

Jaynes-Cummings模型的非共振行为 —原子能级占有几率和场的相干特性

范安辅

(四川大学 光电科学技术系, 成都 610064)

林多梁

陈小述

(美国巴法罗纽约州立大学 物理和天文系) (四川大学 计算中心, 成都 610064)

提 要

采用相互作用图景, 对相干态 Jaynes-Cummings (JC) 模型在失谐情况下导出了严格的解析解。用数值计算研究了原子能级占有几率与时间, 失谐量和初始平均光子数的关系, 发现原子能级占有几率对失谐量也表现出量子塌缩和再生现象; 讨论了再生时间与再生信号之间的干涉现象。用数值计算研究了场的相干态的时间发展, 发现 JC 模型一个有趣而又重要的新现象, 即对于短时间范围, 场态的发展表现出准可逆性, 并详细讨论了这个现象。

关键词: 塌缩, 相干特性, 非线性滤波器。

一、引 言

1963年, Jaynes 和 Cummings 提出了二能级原子与单模场间相互作用的 JC 模型^[1]。并采用旋转波近似下将其简化为一个严格可解的模型, 通常称之为 JC 模型, 如果场的初态是相干态, 则称为“相干态 JC 模型”^[7]。Cummings^[2] 研究了一个二能级原子与相干态的单模量子化腔场在共振情形下的相互作用, 发现最初是相干态的输入场在与原子相互作用中立即失去其相干态, 因此原子起着类似于一个非线性滤波器的作用。其后发现原子的能级占有几率的拉比振荡有高斯衰减包络^[3~5]。特别是 Eberly 小组^[6] 在 1980 年研究 JC 模型的长时间行为中发现拉比振荡的塌缩和再生的特征, 该小组^[7~9] 引进了两个运动常数 (“激发数” \bar{N} 和 “交换常数” \bar{C}), 从求解算符的海森堡方程, 得到了非共振情形的集居数之差, 塌缩函数和原子偶极矩的解析解, 并作了一些数值计算。在本文中: (1) 采用相互作用图景研究失谐情形下的相干态 JC 模型, 由薛定谔方程求解态矢量的几率幅随时间变化的方程, 利用密度矩阵计算原子能级占有几率, 并求得塌缩函数和再生时间, 其结果与文献 [6]~[9] 完全一致; 文献 [4] 是本文结果在共振时的一个特殊情形; (2) 数值计算了原子能级占有几率的短时间和长时间的动力学行为, 与文献 [6]~[9] 基本一致。对失谐情形下场的初态对再生时间的影响, 在不同作用时刻原子能级占有几率与失谐量的关系的计算*。发现长时间作用, 原子能级占有几率对失谐量也表现出塌缩和再生现象, 这是一个新结果。(3) 首次导出了失

谐情形下光场的一阶相关函数的解析式。文献 [2] 是本文结果在共振时的一个特殊情形。数值计算了场态的时间发展,发现相互作用时间不长时,失谐情形下场态的发展表现出准可逆性,相干态周期性再现。并对这个现象作分析和解释。

二、理论分析

设原子具有能态 a 和 b , 其能量分别为 E_a 和 E_b , a 和 b 态之间允许偶极跃迁, 跃迁频率 $\omega = (E_a - E_b)/\hbar$, 并假设 $(E_a - E_b) \gg kT$, k 是玻尔兹曼常数。用自旋 $1/2$ 的角动量算符 S_+ 和 S_- 描写两能级原子。输入场的频率为 Ω , 用湮灭和产生算符 a 和 a^+ 描写电磁场, 原子-场系统的哈密顿量是玻色和费米动力学变量的混合。在相互作用图景中, 在旋转波近似下, 失谐情形的模型的哈密顿算符是

