

双色场 Jaynes-Cummings 模型的量子理论*

罗耕贤 郭光灿

(中国科学技术大学物理系)

1987 年 11 月 20 日收到

本文采用全量子理论精确地导出失谐对称的双色 Jaynes-Cummings 模型的解, 并通过数值方法讨论了二个初始光场具有相同与不同统计特性时, 原子系统的动力学行为, 结果发现了新的衰变-复苏 (collapse-revival) 现象, 详细地研究了影响这个现象的各种因素.

一、引 言

自 Jaynes 与 Cummings 提出 Jaynes-Cummings 模型^[1] (以下简称 J-C 模型)后, 在量子光学中已经对 J-C 模型做了大量的研究, 近年来仍有不少人在研究^[2-6]. 1980 年 Eberly 等人^[7] 首次从理论上揭示了在相干态 J-C 模型中原子布居数反转的长时间特性存在有衰变-复苏现象, 并指出了此现象是场的量子化特征的反映. 而后, 人们在热光场^[8]和压缩态光场^[2]的 J-C 模型以及三能级原子的 J-C 模型^[5]直至 N 能级原子的 J-C 模型^[6]中, 相继地发现了特征各异的衰变-复苏现象. 这些现象与原子能级结构、初始外场的统计性质以及场同原子的失谐量等因素相关. 特别是, 近几年来, 人们已在实验上实现了腔内单原子的技术^[9], 使得对 J-C 模型的研究不再仅限于理论上的兴趣. 但至今, 一个二能级原子与二个辐射场相互作用的量子统计模型无论在理论上还是在实验上尚未被人研究过. 我们已采用半经典理论揭示出这个系统新的动力学特征^[10], 人们自然要问, 若将双色场量子化, 此系统是否也存在衰变-复苏现象? 本文将运用全量子理论来研究这个问题.

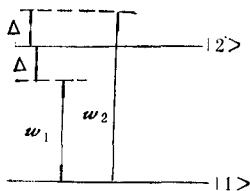


图 1 双色场与二能级原子系统

二、理论公式

这里假设二个场的有关性质以及系统(原子+外场)模型均与半经典理论中^[10]所讨论的相同.

考虑到二个场之间不存在直接的耦合, 这样系统(如图 1)的相互作用哈密顿量可写为

* 中国科学院科学基金资助的课题.

$$V^I = gS_+(d_2e^{-i\Delta t} + d_1e^{i\Delta t}) + \text{H. c.} \quad (1)$$

式中 g 表示每个场与原子能级的耦合系数(已假设二个场的各自耦合系数相同), S_+ 为原子能级的上升算符, d_1, d_2 分别为 ω_1 场、 ω_2 场的湮灭算符, H. c. 代表前面两项的厄密共轭.

令系统在 t 时刻的态矢为^[11]

$$|\phi_{2-}^I(t)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F(n_1, n_2) [a_{n_1, n_2}(t)|2, n_1, n_2\rangle + b_{n_1, n_2+1}(t)|1, n_1, n_2+1\rangle + c_{n_1+1, n_2}(t)|1, n_1+1, n_2\rangle], \quad (2)$$

式中系数 $a_{n_1, n_2}(t)$ 表示原子处于上能级 $|2\rangle$ 而场具有 n_1, n_2 个光子的几率振幅, $b_{n_1, n_2+1}(t), c_{n_1+1, n_2}(t)$ 的意义依此类似解释. $F(n_1, n_2) \equiv F(n_1) \cdot F(n_2)$, $F(n_i)$ 表示各个辐射场初始态在粒子数表象中的投影.

把 (1) 和 (2) 式代入相互作用图象中的 Schrödinger 方程

$$\frac{d}{dt} |\phi_{2-}^I(t)\rangle = -iV^I |\phi_{2-}^I(t)\rangle,$$

再考虑方程两边相同态的系数相等, 得到

$$\begin{aligned} \frac{da_{n_1, n_2}(t)}{dt} &= -ig\sqrt{n_2+1}e^{-i\Delta t}b_{n_1, n_2+1}(t) - ig\sqrt{n_1+1}e^{i\Delta t}c_{n_1+1, n_2}(t), \\ \frac{db_{n_1, n_2+1}(t)}{dt} &= -iga_{n_1, n_2}(t)\sqrt{n_2+1}e^{i\Delta t}, \\ \frac{dc_{n_1+1, n_2}(t)}{dt} &= -iga_{n_1, n_2}(t)\sqrt{n_1+1}e^{-i\Delta t}. \end{aligned} \quad (3)$$

