

电磁感应双光子光透明及共振吸收增强*

杨苏辉 国秀珍 王冬 高锦岳
(吉林大学物理系, 长春 130023)

摘 要 研究了相干场控制下的电磁感应双光子光透明。讨论了外加相干场对双光子吸收特性的影响, 分析了电磁感应双光子光透明及共振吸收增强的物理机制。应用密度矩阵方法推导出相干场作用下双光子吸收上能级粒子数的二阶近似表达式, 同时利用微扰法在原子缀饰态表象中推导出双光子跃迁速率的解析表达式。并讨论了系统中多普勒效应的影响。

关键词 双光子, 电磁感应光透明, 密度矩阵, 缀饰态。

1 引 言

电磁感应光透明利用量子相干效应, 通过外加相干场来对介质的光学性质进行调制。大量理论及实验方面的研究表明, 应用电磁感应光透明可以使介质的非线性极化率得到共振增强, 同时减少吸收, 提高非线性过程中的能量转换效率^[1~3]。电磁感应光透明还和无反转激光之间存在着密切的联系^[4~9]。它是继无反转光放大之后量子光学领域的又一比较新颖的研究课题。但大多数的研究工作都是针对三能级系统中的单光子电磁感应光透明的。印度学者 Argawal 等提出一种新的量子相干模型, 在此模型中, 量子相干效应被应用于四能级系统当中, 从而实现电磁感应双光子光透明及共振吸收增强^[10]。本文对 Argawal 所提出的模型作进一步的深入研究。首先, 从密度矩阵方程出发, 推导出代表双光子吸收强弱的上能级粒子数的二阶近似表达式, 并在此基础上讨论了多普勒效应的影响。其次, 应用微扰理论, 在原子的缀饰态表象中, 推导出双光子跃迁几率的解析表达式, 从这个表达式出发, 可以得到双光子共振吸收增强及光透明的位置, 从而清晰地揭示出这一物理现象的实质。

2 物理模型

如图 1 所示的四能级系统, ω_{12} 、 ω_{23} 及 ω_{42} 分别为原子在能级 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 、 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ 之间的跃迁频率; ω_1 、 ω_2 和 ω 为相应的激光场频率, 假设 ω_1 、 ω_2 为弱的探测场, 而 ω 为强的相干场; $\Delta_1 = \omega_{12} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_2$, $\Delta = \omega_{42} - \omega$ 为各个原子共振频率与激光频率之间的失谐; γ_1 、 γ_2 和 γ 为各能级的衰减速率。在没有相干场的情况下, 基态 $|3\rangle$ 上的原子将吸收频率为 $\omega_1 + \omega_2$ 的光子而跃迁到激发态 $|1\rangle$ 上, 当激光场频率与相应的原子能级发生共振

* 国家自然科学基金(69678032)资助项目。

收稿日期: 1998-09-13; 收到修改稿日期: 1998-12-07

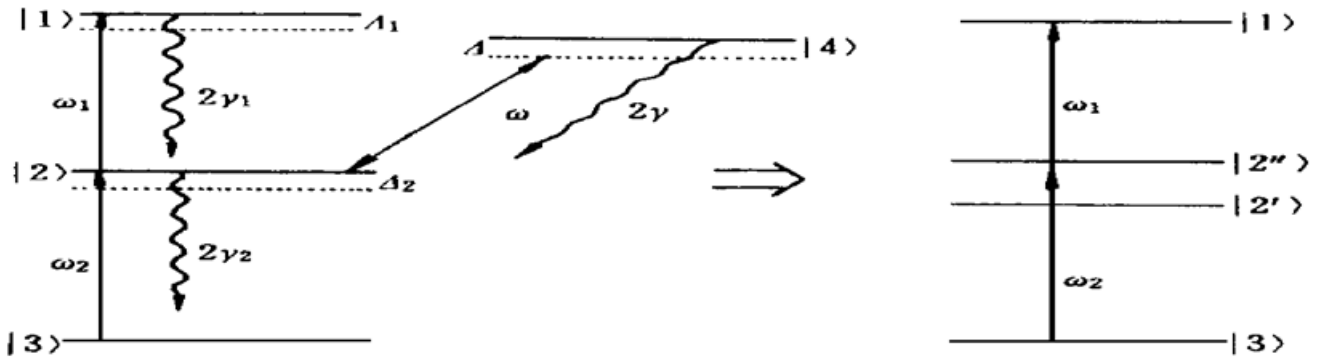


Fig. 1 Energy-level diagram for two-photon transparency and absorption enhancement. Left is for the bare states, and right is for the dressed states