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + H_{int}, \\ H_0 &= \hbar\omega S_z + \hbar\Omega a^+ a, \\ H_{int} &= \hbar q e^{-i\Delta t} S_+ a + \hbar q e^{i\Delta t} a^+ S_-, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 Δ 是失谐量, $\Delta = \Omega - \omega$, $|\Delta| \ll \Omega$, ω , q 是耦合常数。 $S_+ = |a\rangle\langle b|$, $S_- = |b\rangle\langle a|$; $S_z = [|a\rangle\langle a| - |b\rangle\langle b|](1/2)$; $a^+ a |n, \alpha\rangle = n |n, \alpha\rangle$, ($\alpha = a, b$); $S_z |n, a\rangle = (1/2) |n, a\rangle$, $S_z |n, b\rangle = -(1/2) |n, b\rangle$ 原子和场的复合态用态矢描写, 它遵从薛定谔(Schrödinger)方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H_{int} |\psi(t)\rangle, \quad (2)$$

式中 $|\psi(t)\rangle$ 可展开为

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n C(n) [A(n, t) |n, a\rangle + B(n+1, t) |n+1, b\rangle], \quad (3)$$

设 $t=0$ 时态为

$$|\psi(0)\rangle = |\xi, \alpha\rangle = |\xi\rangle |\alpha\rangle, \quad (4)$$

式中 $|\xi\rangle$ 是光子态, 按一组福克(Fock)态展开为

$$|\xi\rangle = \sum_n C(n) |n\rangle \quad (5)$$

将(1)和(3)式代入(2)式, 得到一组耦合方程

$$\left. \begin{aligned} i\dot{A}(n, t) &= v e^{-i\Delta t} B(n+1, t), \\ i\dot{B}(n+1, t) &= v e^{i\Delta t} A(n, t), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 $v^2 = q^2(n+1)$, 方程(6)在旋转波近似下可得到解析解。设试解 $B e^{i\mu t}$, 代入(6)式得

$$\left. \begin{aligned} \mu_{1,2} &= \frac{1}{2} \Delta \pm \mu_n, \\ \mu_n &= \mu_1 - \mu_2 = [\Delta^2 + 4q^2(n+1)]^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

因此一般解为 $B = v \sum_{j=1}^2 u_j \exp(i\mu_j t)$, 代入(6)式得

$$\left. \begin{aligned} A &= - \sum_{j=1}^2 u_j \mu_j \exp[i(\mu_j - \Delta)t], \\ B &= v^{-1} \sum_{j=1}^2 u_j \mu_j (\mu_j - \Delta) \exp(i\mu_j t). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

设初始 ($t=0$) 时, 原子处于激发态 a , 则由 (8) 式得

$$u_1 = -\mu_n^{-1}, \quad u_2 = \mu_n^{-1}. \quad (9)$$

如果初始时原子处于 b 态, 则有

$$u_1 = v(\mu_1\mu_n)^{-1}, \quad u_2 = -v(\mu_1\mu_n)^{-1}. \quad (10)$$

三、原子能级占有几率

原子能级占有几率可用密度矩阵计算, 密度算符 $\rho(t)$ 定义为

$$\rho(t) = |\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|, \quad (11)$$

$|\psi(t)\rangle$ 由 (3) 式给出。不问场态如何, 当 t 时刻在激发态 a 和低能态 b 可以找到原子的几率

$$\left. \begin{aligned} P_a(t) &= \langle a | \rho(t) | a \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} P(n) |A(n, t)|^2, \\ P_b(t) &= \langle b | \rho(t) | b \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} |P(n) |B(n, t)|^2, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中 $P(n) = |C(n)|^2$ 是初始时的光子分布, 因而与场的初态有关。如果初始的输入场是相干态, 即

$$P_n(n) = P_c(n) = \frac{\exp(-\bar{n}) \cdot \bar{n}^n}{n!}, \quad (13)$$

式中 \bar{n} 是初始平均光子数。将 (8)、(9) 和 (13) 式代入 (12) 式, 得到初始处于激发态的两能级原子与一个完全相干态的单模量子化腔场相互作用时在 t 时刻在 a 和 b 态找到原子的几率分别为^[10, 11]

$$\left. \begin{aligned} P_a(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(-\bar{n}) \bar{n}^n}{n!} \frac{1}{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} \{ \Delta^2 + 2q^2(n+1) + 2q^2(n+1) \\ &\quad \cdot \cos[\sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t] \}, \\ P_b(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(-\bar{n}) \bar{n}^n}{n!} \frac{2q^2(n+1)}{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} \{ 1 - \cos[\sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t] \}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