令系统的初始状态为

$$\begin{aligned} |\phi_{2-}^I(0)\rangle &= \sum_{n_1, n_2} F(n_1) \cdot F(n_2) [|2, n_1, n_2\rangle] \\ &= \left[\sum_{n_1, n_2} F(n_1) \cdot F(n_2) |n_1, n_2\rangle \right] \cdot |2\rangle, \end{aligned} \quad (4a)$$

即

$$a_{n_1, n_2}(0) = F(n_1) \cdot F(n_2), \quad b_{n_1, n_2+1}(0) = c_{n_1+1, n_2}(0) = 0. \quad (4b)$$

设 $a_{n_1, n_2}(t) = e^{-i\omega t}$, 并把它代入 (3) 式, 注意到初始条件 (4b) 式得到

$$\omega^3 - \omega[\Delta^2 + g^2(n_1+1) + g^2(n_2+1)] + \Delta g^2(n_1 - n_2) = 0. \quad (5)$$

这是关于 ω 的一元三次方程. 设其三个根为 $\omega_i (i=1, 2, 3)$, 则其一般解为

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 2^{3/\sqrt{r}} \cos\theta, \quad \omega_2 = 2^{3/\sqrt{r}} \cos(\theta + 120^\circ), \\ \omega_3 &= 2^{3/\sqrt{r}} \cos(\theta + 240^\circ), \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{-\left(\frac{p}{3}\right)^3}, \quad \theta = \frac{1}{3} \arccos\left(-\frac{q}{2r}\right), \\ p &= -[\Delta^2 + g^2(n_1+1) + g^2(n_2+1)], \quad q = \Delta g^2(n_1 - n_2). \end{aligned}$$

为了求得 $a_{n_1, n_2}(t)$, 进一步令

$$a_{n_1, n_2}(t) = F(n_1)F(n_2)[Ae^{-i\omega_1 t} + Be^{-i\omega_2 t} + Ce^{-i\omega_3 t}], \quad (7)$$

并代入(3)式,同时考虑到初始条件(4b)式,经过简单的运算后得到

$$\begin{aligned} A &= (\Delta^2 - \omega_1^2)/(\omega_1 - \omega_3)(\omega_2 - \omega_1), \\ B &= (\Delta^2 - \omega_2^2)/(\omega_2 - \omega_1)(\omega_3 - \omega_2), \\ C &= (\Delta^2 - \omega_3^2)/(\omega_3 - \omega_2)(\omega_1 - \omega_3). \end{aligned} \quad (8)$$

这样即可求得几率振幅如下:

$$\begin{aligned} a_{n_1, n_2}(t) &= F(n_1) \cdot F(n_2) [Ae^{-i\omega_1 t} + Be^{-i\omega_2 t} + Ce^{-i\omega_3 t}], \\ b_{n_1, n_2+1}(t) &= -F(n_1) \cdot F(n_2) k g \sqrt{n_2 + 1} \left(\frac{Ae^{i(\Delta - \omega_1)t}}{\Delta - \omega_1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{Be^{i(\Delta - \omega_2)t}}{\Delta - \omega_2} + \frac{Ce^{i(\Delta - \omega_3)t}}{\Delta - \omega_3} \right), \\ c_{n_1+1, n_2}(t) &= F(n_1) \cdot F(n_2) k g \sqrt{n_1 + 1} \left(\frac{Ae^{-i(\Delta + \omega_1)t}}{\Delta + \omega_1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{Be^{-i(\Delta + \omega_2)t}}{\Delta + \omega_2} + \frac{Ce^{-i(\Delta + \omega_3)t}}{\Delta + \omega_3} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

式中 k 为归一化常数, 由归一化条件 $|a_{n_1, n_2}(t)|^2 + |b_{n_1, n_2+1}(t)|^2 + |c_{n_1+1, n_2}(t)|^2 = 1$ 给出.

