

三能级 Λ -系统探测光的频率调制效应研究^{*}

韩定安¹⁾ 郭 弘^{1,2)} 孙 辉¹⁾ 白艳锋¹⁾

¹⁾(华南师范大学传输光学实验室 , 广州 510631)

²⁾(北京大学信息科学技术学院 , 北京 100871)

(2003 年 7 月 28 日收到 2003 年 9 月 9 日收到修改稿)

研究了三能级 Λ -系统探测光的频率调制效应。从经典电子运动方程着手得到介质的极化率 ; 从量子角度出发 , 应用 Bessel 函数将频率调制项展开 , 研究探测光频率调制对系统的影响。适当调节探测光频率和调制系数 , 得到系统粒子数随时间周期变化的结论。还得到系统处于稳态时探测光对应的极化率。

关键词 : Λ -系统 , 频率调制 , 极化率

PACC : 4250

1. 引 言

近年来 , 人们对多能级原子的相干效应进行了大量的研究^[1,2] , 例如 , 短波长激光的激光无反转效应^[3,4] , 电磁感应透明技术使得介质透明^[5] , 超窄谱线效应^[6] 等等。频率调制场与两能级系统的相互作用已得到了广泛的研究^[7-9] , 也有一些工作对三能级系统进行了研究^[10,11] . Nayak 的研究表明抽运场的频率调制产生了大量的边带 , 导致吸收系数和荧光信号的周期调制^[12] . Janowica 等已经得到了弱调制作用下的分析解^[13] . 同时频率调制提供了许多参数 , 产生如粒子数塌缩 , A-T 谱中的一系列共振等效应^[14] . Goswamic 等的研究表明塌缩现象(幅度) 依赖于相位调制 , 且能够通过多能级来形成大量粒子的传输^[15] .

本文研究三能级 Λ -系统探测光的频率调制对系统的影响。本文采用经典方法得到了介质的极化率 , 用量子方法分析了探测场的频率调制效应。首先我们得到了系统的密度矩阵方程 , 它包含了频率调制效应项。当抽运场较小时 , 适当调节频率调制场参量 , 得到在适当的时间尺度内粒子数有周期振荡的结论。接着讨论系统的瞬态特性。当探测场很小时 , 适当调节系统参量 , 得到系统有类似于未加频率

调制的特性。我们也得到了一定情形下系统处于稳态时探测光对应的极化率。

2. 经典理论分析

由电子的运动方程出发^[15] , 得到

$$\ddot{x} + \Gamma \dot{x} + \omega_p^2 x = - \frac{eE}{m} \\ = - \frac{eE_0}{m} e^{-i\omega t - iM \sin \Omega t}, \quad (1)$$

其中 e 为束缚电子电荷 , x 为正负电荷之间的距离 , m 为运动电子的质量 , E 为入射光的电矢量 , E_0 为其振幅 , Γ 为阻尼系数 , ω_0 为束缚电荷的固有角频率。 ω 是作用在电子上的场的频率 , 它是频率调制的 Ω 是调制频率 , M 是调制系数。将频率调制部分作 Bessel 函数展开有

$$\exp(iM \sin \Omega t) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} e^{ik\Omega t} J_k(M). \quad (2)$$

调制频率 Ω 很大时 , 令 $J_1(M) = 0$ ^[15] , 这一条件使得场的中心频率为 ω 并带有幅度调制因子 $J_0(M)$, 同时使得 $\omega \pm n\Omega$ ($n \geq 2$) 都远离共振。此时有

$$\ddot{x} + \Gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = - \frac{eE}{m} \\ = - \frac{eE_0 J_0(M)}{m} e^{-i\omega t}. \quad (3)$$

* 国家自然科学基金重点项目(批准号 69789801), 国家高技术 863 计划惯性约束聚变委员会、霍英东基金(批准号 71058) 广东省自然科学基金团队项目(批准号 20003061) 国家教育部骨干青年教师基金资助的课题。

† 电话 020-85211920 转 6.