(14) 式表明原子处于能态 a 和 b 的几率是以频率 $\Omega(n, qt, \Delta) = [\Delta^2 + 4q^2(n+1)]^{1/2}$ 周期性振荡的。但因 (14) 式的求和中有三角函数因子存在, 一般要完成求和以得到更简洁的解析式是不可能的, 因此除采用数值计算并作图外, 我们很难从 (15) 式得到直观的物理图像。由于求和中的权重因子 (泊松分布) 在 $n = \bar{n}$ 处有一峰值, 且偏差 $\langle n^2 \rangle - \bar{n}^2 = \bar{n}^{1/2}$, 因而当 $\bar{n}^{1/2}$ 很大 ($\bar{n}^{1/2} \gg qt$) 时, 可将 (14) 式中的平方根展开而完成求和, 近似得到

$$P_a(t) = 1 - \frac{2q^2(\bar{n}+1)}{\Delta^2 + 4q^2(\bar{n}+1)} \left\{ 1 - \cos[\sqrt{\Delta^2 + 4q^2(\bar{n}+1)} t] \exp\left[-\frac{2q^2\bar{n}}{\Delta^2 + 4q^2(\bar{n}+1)} (qt)^2\right] \right\}, \quad (15)$$

(15) 式的物理图像更为直观—以频率 $\Omega(\bar{n}, qt, \Delta) = [\Delta^2 + 4q^2(\bar{n}+1)]^{1/2}$ 的周期性振荡为—高斯包络

$$C(\bar{n}, qt, \Delta) = \exp\left[-\frac{2q^2\bar{n}}{\Delta^2 + 4q^2(\bar{n}+1)} (qt)^2\right], \quad (16)$$

所束缚, 而高斯包络本身又是随时间衰减的。因此两能量原子与量子化腔场相互作用的结果就象一个作衰减振荡的量子波包, 波包塌缩又再生, 波包还要扩散。 $C(\bar{n}, qt, \Delta)$ 称为塌

缩函数 (the collapse function) 这一结果与文献[7]的结果一致。类似地可得到再生时间 t_R 为^[7]

$$t_R = \pi q^{-2} [\Delta^2 + 4q^2(\bar{n} + 1)]^{1/2}. \quad (17)$$

对方程(14)进行数值计算, 时间 t 以 $1/q$ 为单位, 失谐量 Δ 以 q 为单位, 初始平均光子数 $\bar{n} = 10$, 其结果如图 1、图 2 所示。它们分别相应于原子能级占有几率 $P_a(t)$ 的短时间和长时间的动力学行为。显然, 原子能级占有几率呈振荡式衰减, 且随失谐量的增大, 衰减变慢。图 2 显示了衰减振荡的高斯包络的塌缩和自发再生的现象。塌缩和再生是有规律的, 再生时间明显地与失谐量有关, Δ 愈大, 再生时间愈长, 这表示原子与场相互作用较弱。还可看到, 无论 Δ 取何值, 再生时间都有缓慢变短的趋势, 这可理解为相互作用的积累效应, 时间增长时, 再生信号之间发生干涉^[8]。愈接近共振, 原子与场之间相互作用愈强, 再生信号间的干涉就愈强。从波包角度可理解为量子波包随时间增长而扩散, 以致后来逐渐重叠, 因而表现出来的是塌缩区的时间间隔逐渐变短。

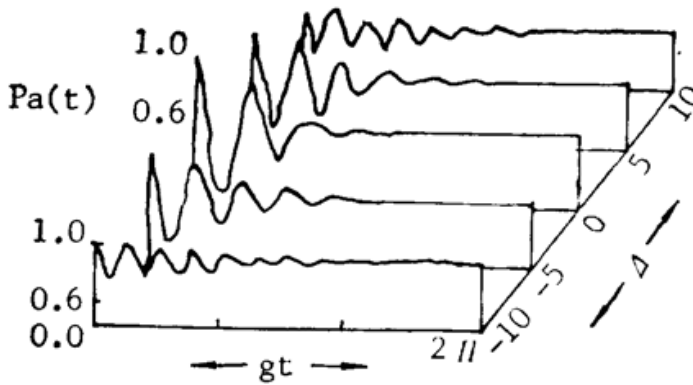


Fig. 1 Short-term behaviour of the atomic level occupation probabilities $P_a(t)$ for $\bar{n} = 10$ and with different detuning parameters Δ