这样便确定了系统 t 时刻的态矢(2)式. 利用 $\rho_a(t) = \text{tr}_f(\rho_{a-f}) = \text{tr}_f[|\phi_{a-f}^i(t)\rangle \langle \phi_{a-f}^i(t)|]$, 立即得到原子处于上、下能级的布居数 $P_2(t)$, $P_1(t)$ 分别为

$$\begin{aligned} P_2(t) &= \sum_{n_1, n_2} P(n_1, n_2) |a_{n_1, n_2}(t)|^2 \\ &= \sum_{n_1, n_2} P(n_1, n_2) [(A \cos \omega_1 t + B \cos \omega_2 t + C \cos \omega_3 t)^2 \\ &\quad + (A \sin \omega_1 t + B \sin \omega_2 t + C \sin \omega_3 t)^2], \quad (10) \\ P_1(t) &= \sum_{n_1, n_2} P(n_1, n_2) [|b_{n_1, n_2+1}(t)|^2 + |c_{n_1+1, n_2}(t)|^2] \\ &= \sum_{n_1, n_2} \left\{ P(n_1, n_2) \left[k^2 g^2 (n_2 + 1) \left(\frac{A}{\Delta - \omega_1} \cos(\Delta - \omega_1)t \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{B}{\Delta - \omega_2} \cos(\Delta - \omega_2)t + \frac{C}{\Delta - \omega_3} \cos(\Delta - \omega_3)t \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + k^2 g^2 (n_2 + 1) \left(\frac{A}{\Delta - \omega_1} \sin(\Delta - \omega_1)t \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{B}{\Delta - \omega_2} \sin(\Delta - \omega_2)t + \frac{C}{\Delta - \omega_3} \sin(\Delta - \omega_3)t \right)^2 \right] \\ &\quad + P(n_1, n_2) \left[k^2 g^2 (n_1 + 1) \left(\frac{A}{\Delta + \omega_1} \cos(\Delta + \omega_1)t \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{B}{\Delta + \omega_2} \cos(\Delta + \omega_2)t + \frac{C}{\Delta + \omega_3} \cos(\Delta + \omega_3)t \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + k^2 g^2 (n_1 + 1) \left(\frac{A}{\Delta + \omega_1} \sin(\Delta + \omega_1)t \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{B}{\Delta + \omega_2} \sin(\Delta + \omega_2)t + \frac{C}{\Delta + \omega_3} \sin(\Delta + \omega_3)t \right)^2 \right] \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

式中 $P(n_1, n_2) = |F(n_1)|^2 \cdot |F(n_2)|^2$ 为辐射场的初始光子数分布。目前, 量子光学中常讨论的量子统计场有四种: Fock 态、相干态、混沌态(热辐射场)和压缩态, 相应于这些态的 $P(n_i)$ ($i = 1, 2$) 分别为

$$P(n_i) = \delta_{\bar{n}_i, n_i} \quad (\text{Fock 态});$$

$$P(n_i) = e^{-\bar{n}_i} \bar{n}_i^{n_i} / n_i! \quad (\text{相干态});$$

$$P(n_i) = \bar{n}_i^{n_i} / (\bar{n}_i + 1)^{n_i+1} \quad (\text{混沌态});$$

$$P(n_i) = [(n_i!) \cosh \gamma]^{-1} \left(\frac{1}{2} \tanh \gamma \right)^{n_i} |H_{n_i}[\beta / (\sinh 2\gamma)^{1/2}]|^2 \cdot \exp[-\beta^2(1 - \tanh \gamma)] \quad (\text{压缩态})^{[2]}$$

