

双原子与单模腔场 Raman 相互作用 过程中原子与场的动力学特性

宋 同 强

(聊城师范学院光通信研究所, 聊城 252059)

冯 健

(聊城师范学院物理系, 聊城 252059)

王文正 许敬之

(聊城师范学院光通信研究所, 聊城 252059)

(1994年5月9日收到)

用解析方法研究了双原子与单模腔场的共振 Raman 相互作用过程中, 双原子与腔场之间耦合常数的相对大小对原子与场的动力学特性的影响. 在一般情况下, Rabi 振荡出现四个不同的崩溃与回复系列, 位相概率分布呈现四峰结构. 对于不同的原子初态, Rabi 振荡的崩溃与回复、原子与场的纯态演化以及场的位相特性有很大差异.

PACC: 4250; 3280; 3150

1 引 言

由于实验技术的提高^[1,2], 光场与原子相互作用过程中的许多非经典效应逐步得到实验证实^[3-6]. 这更加激发人们对光与物质的相互作用进行广泛而深入的研究. 对于两原子与光场的相互作用过程, 以往的研究大都仅考虑两原子与光场等同耦合的情况^[7-10]. 但是, 当两个原子相距较远时, 它们与光场之间可具有不同的耦合常数. 最近, 文献[11]研究了两个二能级原子通过单光子跃迁与单模腔场相互作用过程中, 两原子与腔场之间耦合常数的相对大小对原子的崩溃与回复效应以及原子与场的纯态演化规律的影响. 但是, 从其数值结果看不出耦合常数的相对大小任意取值时, 原子的崩溃与回复效应以及原子与场的纯态演化的一般规律.

量子光场的位相问题, 是目前量子光学的热点之一. 人们利用 Pegg-Barnett 位相理论^[12,13]对各种量子光场以及 J-C 模型中辐射场的位相特性作了广泛的研究^[14-19]. 但是, 关于双原子与单模腔场相互作用过程中辐射场的位相特性则少见涉及.

本文研究两个原子与单模腔场的共振 Raman 相互作用, 用解析方法讨论两原子与单模腔场之间具有不同的耦合常数时, 原子的崩溃与回复效应, 原子与场的纯态演化规律以及辐射场的位相特性.

2 理论模型

考虑双原子与单模腔场的共振 Raman 相互作用^[20,21],即具有两简并能级 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 的原子从一个能级通过吸收(或发射)一个光子(跃迁到一个虚能级 $|J\rangle$),并发射(或吸收)一个共振光子跃迁到另一能级而与单模腔场相互作用。“两原子-光场”系统的哈密顿量为^[22]

$$H = H_0 + H_I \quad (1)$$

$$H_0 = \omega a^\dagger a, \quad H_I = \sum_{i=1}^2 g_i a^\dagger a (\sigma_i^\dagger + \sigma_i), \quad (2)$$

式中 a 和 $a^\dagger$ 是频率是 ω 的光子的湮没算符和产生算符; $\sigma_i^\dagger$ 和 σ_i 是第 i 个原子的赝自旋算符; g_i 是第 i 个原子与光场之间的耦合常数。

假定两原子系统的初态为

$$|\phi_A(0)\rangle = \cos\theta_1 |gg\rangle - \sin\theta_1 e^{i\phi_1} |ee\rangle, \quad (3)$$

初始光场为任意态

$$|\phi_F(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle, \quad (4)$$

把任意时刻系统的态矢按照完备基矢 $|1\rangle = |n, gg\rangle$, $|2\rangle = |n, eg\rangle$, $|3\rangle = |n, ge\rangle$ 和 $|4\rangle = |n, ee\rangle$ 展开得

$$|\phi_I(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j=1}^4 B_j(n, t) |j\rangle. \quad (5)$$