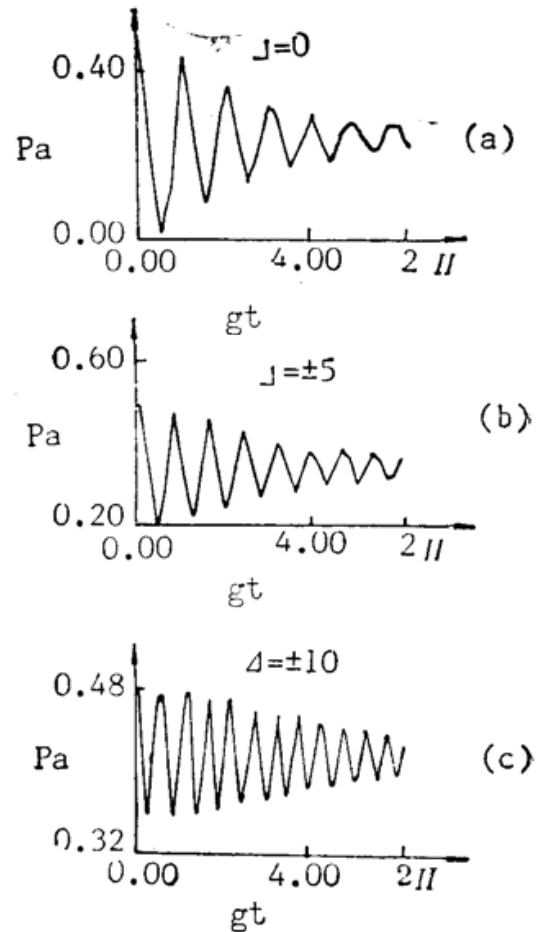


Fig. 2 Long-term behaviour of $P_a(t)$ for $\bar{n} = 10$, with different values of Δ

Curves a, b and c correspond to $\Delta = 0, \pm 5,$ and $\pm 10,$ respectively

图 3 画出了 $\Delta = 10$ 而 \bar{n} 取不同值的一组图, 可看到再生时间随 \bar{n} 增大而增长, 这个结果与(17)式的分析是一致的。图 2 和图 3 还显示了一个重要结果, 在塌缩和再生的时间周期中, 原子能级占有几率基本上是常数, 这个规律在再生信号强干涉时区才被破坏。

图 4 画出了不同时刻的原子能级占有几率与失谐量的关系曲线。从图 3 可知, 原子能级占有几率对 Δ 也表现出量子塌缩和再生现象。此外, 在塌缩区 ($\Delta = \pm 5$, 第一个塌缩区 $gt = 4\pi$, 第二个塌缩区 $gt = 10\pi$), 振荡振幅小; 在再生区 (第一个再生区 $gt = 8\pi$,