下面借助数值方法来分析二个辐射场的初始统计性质相同与不同时的几种典型情况下, $P_2(t)$ 随时间 (t), 失谐量 (Δ) 的变化规律。

三、原子能级布居的演变规律

1. 初始存在两个统计性质相同的辐射场

图 2 为初始存在两个 Fock 态场的情形。仔细观察图 2, 可以得到如下结论: 1) 当两个初始场强及场同原子的失谐量选择适当时, 有可能出现衰变-复苏现象, 且都是很有规则的振荡图形(各自的振荡、衰变和复苏周期都保持不变)。这个结果是初始只存在一个 Fock 态场时所不存在的^[4], 也与以往文献 [2—8] 中出现过的衰变-复苏现象不相同。更重要的是, 这里的现象并不能归结为通常对衰变-复苏现象的解释, 即 Rabi 频率的弥散与由于场的量子化致使物理量的统计平均中存在着对不连续的光子数的无穷求和^[5]。我们认为这是由于两个 Fock 态场的某种拍现象所造成的, 可见我们的结果揭示了产生衰变-复苏现象一种新的物理机制。2) 当场与原子之间的失谐量足够大时(图 2 (d)), 曲线变为周期性的等幅振荡(振幅在 1 附近变动), 这与初始存在单色场且失谐量很大时的结果相同。3) 在计算中我们还比较了固定 $(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)$ 值不变而 \bar{n}_1, \bar{n}_2 各自随意变化的情况, 结果发现原子布居均具有相同的演变规律, 说明此时原子与两个辐射场是耦合成一个整体的。

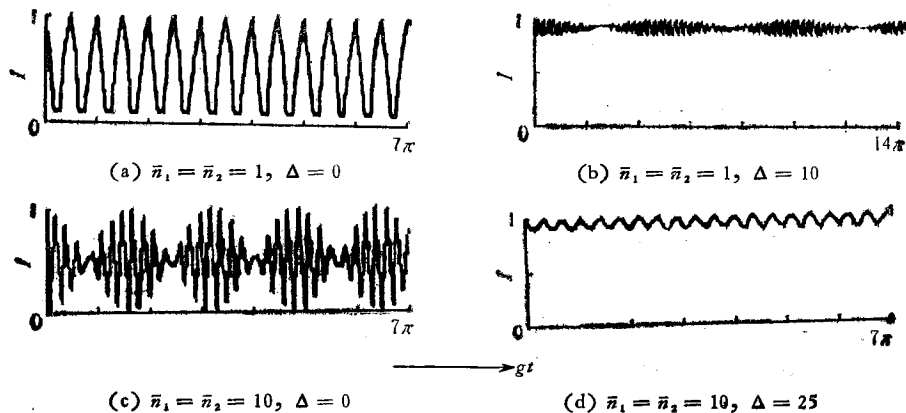


图 2 模 1, 模 2 均为 Fock 态光场

图3为初始存在两个相干态光场的情况。这里作了 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 1, \Delta = 0$; $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 1, \Delta = 2$; $\bar{n}_1 = 1, \bar{n}_2 = 3, \Delta = 0$ 和 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 2, \Delta = 0$ 四种初始条件下的 $P_2(t)$ 曲线(图3中只给出两种典型曲线)。结果发现,在保持 \bar{n}_1, \bar{n}_2 不变的条件下,随失谐量增大,振荡振幅减小,在第一个衰变与第一个复苏之间的静止时间减少,同时第一个振荡波包开始变宽;保持失谐量不变而当其中一个光场的初始强度变大时,曲线变化最明显的特征就是在第一个衰变与第一个复苏之间的静止时间延长,出现第一个复苏的时间往后推迟;若固定 $(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)$ 值,但 \bar{n}_1, \bar{n}_2 取值不同,此时原子布居的衰变-复苏规律仍保持一样,说明在这种情况下,两个辐射场与原子耦合成一个整体。以上计算结果还表明:衰变-复苏现象总是存在的,但仅存在第一个明显的衰变信号,而往后的振荡波包逐渐变宽以致互相重叠,出现了浑沌特征,衰变和复苏的时间与初始场强、失谐量有关。这些结论与单模相干场入射于一个二能级原子的结果^[43]以及两个相干场同一个三能级原子作用后的结果^[5]是相似的。

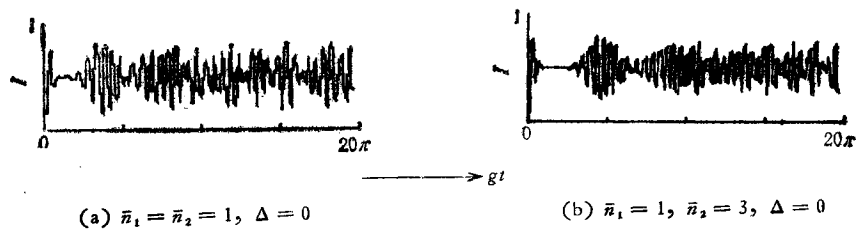


图3 模1, 模2均为相干态光场

2. 初始存在两个不同统计性质的辐射场

图4为初始存在一个压缩态光场(模1)和一个相干态光场(模2)的情形。比较图3与图4可以发现,两者相应的结果很相似。再仔细观察图4(c)与4(d)可以发现,当初始两个辐射场的强度互换时,其演化曲线并不完全一致,初始压缩光场强度较大的显现出较长的第一个衰变时间,这说明衰变-复苏现象不仅依赖于初始辐射场的强度以及场同原子的失谐量大小,而且还依赖于初始辐射场的统计性质。换言之,当 \bar{n}_1, \bar{n}_2 取不同值,即使保持 $(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)$ 值不变,原子系统的衰变-复苏规律并不保持不变。