利用相互作用表象中的薛定谔方程,可得

$$B_1(n, t) = c_1 \cos(1 + \beta)n\tau + c_2 \cos(1 - \beta)n\tau, \quad (6a)$$

$$B_2(n, t) = -i[c_1 \sin(1 + \beta)n\tau + c_2 \sin(1 - \beta)n\tau], \quad (6b)$$

$$B_3(n, t) = -i[c_1 \sin(1 + \beta)n\tau - c_2 \sin(1 - \beta)n\tau], \quad (6c)$$

$$B_4(n, t) = c_1 \cos(1 + \beta)n\tau - c_2 \cos(1 - \beta)n\tau, \quad (6d)$$

式中

$$c_1 = \frac{1}{2} F_n (\cos\theta_1 - \sin\theta_1 e^{i\phi_1}), \quad (7a)$$

$$c_2 = \frac{1}{2} F_n (\cos\theta_1 + \sin\theta_1 e^{i\phi_1}), \quad (7b)$$

$$\beta = g_2/g_1, \quad \tau = g_1 t. \quad (7c)$$

把(6)和(7)式代入(5)式,即确定在相互作用表象中系统任意时刻的态矢,变换到薛定谔表象中得到

$$|\phi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-i\omega n t} \sum_{j=1}^4 B_j(n, t) |j\rangle. \quad (8)$$

3 原子的崩溃与回复

由(5)–(7)式,不难求得任意时刻双原子处于态 $|gg\rangle$ 的几率

$$\begin{aligned} p_1(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |B_1(n, t)|^2 \\ &= \frac{1}{4} \sum_{n=0}^{\infty} |F_n|^2 \left[1 + \frac{1}{2} (1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) \cos 2(1 + \beta)n\tau \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) \cos 2(1 - \beta)n\tau + \cos 2\theta_1 (\cos 2\beta n\tau + \cos 2n\tau) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

当 $\beta = 1$ 时,由(9)式得发生相干捕获的条件为

$$\theta_1 = \frac{\pi}{4}, \phi_1 = 0 \quad \text{或} \quad \theta_1 = -\frac{\pi}{4}, \phi_1 = \pi. \quad (10)$$

但是,当 $\beta \neq 1$ 时,无论怎样选取 θ_1 和 ϕ_1 均不会发生相干捕获. 由于共振 Raman 过程不改变腔场中光子的数目,相干捕获条件(10)式在任意初始光场的情况下均成立.

对于许多初始光场,(9)式中的无穷级数是可以严格求和的,下面以相干态光场为例,讨论原子的崩溃与回复现象的一般规律,对于相干态光场,(4)式中的 F_n 由下式给出:

$$F_n = e^{-|\alpha|^2/2} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}, \quad (11)$$

式中 $\alpha = \sqrt{\bar{n}} \exp(i\eta)$, $\bar{n}$ 是初始相干光场的平均光子数, η 是 α 的位相角,把(11)式代入(9)式得

$$\begin{aligned} p_1(t) &= \frac{1}{4} + \frac{1}{8} (1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) e^{-2\bar{n} \sin^2(1+\beta)\tau} \cos [\bar{n} \sin 2(1 + \beta)\tau] \\ &\quad + \frac{1}{8} (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) e^{-2\bar{n} \sin^2(1-\beta)\tau} \cos [\bar{n} \sin 2(1 - \beta)\tau] \\ &\quad + \frac{1}{4} \cos 2\theta_1 e^{-2\bar{n} \sin^2 \beta \tau} \cos [\bar{n} \sin 2\beta \tau] \\ &\quad + \frac{1}{4} \cos 2\theta_1 e^{-2\bar{n} \sin^2 \tau} \cos [\bar{n} \sin 2\tau]. \end{aligned} \quad (12)$$

当 $\beta = 1$ 时, $p_1(t)$ 中有两个不同的崩溃与回复函数,所以一般情况下,存在两个不同的崩溃与回复系列,其回复时间分别是 $\frac{\pi}{g_1}$ 和 $\frac{\pi}{2g_1}$. 但是,如果

$$\theta_1 = \frac{\pi}{4}, \phi_1 = \pi \quad \text{或者} \quad \theta_1 = -\frac{\pi}{4}, \phi_1 = 0, \quad (13)$$

则仅存在一个崩溃与回复系列,其回复时间为 $\frac{\pi}{2g_1}$.