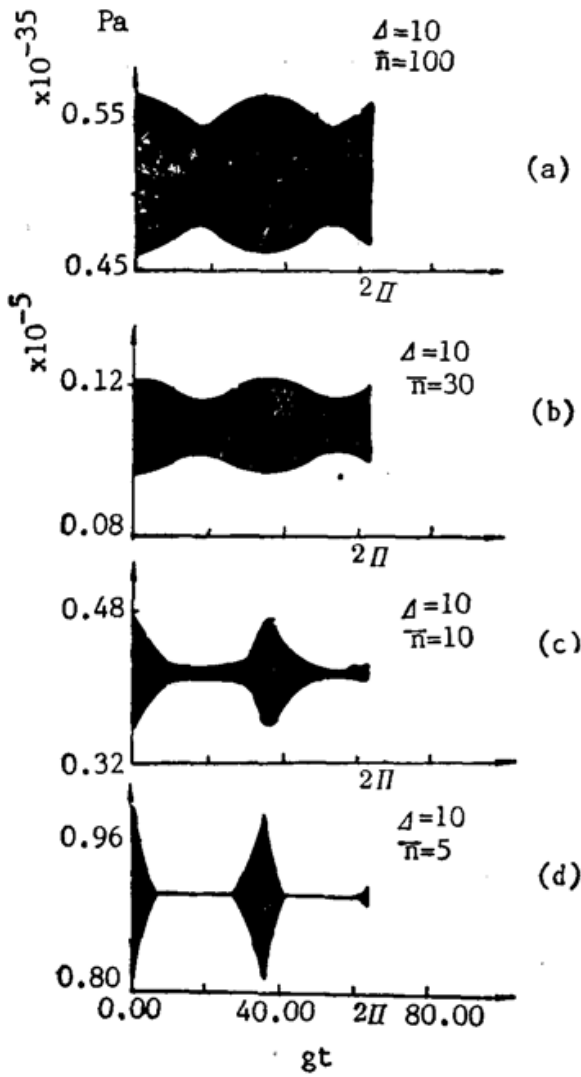


Fig. 3 Long-term behaviour of $P_a(t)$ for $\Delta=10$, with the different initial mean photon number

Curves a, b, c and d correspond to $\bar{n}=5, 10, 30$, and 100 , respectively

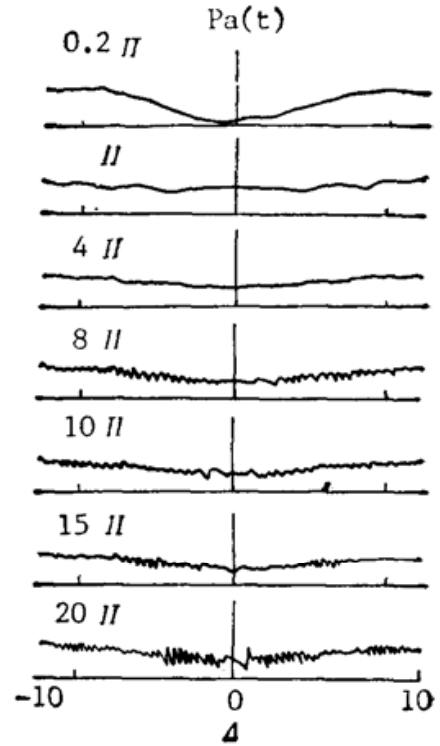


Fig. 4 $P_a(t)$ vs Δ for $\bar{n}=10$ at different times

Curves correspond to $gt=0.2\pi, \pi, 4\pi, 8\pi, 10\pi, 15\pi$ and 20π , respectively

第二个再生区 $gt=15\pi$) 振荡幅幅大, 前者表示弱相关, 后者表示强相关。

四、场的相干特性

电磁场相干性的概念是 Glauber 引入的^[12], 电场算符 E 可写为正频部分 E^+ 和负频部分 E^- 之和, 它们分别具有湮灭和产生算符的特性, 即

$$E = E^+ + E^- = \varepsilon [\exp(-i\Omega t) \cdot a + \exp(i\Omega t) a^\dagger]. \tag{18}$$

现在考虑问题是: 一个初始时处于激发态的原子与完全相干态的单模量子化输入场相互作用, 在非共振情形下, 到什么时候输出场仍是相干的? 为此, 比较 $\langle E^- E^+ \rangle$ 和 $\langle E^- \rangle \langle E^+ \rangle$ 。

在相互作用图景中, 可求得输出场在非共振情形下的一阶相关函数

$$\langle E^- E^+ \rangle(t) = T_r[\rho E^- E^+] = \varepsilon^2 [\bar{n}, qt, \Delta], \tag{19}$$

式中 ρ 是(11)式定义的密度算符, 计算得 S_1 为^[13]

$$S_1(\bar{n}, qt, \Delta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(-\bar{n}) \bar{n}^n}{n!} \frac{2q^2(n+1)}{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} \{1 - \cos[\sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t]\}. \quad (20)$$

负频部分的期待值 $\langle E^- \rangle$ 为

$$\langle E^- \rangle(t) = T_r[\rho E^-] = s \exp(i\Omega t) \sqrt{\bar{n}} S_2(\bar{n}, qt, \Delta). \quad (21)$$