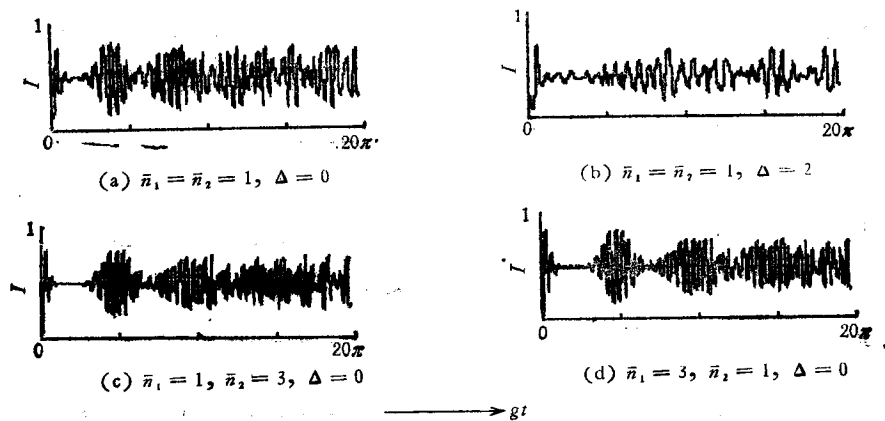


图4 模1为压缩态光场(压缩参数 $\gamma = 0.5$, 压缩角 $\theta = 0$); 模2为相干态光场

图 5 为初始存在一个相干态光场(模 1)与一个 Fock 态光场(模 2)的情形. 它们的 $P_2(t)$ 长时间特性都存在衰变-复苏现象. 我们作了 $\bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10$ 而 $\Delta = 0, 2, 10$ 三种情况下的 $P_2(t)$ 时间曲线(图 5 中只给出 $\Delta = 0, 10$ 的两种情况), 比较这些曲线可以发现, 随失谐量增大 ($\Delta = 0$ 增至 $\Delta = 2$), 振荡波包迅速展宽, 以致当 $\Delta = 2$ 时的第一个衰变区域也不明显且整个曲线具有浑沌特征; 但当 Δ 增至 10 时, 却出现了与 $\Delta = 0, 2$ 时不同的特征: 第三个振荡波包的振幅反而比第二个振荡波包的大, 这个现象与双模场同一个三能级原子相互作用后的结果相同^[6,13]; 此外, 我们还发现在相同时间内出现的波包个数减少了. 若把图 5 (a) 的初始条件变为 $\bar{n}_1 = 10, \bar{n}_2 = 4, \Delta = 0$, 计算后发现, 当相干态光场与 Fock 态光场的初始强度互换时, 衰变-复苏规律是不一样的. 图 5 (c) 为初始只存在相干态光场的结果, 与图 5 (a) 比较后发现, 初始增加一个 Fock 态光场, 可把第二、三、四个振荡波包明显地分立开来.

