 的时间演化;
 (d) $\langle \Delta F(\tau) \rangle^2$ 的时间演化(时间标度放大 5 倍)

五. 结 束 语

本文得到了关于 JCM 量子统计性质的一般结果。它的一般性表现在允许复展开系数 $\{\alpha_n, \beta_n, \gamma_n\}$ 取任意值, 又计及了失谐量 Δ 及耦合劲度 g 的影响, 因而可以描述任意分布的二能级原子与任意单模辐射场的相互作用。就原子而言, 除了激发态之外, 还可以是基态, 甚至任意的几率分布; 就辐射场而言, 除了真空态和相干态之外, 还可以是混沌

态^[12]、推广的相干态^[13]、压缩态^[14]以及最近提出的多光子压缩态^[15]。关于这些情况下JCM量子统计性质的研究,可以引出许多既有理论意义又有应用前景的现象,对此将在另文中报道。

最后需要谈及上述研究的实际意义。研究表明, JCM 在实验上是可以近似实现的^[16]。这个实验装置就是以高 Q 超导谐振腔为基本构件,以 Rydberg 原子为工作物质的“单原子微波激光器”^[1]。最近已经在该装置中成功地观察到了原子反转的量子塌陷与复活^[2]。本文的研究则为在“单原子微波激光器”中观察原子和场的各种非经典效应提供了一定的理论说明。

感谢与 L. Mandel, K. Rubin 教授的讨论及邵成辉先生的帮助。

- [1] D. Meschede *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 551.
- [2] G. Rempe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 353.
- [3] E. T. Jaynes *et al.*, *IEEE*, **51**(1963), 89.
- [4] H. I. Yoo *et al.*, *Phys. Rep.*, **118**(1985), 241.
- [5] M. Hillery, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 4186.
- [6] 顾 樵, *物理学报*, **37**(1988), 751.
- [7] W. H. Louisell, 辐射的量子统计性质, 科学出版社, (1982), 380页.
- [8] 顾 樵, *Chin. Phys. Lasers(USA)*, **13**(1986) 855.
- [9] H. J. Kimble *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 1465.
- [10] K. Wodkiewicz *et al.*, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 2567.
- [11] R. R. Puri *et al.*, *Phys. Rev.*, **A33**(1986), 3610.
- [12] J. 柏里纳, 光的相干性, 科学出版社, (1986), 279 页.
- [13] K. Wodkiewicz *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 458.
- [14] H. Yuen, *Phys. Rev.*, **A13**(1976), 2226.
- [15] J. Katriel *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 1728.
- [16] P. Filipovic *et al.*, *Phys. Rev.*, **A34**(1986), 3077.

THE QUANTUM STATISTICAL PROPERTIES OF THE JAYNES-CUMMINGS MODEL

GU QIAO

(Department of Physics, Northwest University, Xian)

ABSTRACT

We derive a set of equations characterizing the quantum statistical properties of Jaynes-Cummings model, which may be used to describe overall the dynamical and statistical aspects in the interaction between a two-level atom and a single mode of the radiation field. Both interactions of a two-level atom with a vacuum field and a excited atom with a coherent field, as examples, are discussed in detail. Finally, the practicality of the above-mentioned theoretical studies is demonstrated.