同时由电极化强度 $P = \epsilon_0 \chi E = -Nex$, 可得到介质极化率

$$\chi = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \times \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\Gamma}. \quad (4)$$

由方程(4)可知在经典理论框架下, 极化率和频率未加调制的情形相同^[16].

3. 量子理论分析

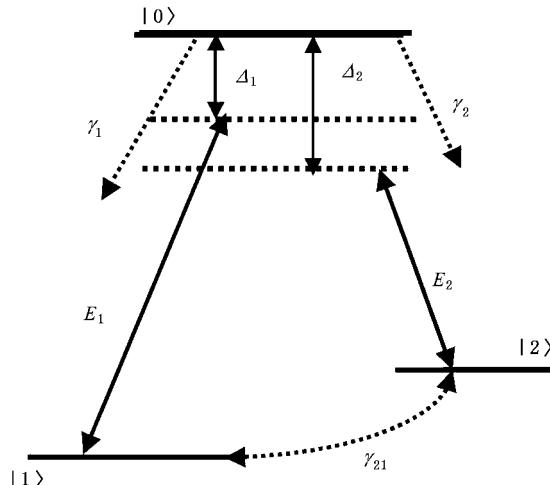


图 1 三能级 Λ -型系统

考虑如图 1 所示的三能级 Λ -型封闭系统. 激发态 $|10\rangle$ 通过抽运场和探测场分别和低能态 $|11\rangle$ 和 $|12\rangle$ 耦合, 相应的自发辐射率分别为 γ_1 和 γ_2 . 能级 $|11\rangle$ 和 $|12\rangle$ 是偶极禁戒的, γ_{21} 是它们间的弛豫, 其值远小于 γ_1 和 γ_2 . 系统的场方程为

$$E = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-[\omega_2 t + \phi_1(t)]} + c.c., \quad (5)$$

其中 $\phi_1 = M \sin \Omega t$, E_1 和 E_2 分别为抽运光和探测光的场幅, ω_1 和 ω_2 分别为其对应的频率. 其中探测光是频率调制场(FM), 即 $E_2 = E_2 e^{-[\omega_2 t + \phi_1(t)]}$, M 为探测光频率调制幅度系数, Ω 为调制频率, 因而系统的 Hamiltonian 为

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_I, \\ H_0 &= -\hbar\omega_{01}|11\rangle\langle11| - \hbar\omega_{01}|22\rangle\langle22|, \\ H_I &= -\hbar\Omega_1 e^{-i\omega_1 t}|11\rangle\langle00| \\ &\quad - \hbar\Omega_2 e^{-i\omega_2 t - iM \sin \Omega t}|00\rangle\langle22| + h.c., \end{aligned} \quad (6)$$

H_0 对应着系统非微扰的情形, H_I 是偶极近似下的相互作用 Hamiltonian. 其中 $\Omega_j = \mu_{0j} E_j / (2\hbar)$ ($j = 1, 2$) 是抽运光和探测光的 Rabi 频率, 而 $\mu_{0j} = |01\rangle\langle j|$ 是态 $|j\rangle$ 和 $|0\rangle$ 之间的偶极矩.

假设原子最初处于态 $|2\rangle$, 即初始条件 $\rho_{00}(0) = \rho_{11}(0) = 0$, $\rho_{22}(0) = 1$. 由密度矩阵方程

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] - \frac{1}{2}\{L, \rho\}, \quad (7)$$

其中 $\{L, \rho\} = L\rho + \rho L$ (L 为弛豫项), 作代换

$$\begin{aligned} \rho_{01} &= \tilde{\rho}_{01} e^{-i\Omega_1 t}, \\ \rho_{02} &= \tilde{\rho}_{02} e^{-i\Omega_2 t - iM \sin \Omega t}, \\ \rho_{21} &= \tilde{\rho}_{21} e^{i(\omega_2 - \omega_1)t + iM \sin \Omega t}, \end{aligned} \quad (8)$$