在一般情况下 ($\beta \neq 0, 1$), $p_1(t)$ 中有四个不同的崩溃与回复函数,即存在四个不同的崩溃与回复系列,其回复时间分别是 $\frac{\pi}{(1+\beta)g_1}$, $\frac{\pi}{(1-\beta)g_1}$, $\frac{\pi}{\beta g_1}$ 和 π/g_1 . 当 $\beta =$

1/2 时, 出现三个周期不等的崩溃与回复系列。由 (12) 式不难看出: 对于不同的原子初态, 可以得到各种不同的崩溃与回复现象。例如, 当 (10) 式或者 (13) 式成立时, 仅存在一个崩溃与回复系列。当 $\theta_1 = \pm \frac{\pi}{4}$, 而 $\cos \phi_1 \approx \pm 1$ 时, 出现两个崩溃与回复系列。

4 原子与场的纯态演化

原子与场的约化密度矩阵为

$$\rho_A = \text{Tr}_F[|\psi_I(t)\rangle\langle\psi_I(t)|], \quad (14)$$

$$\rho_F = \text{Tr}_A[|\psi_I(t)\rangle\langle\psi_I(t)|], \quad (15)$$

如果 $\text{Tr}(\rho_A^2) = 1$ (或 $\text{Tr}(\rho_F^2) = 1$), 则原子 (或场) 处于纯态。如果 $\text{Tr}(\rho_A^2) < 1$ (或 $\text{Tr}(\rho_F^2) < 1$), 则原子 (或场) 处于混合态。当初始光场为相干态时, 由 (5)–(7) 式得

$$\begin{aligned} \text{Tr}(\rho_A^2) &= \text{Tr}(\rho_F^2) \\ &= \frac{1}{4} (1 + \sin^2 2\theta_1 \cos^2 \phi_1) + \frac{1}{8} (1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1)^2 e^{-4\bar{n} \sin^2(1+\beta)\pi} \\ &\quad + \frac{1}{8} (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1)^2 e^{-4\bar{n} \sin^2(1-\beta)\pi} \\ &\quad + \frac{1}{4} (\sin^2 2\theta_1 \sin^2 \phi_1 + \cos^2 2\theta_1) [e^{-4\bar{n} \sin^2 \beta \pi} + e^{-4\bar{n} \sin^2 \pi}], \end{aligned} \quad (16)$$

由此不难看出下列结论:

(1) $\beta = 0$

在 $\tau_1 = g_1 t_1 = k\pi$ 时刻, 原子与场均处于纯态, 而在其它时刻原子与场均处于混合态。这与双光子 J-C 模型中原子与场的纯态演化有很大差异^[22]。在双光子 J-C 模型中, 原子与场不但在 τ_1 时刻处于纯态, 而且在 $t = \frac{(2k+1)\pi}{4g}$ 时刻也非常接近于纯态 ($\bar{n} \gg 1$)。由 (5) 式得 τ_1 时刻系统的态矢

$$|\psi_I(\tau_1)\rangle = [\cos \theta_1 |gg\rangle - \sin \theta_1 e^{i\phi_1} |ee\rangle] \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n F_n |n\rangle. \quad (17)$$

原子恢复到初态, 而光场发生 $k\pi$ 的位相移动。

(2) $\beta = 1$

与 $\beta = 0$ 的情况相同, 在 $\tau_1 = k\pi$ 时刻, 原子与场均处于纯态, 在 τ_1 时刻系统的态矢为

$$|\psi_I(\tau_1)\rangle = [\cos \theta_1 |gg\rangle - \sin \theta_1 e^{i\phi_1} |ee\rangle] \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle, \quad (18)$$