正频部分是(21)式的共轭 $\langle E^+ \rangle = \langle E^- \rangle^*$, 因而有

$$\langle E^- \rangle \langle E^+ \rangle(t) = s^2 \bar{n} |S_2|^2, \quad (22)$$

式中函数 S_2 为

$$S_2(\bar{n}, qt, \Delta) = \sum_{n=0}^{\infty} P_c(n) \left[[A(n, t) A^*(n+1, t) + \left(\frac{n+2}{n+1}\right)^{1/2} B(n+1, t) B^*(n+2, t)] \right]. \quad (23)$$

利用(7)~(9)式, 可导出的解析式为^[13]

$$\begin{aligned} S_2(\bar{n}, qt, \Delta) = & \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(-\bar{n}) \bar{n}^n}{n!} \left\{ \left[\frac{\Delta^2 + 4q^2(n+2)}{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} \right]^{1/2} \right. \\ & \times \sin \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t \right] \sin \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+2)} t \right] \\ & + \cos \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t \right] \cos \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+2)} t \right] \\ & + i\Delta [\Delta^2 + 4q^2(n+1)]^{-1/2} \sin \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t \right] \cos \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+2)} t \right] \\ & \left. - i\Delta [\Delta^2 + 4q^2(n+2)]^{-1/2} \cos \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+1)} t \right] \sin \left[\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2(n+2)} t \right] \right\}. \quad (24) \end{aligned}$$

显然 $\langle E^- E^+ \rangle(0) = \langle E^- \rangle \langle E^+ \rangle(0)$, 而当 $\bar{n} \rightarrow 0$ 时, 有

$$\left. \begin{aligned} \langle E^- E^+ \rangle_{\bar{n} \rightarrow 0}(t) = \langle E^- E^+ \rangle_{sp}(t) &= \frac{2q^2}{\Delta^2 + 4q^2} \left[1 - \cos \left(\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4q^2} t \right) \right], \\ \langle E^- \rangle(t) \langle E^+ \rangle_{\bar{n} \rightarrow 0}(t) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

可见在 $\langle E^- \rangle \langle E^+ \rangle(t)$ 中无自发发射项, 而在 $\langle E^- E^+ \rangle(t)$ 中含有自发发射项, 这意味着即使 $\langle E^- \rangle$ 或 $\langle E^+ \rangle$ 为零, $\langle E^- E^+ \rangle$ 仍不为零。由(18)式可知, S_1 代表原子和场相互作用引起的平均光子数的变化量, 它既与失谐程度有关, 也与光场初始状态密切相关。在(20)式的级数中, 对应于 $n=0$ 的第一项反映了原子自发发射对光场平均光子数的贡献, 而 $n \neq 0$ 的项则代表原子受激发射和受激吸收对光场平均光子数的贡献。显然将 S_1 对时间求平均其值为零。这意味着光场的平均光子数始终是初始平均值, 而某时刻光场的平均光子数偏离 \bar{n} 。比较(14)和(20)两式可知 $S_1 = P_b$, 因此 S_1 所反映的平均光子数的变化其物理意义是: 向有 n 个光子的模内发射一个光子的几率被加权平均(权重因子是泊松分布), 因此对 \bar{n} 的偏离的大小本质上是由该时刻原子状态所决定, 当原子处于基态, 光子数增加; 当原子处于激发态, 光子数因吸收而减少, 但按时间平均不变, 这正反映了JC模型激发数守恒这一基本特征。从(23)或(24)式的级数求和可看到, S_2 所反映的是各相邻原子态之间干涉效应的总和被泊松分布加权平均, 它也与失谐量和光场的初态有关。(22)式表明 S_2 是以非线性方式影响场态的, 这种影响本质上源于原子与场耦合的非线性。