并采用旋波近似, 忽略高阶项如 $e^{\pm 2i\omega_1 t}$ 和 $e^{\pm 2i\omega_2 t}$, 得到密度矩阵慢变部分的演化方程(以下为方便, 省去密度矩阵 $\tilde{\rho}_{ij}$ 上的 \sim):

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{00} &= i\Omega_1(\rho_{10} - \rho_{01}) + i\Omega_2(\rho_{20} - \rho_{02}) \\ &\quad - (\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{00}, \\ \dot{\rho}_{11} &= i\Omega_1(\rho_{01} - \rho_{10}) - \gamma_{21}\rho_{11} + \gamma_1\rho_{00} + \gamma_{21}\rho_{22}, \\ \dot{\rho}_{22} &= i\Omega_2(\rho_{02} - \rho_{20}) - \gamma_{21}\rho_{22} + \gamma_2\rho_{00} + \gamma_{21}\rho_{11}, \\ \dot{\rho}_{02} &= i\Omega_1\rho_{12} + i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{00}) \\ &\quad - [i\Delta_2 - iM\Omega \cos \Omega t + \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})]\rho_{02}, \\ \dot{\rho}_{01} &= -i\Omega_2\rho_{21} + i\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{00}) \\ &\quad - [i\Delta_1 + \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})]\rho_{01}, \\ \dot{\rho}_{12} &= i\Omega_1\rho_{02} - i\Omega_2\rho_{10} \\ &\quad - [i(\Delta_2 - \Delta_1) - iM\Omega \cos \Omega t + \gamma_{21}]\rho_{12}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\Delta_j = \omega_{0j} - \omega_j$ ($j = 1, 2$). 由于探测光是频率调制的, 慢变密度矩阵(ρ)包含了随时间变化的调制因子 $d\phi_1/dt$. 为简单计, 这里假定 Rabi 频率 Ω_1, Ω_2 均为实数. 系统的封闭性要求 $\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} = 1$.

当抽运光和探测光的 Rabi 频率相等而探测光频率调制 Ω 很大时

$$H_I \approx -\hbar\Omega_1|01\rangle\langle11| - \hbar\Omega_2 J_0(M)|02\rangle\langle22|. \quad (10)$$

令 $J_0(M) = 0$, 则 $H_I = -\hbar\Omega_1|01\rangle\langle11|$, 由粒子数的分布图 2 可以发现, 此时有粒子数周期振荡的现象发生.

图 2 中, 粒子数随时间的变化呈周期性, 且其周期为 π/Ω . 进一步考虑有衰减时 $|2\rangle$ 态粒子数周期振荡的分布情况, 如图 3 所示. 由图 3 可以看到, 衰减越大, 粒子数随时间的振荡幅度越小, 这说明衰减有削弱粒子数振荡的作用.

下面我们研究系统的瞬态特性. 频率调制场的出现使得系统的瞬态特性变得复杂. 考虑与第 2 部分的经典分析相对应的情况, 此时选择大的 Ω 和适

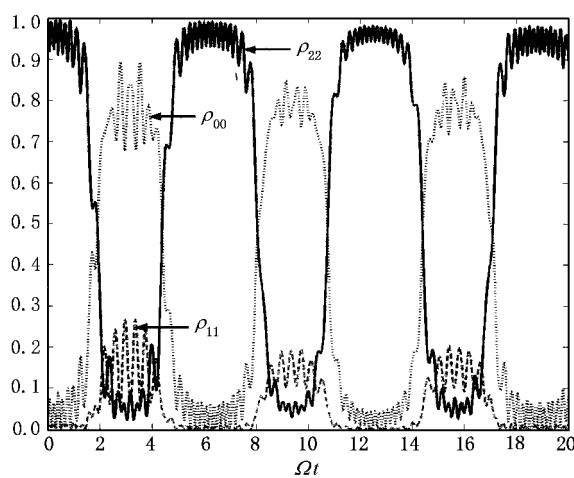


图2 粒子数分布. 其中 $M = 30.6346$ 是 J_0 的第5个零阶解, $\Omega = 1$, $\Omega_1 = \Omega_2 = 6$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{21} = 0$, $\Delta_1 = 10$, $\Delta_2 = -10$