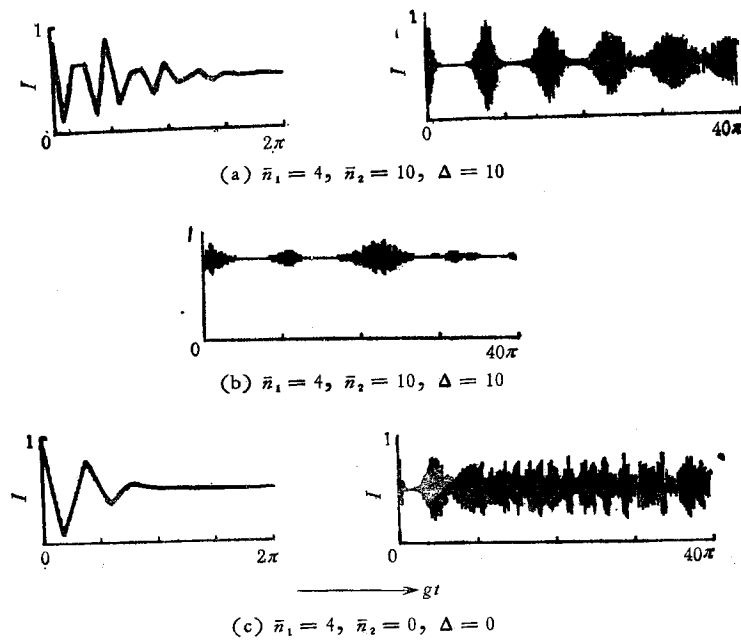


图 5 模 1 为相干态光场; 模 2 为 Fock 态光场

图 6 为初始存在一个混沌热光场(模 1)与一个 Fock 态光场(模 2)的情形. 计算过程中我们作了 $\bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10, \Delta = 0; \Delta = 2; \Delta = 10$ 与 $\bar{n}_1 = 10, \bar{n}_2 = 4, \Delta = 0$ 四种初始条件下的 $P_2(t)$ 曲线(文中只给出两个典型的曲线). 结果表明, 这些图形都不可能出现明显的衰变-复苏现象, 图形的混沌特征随失谐量增大而较早出现, 当 Δ 增至 10 时, 出现了类似图 5 (b) 的图形(见图 6 (b)). 这里的结果与文献 [8] 初始只有一个热光场存在的二能级原子系统的结果很不一样, 在文献 [8] 中不可能出现振荡波包的特征.

图 7 为初始存在一个压缩态光场(模 1)与一个 Fock 态光场(模 2)的情形. 图 7 (a) 的 γ 取 0.5 (γ 为压缩态光场的压缩参数), 由初始条件可知, 此时对初始压缩态光场强度的贡献主要来自相干振幅; 图 7 (b) 的 γ 取 1.44, 此时对初始压缩态光场强度的贡献主要来自压缩效应. 由图 7 (a) 可知, 初始三个衰变-复苏现象是很明显的, 随着时间增加,

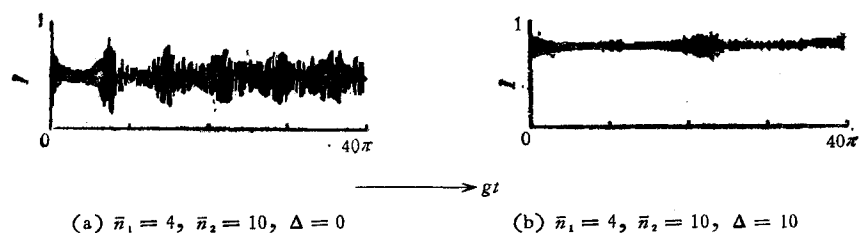
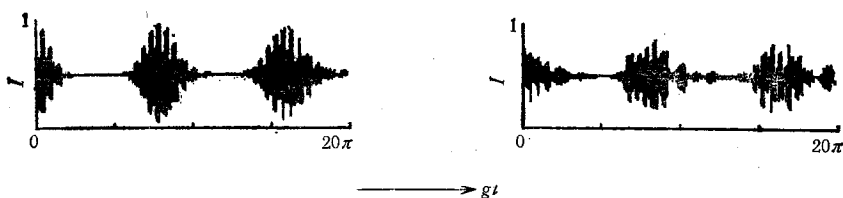
(a) $\bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10, \Delta = 0$ (b) $\bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10, \Delta = 10$

图 6 模 1 为热光场; 模 2 为 Fock 态光场

(a) $\bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10, \gamma = 0.5, \Delta = 0$;(b) $\bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10, \gamma = 1.44, \Delta = 0$ 图 7 模 1 为压缩态光场(压缩角 $\theta = 0$); 模 2 为 Fock 态光场