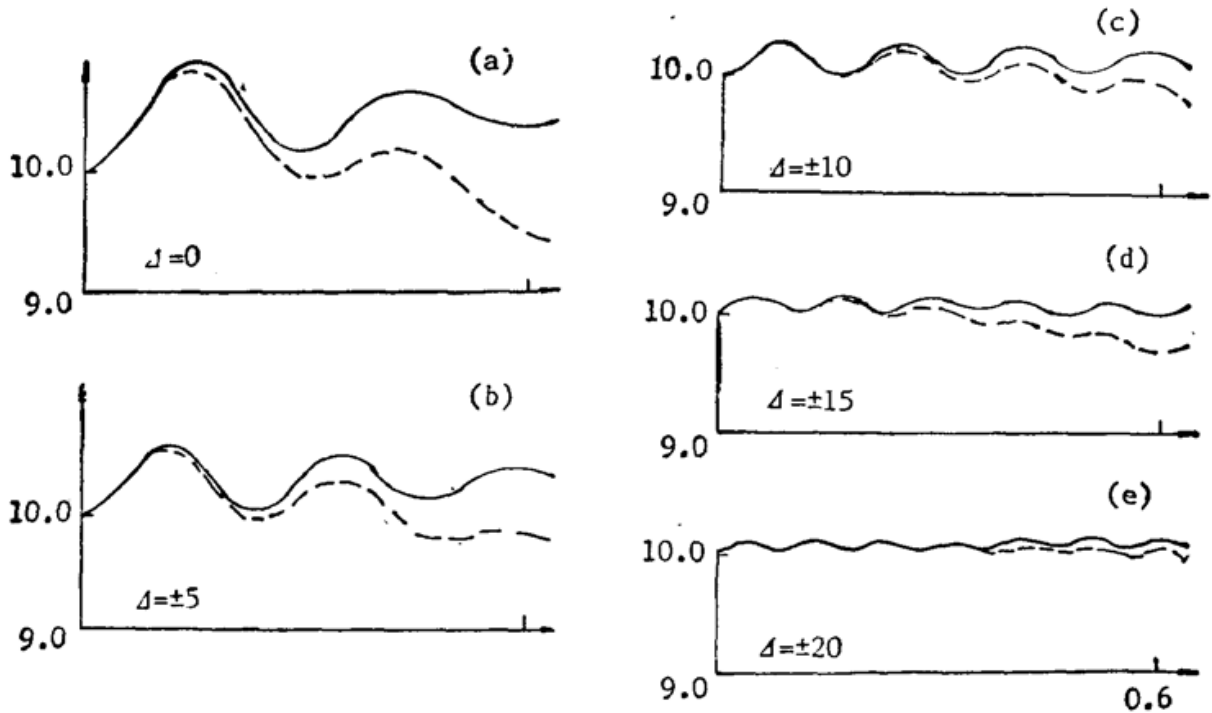


Fig. 5 Time evolution of the coherent states of field for $\bar{n}=10$, with different values of Δ

Curves a, b, c, d and e correspond to $\Delta=0, \pm 5, \pm 10, \pm 15$ and ± 20 . Solid and dashed lines represent $\bar{n}+S_1$ and $\bar{n}|S_2|^2$, respectively.

对(19)和(22)式进行数值计算,取初始平均光子数 $\bar{n}=10$,对不同失谐量的计算结果示于图5。可以看到场态的时间发展对 Δ 的正值和负值是对称的,失谐量改变时场态的时间发展很不相同,失谐量越大,场态保持其相干态的时间越长。特别值得指出的一个结果是: $\langle E^-E^+ \rangle / s^2$ 和 $\langle E^- \rangle \langle E^+ \rangle / s^2$ 两条曲线随时间的发展开始分开,然后彼此接近再产生相干态。随着失谐量的增大,这种相干态的周期性再现性越显著。例如 $\Delta = \pm 20$ 时,这种再现性多次出现。这意味着失谐情况下在一定时间场态的发展表现出准可逆性。因此与文献[2]的结论不同,在失谐情形下原子对相互作用场的影响并不象一个非线性滤波器,只有在共振情形下原子对场态的影响才象一个非线性滤波器。在失谐情形场最终会失去其相干态,但这种结果不是立刻发生的,在相干态平均光子数几乎等于初始值,即 $\langle n(t) \rangle = \langle E^-E^+ \rangle (t) / \xi^2 \simeq \bar{n}$, 这从图5中也可看到这一点;即在场处于相干态时,从基态找到原子的几率很小,原子复回到最初所处的激发态。