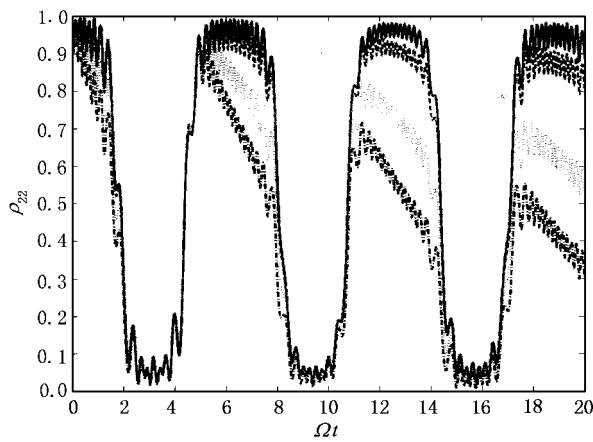


图3 粒子数分布. 实线为 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, 虚线为 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.01$, 点虚线为 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.05$, 点虚线为 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.1$, 其余参量同图2

当的 M 研究粒子数的演化. 图4和图5为粒子数随时间的演化曲线. 实线为 ρ_{22} , 虚线为 ρ_{00} , 点虚线为 ρ_{11} . 从图中可知, 系统振荡一段时间后将达到稳态. 当 $\Omega_1 > \Omega_2$ 时, 粒子数的演化和不加相位调制的差别不大, 且两个低能级的演化几乎重合($\rho_{00} \approx \rho_{11}$).

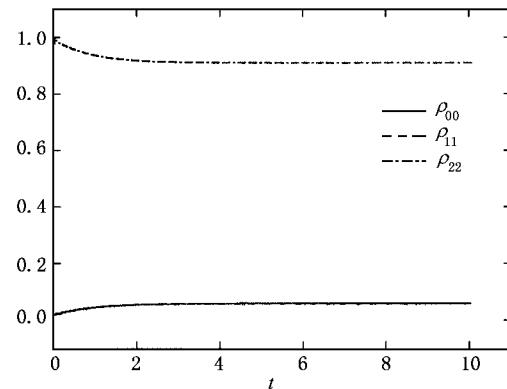


图5 粒子数分布. 实线为 $\rho_{00} = 0$, 虚线为 ρ_{11} , 点虚线为 ρ_{22} . $\Omega_1 = 60$, 其余参量同图2