前一个衰变区域与后一个复苏区域之间的静止时间逐渐减少(与一个压缩态光场作用的二能级原子系统的结果是相同的^[2])。类似于图 5, 图 6, 图 7 中改变初值的方法, 在保持 $|\alpha|^2 \gg \sinh^2 \gamma$ 不变的条件下, 我们通过一系列的计算作图后发现, 随失谐量增大(其余参量 $\bar{n}_1, \bar{n}_2, \gamma$ 的值与图 7 (a) 相同), 甚至第一个衰变现象也不明显; 当初始压缩态光场的强度 (\bar{n}_1) 变大时(其余参量 $\bar{n}_2, \gamma, \Delta$ 值与图 7 (a) 相同), 第一个衰变时间缩短, 第一个开始复苏的时间往后推迟, 第一个振荡波包的宽度变窄, 但第二个波包却展宽了, 同时每个波包内的振荡变得更快。图 7 (b) 为初始存在接近零相干振幅的压缩态光场(可近似看作压缩真空态光场)的情况, 比较图 7 (a) 与 7 (b) 可以看到, 当 γ 取值从 0.5 增至 1.44 时(即压缩效应增强时), 即使初始二个光场的各自强度不变, 振荡曲线也变化甚大, 波包振幅减小且每个波包都展宽。这说明了虽然初始输入光场中都含有强度相同的压缩态光场, 但原子与场的相互作用规律还强烈地依赖于压缩效应的强弱。

最后, 我们总结以上所有分析可得到如下结论:

(1) 原子能级布居数随时间的变化规律不仅与初始两个辐射场的强度、统计性质相关, 而且还与外场同原子的失谐量相关(最后这个关系在以往文献中是极少为人所讨论的, 我们在下一部分内容中将更进一步讨论之)。

(2) 衰变-复苏现象随时间推移愈来愈不明显, 当失谐量增大时, 这种不明显性更早出现。

(3) 在初始存在两个不同统计性质的辐射场时, 若其中有一个为 Fock 态光场, 则原子能级布居数随时间的变化规律主要受另一个场所制约(这个场在与原子相互作用中起主要作用), 即使这个场的初始强度较初始 Fock 态场弱小也是如此, Fock 态场仅对曲线细节起某些调制作用。此外, 比较图 5 (a) 和 7 (a) 可知, 虽然在压缩态光场存在时, 是相干振幅起主要作用(图 7 (a)), 但其变化曲线仍与纯相干态场输入时不尽相同。由此可见, 初始光场的统计性质是影响原子与场相互作用的重要因素。所以研究不同统计性质的辐射场与原子相互作用的规律是很有必要的。

(4) 保持 $(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)$ 不变, 但 \bar{n}_1, \bar{n}_2 取不同之值, 那么当初始两个辐射场的统计性质相同时, 原子能级布居数具有相同的时间演变规律, 也就是说相对于原子而言此时双色场已同原子耦合成一个整体; 反之, 当初始两个辐射场的统计性质不同时, 演变规律便不相同, 双色场与原子相互作用的系统不能当成一个耦合的整体来处理。

(5) 比较图 5(a) 与图 5(c) 的短时间情况, 结果发现, 图 5(a) 的振荡频率比图 5(c) 来得高, 这可以理解为: 两个外场与原子的相互作用程度比单个场作用时剧烈, 导致原子上、下能级间交换粒子数的速率明显增大。不难分析, 这是普遍成立的结论, 与初始辐射场的统计性质无关。

(6) 纵观二能级原子、三能级原子直至 N 能级原子的各种情形下原子能级布居数的时间演变规律, 可以发现, 它们都存在衰变-复苏现象, 说明衰变-复苏现象是全量子处理的结果, 而与原子能级的具体模型无关。

四、原子能级布居数随失谐量的演化规律

为了研究原子能级布居数随失谐量的变化规律, 我们以初始存在一个压缩态光场(模 1) 和一个 Fock 态光场(模 2) 作为例子, 计算了 $gt = 0.1\pi, 0.2\pi, 0.3\pi, 0.4\pi, 0.6\pi, 0.8\pi, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots, 10\pi$ 不同时刻下 $P_2(t)$ 随失谐量 (Δ) 的变化曲线, 图 8 给出了某些时刻处的典型曲线, 从这些曲线可以看到, 每个时刻的变化曲线并不是单调地上升(除 $gt = 0.1\pi$ 以外), 而是振荡着交替地上升的。这意味着, 随失谐量增大, 原子与辐射场的耦合程度总的趋势是减弱的, 与半经典处理的结果相同, 但这种递减趋势是强弱交替地出现的。从图 8 还可看到, 同一时刻但 Δ 取不同值时(同一个图)以及相同 Δ 值但不同时刻(对比不同的图)的振荡振幅是不一样的。我们认为, 振荡较强的区域发生在复苏区域, 这时原子内部存在某种强的量子关联; 振荡较弱的区域发生在衰变区域, 这时存在弱的关联效应。