原子与场均恢复到初态。与 $\beta = 0$ 的情况不同的是, 当 $\bar{n}$ 较大时, 原子与场在 $\tau_2 = g_1 t_2 = \frac{(2k+1)\pi}{2}$ 时刻也非常接近于纯态。由 (5) 式得 τ_2 时刻系统的态矢

$$\begin{aligned} |\psi_I(\tau_2)\rangle &= [\cos \theta_1 |gg\rangle - \sin \theta_1 e^{i\phi_1} |ee\rangle] \sum_{n=0}^{\infty} F_{2n} |2n\rangle \\ &\quad + [\sin \theta_1 e^{i\phi_1} |gg\rangle - \cos \theta_1 |ee\rangle] \sum_{n=0}^{\infty} F_{2n+1} |2n+1\rangle. \end{aligned} \quad (19)$$

(19)式表明,如果初始光场为偶光子数分布 ($F_{2n+1} = 0$), 原子与场在 τ_2 时刻均恢复到初态。如果初始光场为奇光子数分布 ($F_{2n} = 0$), 原子与场在 τ_2 时刻均处于纯态, 光场恢复到初态。

(3) $\beta \neq 0, 1$

如果 θ_1 和 ϕ_1 满足(10)式, 原子与场在 $\tau = g_1 t = \frac{k\pi}{1-\beta}$ 时刻处于纯态。如果 θ_1 和 ϕ_1 满足(13)式, 原子与场在 $\tau = g_1 t = \frac{k\pi}{1+\beta}$ 时刻处于纯态。否则, 原子与场在任意时刻均处于混合态。

5 辐射场的位相特性

根据 Barnett-Pegg 的位相理论^[12,13], 正交完备的光场位相本征态矢定义为

$$|\theta_m\rangle = (s+1)^{-1/2} \sum_{n=0}^s \exp(in\theta_m) |n\rangle, \quad (20)$$

$$\theta_m = \theta_0 + \frac{2\pi m}{s+1}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, s,$$

式中 θ_0 是参考位相, $(s+1)$ 是位相本征态矢集张开的希尔伯特 (Hilbert) 空间的维数。Barnett 和 Pegg 假定: 所有位相变量的期待值均在 $s+1$ 维希尔伯特空间进行, 然后允许 s 趋于无穷, 在该有限空间中, 厄密位相算符定义为

$$\hat{\phi}_\theta = \sum_{m=0}^s \theta_m |\theta_m\rangle \langle \theta_m|, \quad \hat{\phi}_\theta |\theta_m\rangle = \theta_m |\theta_m\rangle, \quad (21)$$

于是, 双原子-光场耦合系统的态矢 $|\Psi(t)\rangle$ 可按光场位相本征基矢展开为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{m=0}^s [\langle gg, \theta_m | \psi(t) \rangle |gg, \theta_m\rangle + \langle eg, \theta_m | \psi(t) \rangle |eg, \theta_m\rangle + \langle ge, \theta_m | \psi(t) \rangle |ge, \theta_m\rangle + \langle ee, \theta_m | \psi(t) \rangle |ee, \theta_m\rangle]. \quad (22)$$

由此可得光场位相概率分布函数 $p(\theta_m, t)$

$$p(\theta_m, t) = |\langle gg, \theta_m | \psi(t) \rangle|^2 + |\langle eg, \theta_m | \psi(t) \rangle|^2 + |\langle ge, \theta_m | \psi(t) \rangle|^2 + |\langle ee, \theta_m | \psi(t) \rangle|^2. \quad (23)$$

如果初始相干光场的平均光子数 $\bar{n} \gg 1$, 则光场呈高斯分布^[15]

$$F_n \approx (2\pi\bar{n})^{-1/4} \exp[-(n - \bar{n})^2 / 4\bar{n}] e^{i\pi\eta}, \quad (24)$$

那么位相概率分布函数为

$$p(\theta_m, t) = \frac{\sqrt{2\pi\bar{n}}}{2(s+1)} (1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) \{e^{-2\bar{n}[\theta_m + \omega s - \eta - (1+\beta)\tau]^2} + e^{-2\bar{n}[\theta_m + \omega s - \eta + (1+\beta)\tau]^2}\} + \frac{\sqrt{2\pi\bar{n}}}{2(s+1)} (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) \{e^{-2\bar{n}[\theta_m + \omega s - \eta - (1-\beta)\tau]^2} + e^{-2\bar{n}[\theta_m + \omega s - \eta + (1-\beta)\tau]^2}\}. \quad (25)$$