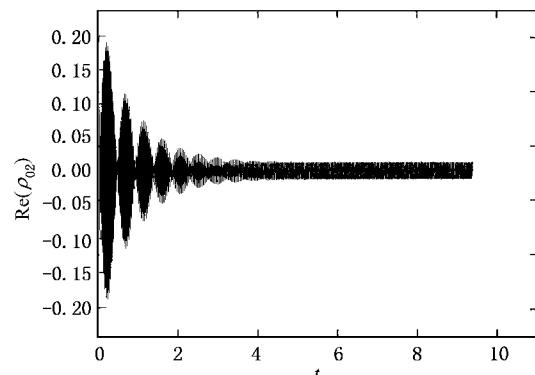


图6 $\text{Re}(\rho_{02})$ 随时间 t 的演化关系图, 参量同图2

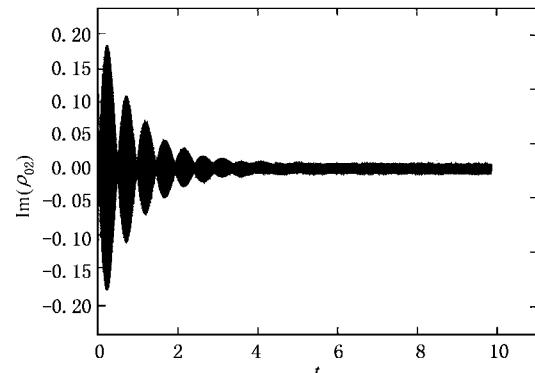


图4 粒子数分布. 实线为 $\rho_{00} = 0$, 虚线为 ρ_{11} , 点虚线为 ρ_{22} . $\gamma_1 = \gamma_2 = 2$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 6$, $\Omega_2 = 6$, $\Omega = 80\gamma_2$, $M = 10.1734$ 是 J_1 (M) 的第10个零阶解, $\Omega_1 = 6$

图7 $\text{Im}(\rho_{02})$ 随时间 t 的演化关系图, 参量同图2

图 6 和图 7 作出了相干项的实部和虚部随时间的演化关系。振荡一段时间后，它们达到稳态。

此时可得到系统处于稳态时

$$\rho_{02} = \frac{E + iF}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}, \quad (11)$$

其中分子中

$$\begin{aligned} A &= \gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) + 2\Delta_2(\Delta_1 + \Delta_2) + 2\Omega_1^2, \\ B &= (\Delta_1 - \Delta_2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) - 2\gamma_{21}\Delta_2, \\ C &= J_0^2(M)\Omega_2^2[2\gamma_1\Delta_1(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) \\ &\quad - 2\Delta_2(\gamma_1^2 + \gamma_1\gamma_2 + \gamma_2\gamma_{21})], \\ D &= -J_0^2(M)\Omega_2^2\gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}), \\ E &= \frac{1}{2}J_0(M)\Omega_2\Omega_1^2[\gamma_1(\Delta_1 - \Delta_2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})A \\ &\quad + \gamma_1\gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})B + C], \\ F &= \frac{1}{2}J_0(M)\Omega_2\Omega_1^2[\gamma_2(\Delta_1 - \Delta_2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})B \\ &\quad - \gamma_1\gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})A + D], \end{aligned} \quad (12)$$