五、结 论

无论在共振或失谐情形,原子能级占有几率的长时间行为表现出塌缩和周期性的自发再生的特征。随着时间增长再生信号的干涉愈显著,随失谐量的增大再生信号干涉效应减弱。再生时间随失谐量或初始平均光子数增大而增长。原子能级占有几率对失谐量也表现出塌缩和再生现象。塌缩和再生是一种量子效应。

在共振情形,原子对相互作用场的影响类似一个非线性滤波器的作用;但在失谐情形,原子对相互作用场的影响并不起着类似非线性滤波器的作用,而是在一定时间内场态的发展表现出准可逆性,相干态周期性再现,失谐量愈大,相干态周期性再现愈显著。

对林道发同志在编制计算程序上所给予的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] E. T. Jaynes, F. M. Cummings; *Proc. IEEE*, 1963, **51**, No. 1 (Jan), 89.
- [2] F. W. Cummings; *Phys. Rev. (A)*, 1965, **40**, No. 4, 1051.
- [3] S. Stenholm; *Phys. Rep.*, 1973, **6C**, No. 1, 1.
- [4] P. Meystre, E. Geneux *et al.*; *Nuovo Cimento*, 1975, **25B**, No. 2, 521.
- [5] T. Von. Foerster; *J. Phys. (A)*, 1975, **8**, No. 1 (Jan), 95.
- [6] J. H. Eberly, N. B. Norozhny *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **44**, No. 20, 1323.
- [7] N. B. Navozhny J. J. Sanchez-Mondragon *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **23A**, No. 1, 236.
- [8] H. I. Yoo, J. J. Sanchez-Mondragon *et al.*; *J. Phys. (A)*, 1981, **14 A**, No. 6 (Jun), 1383.
- [9] H. I. Yoo, J. H. Eberly; *Phys. Rep.*, 1985, **118**, No. 5, 239.
- [10] Calculating $P_a \rightarrow P_b$ and by making use of replacement $\lambda \rightarrow q$, $|\alpha| \rightarrow \bar{n}$, our result for $(P_a - P_b)$ is in accord with Eq. (3.2) in $m = +1$ of Ref 7 or Eq. (1.3) in $m = +1$ of Ref.[8]
- [11] Taking $\lambda = 0$ and by making use of replacement $\lambda \rightarrow q$, $|\alpha| \rightarrow n$, $m \rightarrow n$, our Eq. (17a) becomes Eq. (46) of Ref. [4].
- [12] Roy J. Glauber; *Phys Rev.*, 1963, **130**, No. 6, 2529;
Roy J. Glauber; *Phys. Rev.*, 1963, **131**, No. 6, 2766.
- [13] Taking $\lambda = 0$ and by making use of replacement $\lambda \rightarrow q$ our Eq. (23) and Eq. (27) become Eq. (III 13) and (III 15) of Ref. [2] respectively, hence (21) and (25) become (III 12) and (III 16) of Ref. [2] respectively.

Non-resonance behaviour of the Jaynes-Cummings (JC) model—The atomic level occupation probabilities and coherent properties of the optical field

FAN ANFU

(Opto-electric Science and Technique Department of Sichuan University Chengdu, Sichuan 610064)

LIN DUOLIANG

(Department of Physics and Astronomy State University of New York at Buffalo Amherst, New York 14260)

CHEN XIAOSHU

(Computer Center of Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064)

(Received 16 February 1990; revised 6 August 1990)

Abstract

The exactly analytic solution of the coherent state Jaynes-Cummings (JC) model is derived for the detunings using the interaction picture. The atomic level occupation probabilities are investigated numerically as function of time and detuning parameter and initial mean photon number. For detuning parameter, the quantum collapse and revival phenomenon of the atomic level occupation probabilities is found. Interference between revival signals is discussed. The time evolution of the coherent states of field is studied numerically. It is discovered that the evolution of the state of field appears to be quasi-reversible for a short period of time. This is an interesting and important new phenomenon of JC model. Detailed discussion is presented.

Key words: collapse, coherent-properties, nonlinear filler.