在连续谱极限下, 即 $s \rightarrow \infty$ 时, θ_m 是连续变量, 可以证明:

$$\int p(\theta, t) \frac{s+1}{2\pi} d\theta = 1,$$

式中 $\frac{s+1}{2\pi}$ 是位相态密度. 由(25)式不难看出:

(1) $\beta = 0$

位相概率分布呈双峰结构. 初始光场的位相分布的单峰高斯分布分裂为两个相似的高斯分布, 其行为似初始光场的频率 ω 分裂为两个频率 $\omega \pm g_1$. 这与依赖强度耦合 J-C 模型中场的位相分布特性相同^[17].

(2) $\beta = 1$

位相概率分布呈现三峰结构. 中间峰的位置与光场和原子间的耦合系数无关, 类似于相干态自由演化时的位相分布. 两个边峰的位置与光场和原子间的耦合系数有关, 两边峰的高度相同, 它们与中间峰的相对高度依赖于双原子系统的初态. 当 θ_1 和 ϕ_1 满足(10)式时, 位相概率分布呈单峰高斯分布, 相当于相干态自由演化时的位相分布. 当 θ_1 和 ϕ_1 满足(13)式时, 位相概率分布呈现双峰结构. 与 $\beta = 0$ 的情况相比, 双峰的位置不同.

(3) $\beta \approx 0, 1$

在一般情况下, 位相概率分布呈现四峰结构. 四个峰的位置依赖于双原子与光场间的耦合常数, 四个峰的相对高度依赖于双原子系统的初态. 特别是, 当 θ_1 和 ϕ_1 满足(10)式或者(13)式时, 位相概率分布呈双峰结构.

利用(25)式, 可求得光场位相随时间的演化规律

$$\langle \phi \rangle = \int \theta p(\theta, t) \frac{s+1}{2\pi} d\theta = \eta - \omega t, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \langle \phi^2 \rangle &= \int \theta^2 p(\theta, t) \frac{s+1}{2\pi} d\theta \\ &= \frac{1}{4\bar{n}} + (\eta - \omega t)^2 + \frac{1}{2} (1 + \beta)^2 \tau^2 (1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 - \beta)^2 \tau^2 (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1). \end{aligned} \quad (27)$$

光场位相涨落为

$$\begin{aligned} \langle \Delta \phi \rangle^2 &= \langle \phi^2 \rangle - \langle \phi \rangle^2 = \frac{1}{4\bar{n}} + \frac{1}{2} (1 + \beta)^2 \tau^2 (1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1) \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 - \beta)^2 \tau^2 (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1), \end{aligned} \quad (28)$$

式中等号右边第一项表示相干态的位相涨落, 而其余项则代表双原子与场的共振 Raman 相互作用对位相涨落的影响. 可以看出: 原子与场的耦合使得光场的位相涨落增加. 与 J-C 模型中光场的位相特性不同的是, 原子和场的共振 Raman 相互作用对光场位相涨落的影响与初始相干光场的平均光子数 $\bar{n}$ 无关. 这是因为原子与场的共振 Raman 相互作用不改变腔场中光子的数目. 在

$$t_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\pi/g_1}{\sqrt{(1 - \sin 2\theta_1 \cos \phi_1)(1 + \beta)^2 + (1 + \sin 2\theta_1 \cos \phi_1)(1 - \beta)^2}} \quad (29)$$

时刻,光场的位相涨落值达到 $\frac{\pi^2}{3}$, 此时光场变为混沌光场^[11]. 如果 θ_1 和 ϕ_1 满足(10)式,即 $\sin 2\theta_1 \cos \phi_1 = 1$, 光场从初始的相干光场演化为混沌光场的时间 t_0 随 β 的增加而变长. 当 $\beta = 1$ 时, $t_0 \rightarrow \infty$, 这时光场位相涨落为

$$\langle \Delta \phi \rangle^2 = \frac{1}{4\bar{n}}. \quad (30)$$

利用(6)–(18)式可以证明,光子数分布始终保持 Poisson 分布,即 $\langle \Delta N \rangle^2 = \bar{n}$. 那么

$$\langle \Delta \phi \rangle^2 \langle \Delta N \rangle^2 = \frac{1}{4}. \quad (31)$$