而分母中

$$\begin{aligned} A_1 &= -\Omega_1^2(\gamma_2 + 3\gamma_{21})(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) \\ &\times \left\{ [\gamma_{21}^2 + (\Delta_1 - \Delta_2)^2] \right. \\ &\times [(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})^2 + 4\Delta_2^2] \\ &+ 4\Omega_1^2[\gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) \\ &+ 2\Delta_2(\Delta_1 - \Delta_2)] + 4\Omega_1^2 \left. \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_1 &= (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) \\ &\times [4\gamma_2\gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) \\ &- 2\Delta_1^2(3\gamma_1 + 5\gamma_2 + 3\gamma_{21})], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_1 &= \Delta_1(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})(3\gamma_{21}^2 \\ &+ \gamma_{21}(4\gamma_1 + 5\gamma_2) - \gamma_1(\gamma_1 + \gamma_2)], \\ D_1 &= 2\Delta_1\Delta_2[(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_1 + 2\gamma_2) \\ &+ 3\gamma_{21}(4\gamma_1 + 7\gamma_2) + 9\gamma_{21}^2], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_1 &= \Delta_2(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})(\gamma_1^2 + \gamma_1(\gamma_2 + 2\gamma_{21}) \\ &- \gamma_{21}(\gamma_2 + 9\gamma_{21})), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_1 &= 2\Omega_1^2 \left\{ B_1 + D_1 - 2\Delta_2^2[2\gamma_1^2 + 7\gamma_1\gamma_2 \right. \\ &\left. + 5\gamma^2 + \gamma_{21}(8\gamma_1 + 9\gamma_2)] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_1 &= \gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2)[(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})^2 \\ &+ 4\Delta_2^2\gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}) + 2\Delta_1(\Delta_2 - \Delta_1)] \\ &- 4\Omega_1^4(\gamma_1 - 3\gamma_2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_1 &= \gamma_{21}(\gamma_1 + \gamma_2)[2\Delta_1\gamma_{21}^2 \\ &+ (\Delta_1 - \Delta_2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21})], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_2 &= \gamma_1^2\gamma_2\gamma_{21} + 2\gamma_1^2[\gamma_{21}^2 + 3\Omega_1^2 \\ &+ 2\Delta_1(\Delta_2 - \Delta_1)], \\ B_2 &= 4\gamma_1^2[\gamma_2(\Delta_1 - \Delta_2) + \gamma_{21}(2\Delta_1 - \Delta_2)], \\ C_2 &= -\gamma_1\gamma_2^2\gamma_{21} + 2\gamma_1\gamma_2[\Omega_1^2 \\ &+ 2\Delta_1(\Delta_2 - \Delta_1)] + \gamma_1\gamma_{21}[\gamma_{21}^2 \\ &- 4(\Delta_1^2 - \Delta_1\Delta_2 + \Omega_2^2 - 3\Omega_1^2)], \\ D_2 &= 2\gamma_1\gamma_2^2(\Delta_1 - \Delta_2) + 4\gamma_1\gamma_2\gamma_{21}(2\Delta_1 - \Delta_2) \\ &+ 2\gamma_1\gamma_{21}^2(3\Delta_1 - \Delta_2), \\ E_2 &= \gamma_1^3\gamma_{21} - \gamma_2\gamma_{21}[(\gamma_2 + \gamma_{21})^2 + 4\Delta_2^2] \\ &- 2\Omega_1^2(\gamma_2 + \gamma_{21})(2\gamma_2 - 3\gamma_{21}), \\ \alpha &= \frac{1}{4}A_1 + \frac{1}{4}J_0^2(M)\Omega_2^2(G_1 + F_1) \\ &+ \frac{1}{2}J_0^4(M)\Omega_4^2(E_1 + A_2 + C_2) \\ &- 2J_0^6(M)\Omega_2^6\gamma_1(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}), \\ \beta &= \frac{1}{4}J_0^2(M)\Omega_2^2[H_1 + 2\Omega_1^2(C_1 + E_1)] \\ &+ \frac{1}{2}J_0^4(M)\Omega_4^4[2\gamma_1^3(\Delta_1 - \Delta_2) \\ &+ B_2 + D_2]. \end{aligned} \quad (13)$$

因此系统探测光对应的极化率为

$$\chi = \frac{\hbar N \mu_{20}^2}{\epsilon_0 \Omega_2 J_0(M)} \frac{E + iF}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}. \quad (14)$$

方程(14)包含了探测光和抽运光的各阶项。

当探测光较抽运光很弱，即 $\Omega_1 \gg \Omega_2$ 时，得到系统处于稳态时相干项的一级解(只考虑探测光的一阶，但考虑抽运光的各阶项)

$$\begin{aligned} \rho_{02} &= \frac{-i\Omega_2 J_0(M)}{[\gamma_{21} + (\Delta_1 - \Delta_2)\Gamma + i\Delta_2] + \Omega_1^2} \\ &\times \left\{ [\gamma_{21} + (\Delta_2 - \Delta_1)] \times \rho_{00}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)} \right. \\ &\left. + \frac{\Omega_1}{\Gamma - i\Delta_1}(\rho_{11}^{(0)} - \rho_{00}^{(0)}) \right\}, \\ \Gamma &= \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{21}), \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $\rho_{ll}^{(0)}$ 为未加探测光时 l 能级的粒子数($l = 0, 1, 2$)。稳态时探测光对应的极化率

$$\chi = \frac{iN\mu_{20}[\gamma_{21} + (\Delta_2 - \Delta_1)]}{\epsilon_0 \{[\gamma_{21} + (\Delta_2 - \Delta_1)\Gamma + i\Delta_2] + \Omega_1^2\}}, \quad (16)$$