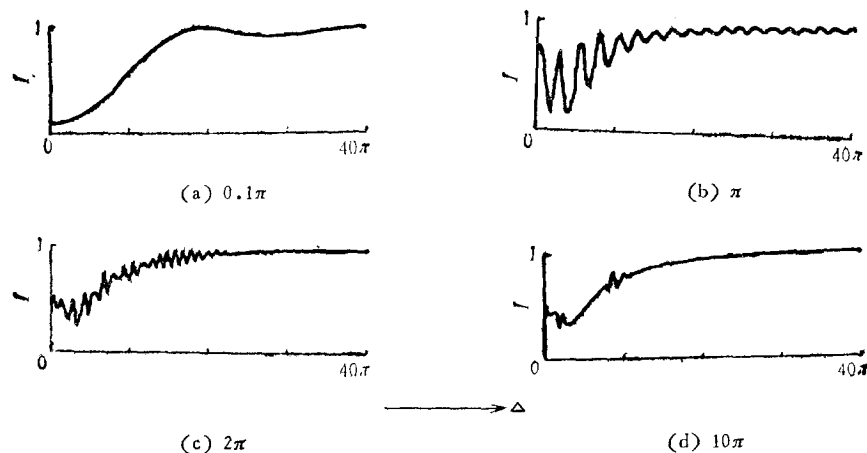


图 8 模 1 为压缩态光场(压缩参数 $\gamma = 0.5$, 压缩角 $\theta = 0$); 模 2 为 Fock 态光场
图中有关参量取值为 $g = 1, \bar{n}_1 = 4, \bar{n}_2 = 10$

五、结 束 语

综上所述,我们在 RWA 下精确求解了失谐对称的双色 J-C 模型,并详细讨论了原子能级布居数随时间和失谐量的变化规律,揭示了许多新的动力学行为,这些衰变-复苏现象是场量子化的结果,在半经典理论中并不出现。至于失谐对称的双色 J-C 模型中有关场的量子统计特性(诸如光子数分布、压缩效应和反聚束效应等)将在另之中讨论。

- [1] E. T. Jaynes, F. W. Cummings, *Proc. IEEE*, **51**(1963), 89.
- [2] G. J. Miburn, *Opt. Acta*, **31**(1984), 671.
- [3] R. R. Puri, G. S. Agarwal, *Phys. Rev.*, **A33**(1986), 3610.
- [4] P. Alsing, M. S. Zubairy, *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**(1987), 177.
- [5] X. S. Li, Y. N. Peng, *Phys. Rev.*, **A32**(1985), 1501; X. S. Li, *Acta Physica Sinica*, **34**(1985), 833; X. S. Li, C. D. Gong, *Phys. Rev.*, **A33**(1986), 2801.
- [6] A. M. Abdel-Hafez *et al.*, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 1634.
- [7] J. H. Eberly *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 1323
- [8] P. L. Knight, P. M. Radmore, *Phys. Lett.*, **A90**(1982), 342.
- [9] G. Rempe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 353; D. Meschede *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 551.
- [10] 罗耕贤,郭光灿,光学期刊,待发表.
- [11] M. Sargent *et al.*, *Laser Physics*, Addison-Wesley, Reading, Mass., (1974), Chap. 17.
- [12] H. P. Yuen, *Phys. Rev.*, **A13**(1976), 2226.
- [13] H. -I. Yoo, J. H. Eberly, *Phys. Rep.*, **118**(1985), 239.

QUANTUM THEORY OF THE JAYNES-CUMMINGS MODEL WITH A BICHROMATIC FIELD

LUO GENG-XIAN GUO GUANG-CAN

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

An exact solution for a two-level atom system interacting with a bichromatic field of a symmetrical detuning parameter has been derived using fully quantum theory. By numerical method, we analyse the dynamic behavior of the atom system in the case of the initial two mode fields with the same or different statistical properties. We have found some new kinds of collapse-revival phenomena and investigated in detail the factors on which the phenomena depend.