这说明,初始的相干光场在时间演化过程中仍然保持为光子数一位相最小测不准态,即仍为相干光场. 如果 θ_1 和 ϕ_1 满足(13)式,即 $\sin 2\theta_1 \cos \phi_1 = -1$, 则光场由初始的相干光场演化为混沌光场的时间 t_0 随 β 的增加而变短.

6 结 论

通过研究两个二能级原子与单模腔场的双光子共振 Raman 相互作用,得到下述结论:在一般情况下,Rabi 振荡出现四个周期不同的崩溃与回复系列,辐射场的位相概率分布呈现四峰结构.对于不同的原子初态,Rabi 振荡的崩溃与回复、原子与场的纯态演化以及辐射场的位相特性有很大差异.由于共振 Raman 过程不改变腔场中光子的数目,辐射场的光子数分布始终保持 Poisson 分布.但是,辐射场并不始终保持为相干态.

- [1] P. Goy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1905.
- [2] D. Meschede *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 551.
- [3] G. Rempe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 351.
- [4] F. Diedrich *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**(1988), 1314.
- [5] M. Brune *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1899.
- [6] G. Rempe *et al.*, *Phys. Scr.*, **T34**(1991), 5.
- [7] Z. Deng, *Opt. Commun.*, **54**(1985), 222.
- [8] Chin-lin Chai *et al.*, *Phys. Lett.*, **A150**(1990), 85.
- [9] Zhi-ming Zhang *et al.*, *Phys. Lett.*, **A151**(1990), 65.
- [10] 郭红、彭金生,量子电子学, **8**(1991), 311.
- [11] I. K. Kudryavtsev *et al.*, *J. Mod. Opt.*, **40**(1993), 1605.
- [12] D. T. Pegg *et al.*, *Phys. Rev.*, **A39**(1989), 1665.
- [13] S. M. Barnett *et al.*, *J. Mod. Opt.*, **36**(1989), 7.
- [14] 郭弘、郭光灿,物理学报, **42**(1993), 918.
- [15] 李高翔、彭金生,物理学报, **41**(1992), 766.
- [16] 李高翔、彭金生,光学学报, **13**(1993), 120.
- [17] 周鹤、李高翔、彭金生,光学学报, **13**(1993), 444.
- [18] H. T. Dung *et al.*, *J. Mod. Opt.*, **38**(1991), 2069.
- [19] 方卯发,光学学报, **13**(1993), 324.
- [20] A. Joshi *et al.*, *J. Mod. Opt.*, **38**(1991), 1407.
- [21] 罗振飞、徐至展、徐磊,物理学报, **41**(1992), 1950.
- [22] T. Nasreen *et al.*, *Phys. Rev.*, **A49**(1994), 616.

DYNAMICAL PROPERTIES OF THE ATOMS AND THE FIELD IN THE RAMAN INTERACTION OF TWO ATOMS WITH A SINGLE-MODE CAVITY FIELD

SONG TONG-QIANG

(Institute of Optical Communication, Liaocheng Teachers College, Liaocheng 252059)

FENG JIAN

(Department of Physics, Liaocheng Teachers College, Liaocheng 252059)

WANG WEN-ZHENG XU JING-ZHI

(Institute of Optical Communication, Liaocheng Teachers College, Liaocheng 252059)

(Received 9 May 1994)

ABSTRACT

By analytical method, we study the effect of the relative value of two atom-field coupling constants and also that of the initial atomic states on the dynamical properties of the atoms and the field in the Raman interaction of two two-level atoms with a single-mode radiation field. The results show that there are four collapse-revival series in the atomic Rabi oscillation and four peaks in the phase probability distribution in general.

PACC: 4250; 3280; 3150