其中是 N 原子密度。 μ_{20} 是激发态|10 和|12 态间的偶极距。此时极化率和未加调制的情形相同^[17]。

4. 结 论

本文研究了三能级 Λ -系统中探测光频率调制对系统特性的影响。从经典电子运动方程着手,得到介质的极化率,其与未加频率调制系统相同。然后从量子角度来研究探测光频率调制对系统特性的影响。从系统 Hamiltonian 出发,应用慢变包络近似,得到了系统的密度矩阵方程。该方程包含了抽运光

的相位调制效应。应用 Bessel 函数将频率调制项展开,得到当抽运光较探测光不强,探测光调制频率足够大时,系统的粒子数演化具有周期性特性特点。当调制频率足够大时,调节调制频率系数,得到系统具有和不加调制频率时相类似的特性。在一定条件下,我们得到了系统处于稳态时的极化率,它包含了探测光和抽运光的各阶项。而探测光很弱时,得到稳态时系统探测光对应的极化率和未加频率调制的极化率相同的结论。

-
- [1] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
 - [2] Scully M O and Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge University Press ,Cambridge ,England) chaps. 7 and 14
 - [3] Huang C J , Zhou M and Liu A L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1064 [in Chinese] 黄春佳、周 明、刘安玲 2001 物理学报 **50** 1064]
 - [4] Mandel P 1993 *Contemp. Phys.* **34** 235
 - [5] Harris S E et al 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4611
 - [6] Zhang X Y , Li Y F , Sun J F and Wang Y C 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 36 [in Chinese] 张向阳、李永放、孙建峰、王永昌 2002 物理学报 **51** 36]
 - [7] Lukin M D and Imamoglu A 2001 *Nature* **413** 273
 - [8] Rios H et al 1994 *Opt. Lett.* **19** 144
 - [9] Ruyten W M 1990 *Phys. Rev. A* **31** 3175
 - [10] Agarwal G S and Harshawardhan W 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4465
 - [11] Harshawardhan Wanare 2002 *Phys. Rev. A* **65** 033417
 - [12] Nayak N and Agarwal G S 1985 *Phys. Rev. A* **31** 3175
 - [13] Janowica M 1991 *Phys. Rev. A* **44** 3144
 - [14] Smelyanskiy V N et al 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2598
 - [15] Goswami D and Warren W S 1994 *Phys. Rev. A* **50** 5190
 - [16] Dogariu A et al 1999 *Phys. Rev. A* **63** 053806
 - [17] Lee H et al 2003 *Appl. Phys. B* **76** 33

The frequency modulation effects of the probe field in three level Λ -system^{*}

Han Ding-An¹⁾ Guo Hong^{1,2)†} Sun Hui¹⁾ Bai Yan-Feng¹⁾

¹⁾ Laboratory of Light Transmission Optics , South China Normal University , Guangzhou 510631 , China)

²⁾ School of Electronics Engineering & Computer Science , Peking University , Beijing 100871 , China)

(Received 28 July 2003 ; revised manuscript received 9 September 2003)

Abstract

In this paper , the frequency modulation effect of the probe field in a three-level Λ -system is discussed. According to the classical equation of motion for the electron , the dielectric susceptibility of the medium is not affected by frequency modulation. Based on the quantum theory and the frequency modulation term expanded in terms of Bessel functions , the effects of the frequency modulation of the probe field on the system are studied , in which , when the modulation frequency of the probe field is large enough , the periodical population evolutions exist in three levels. Meanwhile , the stationary susceptibility of the probe field is given.

Keywords : Λ -system , frequency-modulation , susceptibility

PACC : 4250

* Project supported by the Key Project of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69789801) , the Foundation of National Hi - Tech Inertial Confinement Fusion Committee , the FokYin Tung High Education Foundation (Grant No. 71058) , the Team Project of Natural Science Foundation of Guangdong Province (Grant No. 20003061) and the Foundation for the Key Young Teachers of the Ministry of Education of China .

† Tel 020-85211920-6 .