时, 即: $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ 时, 双光子吸收系数最大, 即双光子共振吸收增强^[11]。如果将能级 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 以强的相干场耦合起来, 那么这种双光子共振吸收增强的谱线会被改变, 在 $\Delta_1 = \Delta$ 处双光子吸收系数最小, 实现了双光子的电磁感应光透明, 而在 $\Delta_1 = \Delta$ 两侧则出现了两个吸收增强峰。

3 密度矩阵方程的方法

在相互作用表象中, 如图 1 所示的四能级系统中原子的密度矩阵方程为

$$\begin{aligned}
 d\rho_{11}/dt &= -2\mathcal{Y}\rho_{11} - iG_1\rho_{12} + iG_1\rho_{21}, \\
 d\rho_{12}/dt &= -iG_1\rho_{11} - (\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + i\Delta_1)\rho_{12} - iG_2\rho_{13} - iG\rho_{14} + iG_1\rho_{22}, \\
 d\rho_{21}/dt &= d\rho_{12}^*/dt, \\
 d\rho_{13}/dt &= -iG_2\rho_{12} - (i\Delta_1 + i\Delta_2 + \mathcal{Y}_1)\rho_{13} + iG_1\rho_{23}, \\
 d\rho_{31}/dt &= d\rho_{13}^*/dt, \\
 d\rho_{14}/dt &= -iG\rho_{12} + [(i\Delta - i\Delta_1 - \mathcal{Y}_1 - \mathcal{Y})\rho_{14} + iG_1\rho_{24}], \\
 d\rho_{41}/dt &= d\rho_{14}^*/dt, \\
 d\rho_{22}/dt &= 2\mathcal{Y}_1\rho_{11} + iG_1\rho_{12} - iG_1\rho_{21} - 2\mathcal{Y}_2\rho_{22} - iG_2\rho_{23} + iG_2\rho_{32} - iG\rho_{24} + iG\rho_{42} + 2\mathcal{Y}\rho_{44}, \\
 d\rho_{23}/dt &= iG_1\rho_{13} - iG_2\rho_{22} - (i\Delta_2 + \mathcal{Y}_2)\rho_{23} + iG_2\rho_{33} + iG\rho_{43}, \\
 d\rho_{32}/dt &= d\rho_{23}^*/dt, \\
 d\rho_{24}/dt &= iG_1\rho_{14} + [i\Delta - \mathcal{Y} - \mathcal{Y}_2]\rho_{24} + iG_2\rho_{34} + iG\rho_{44}, \\
 d\rho_{42}/dt &= d\rho_{24}^*/dt, \\
 d\rho_{33}/dt &= 2\mathcal{Y}_2\rho_{22} + iG_2\rho_{23} - iG_2\rho_{32}, \\
 d\rho_{34}/dt &= -iG\rho_{32} + iG_2\rho_{24} + [i\Delta + i\Delta_2 - \mathcal{Y}]\rho_{34}, \\
 d\rho_{43}/dt &= d\rho_{34}^*/dt, \\
 d\rho_{44}/dt &= iG\rho_{24} - iG\rho_{42} - 2\mathcal{Y}\rho_{44}. \tag{1}
 \end{aligned}$$

上能级的粒子数密度 ρ_{11} 与双光子吸收强度成正比, 所以下面求解密度算符 ρ_{11} 的值。假设 G_1 、 G_2 为弱探测场, $G_1, G_2 \ll \mathcal{Y}_i$, 取 G_1 、 G_2 的二阶近似, 得到如下表达式:

$$\begin{aligned}
 \rho_{11}^{(2,2)} &= \rho_{11}^{(2,2)}_c + \rho_{11}^{(2,2)}_{nc}, \tag{2} \\
 \rho_{11}^{(2,2)}_c &= \text{Im} \left[\frac{iG_1^2 G_2^2}{\mathcal{Y}_1} \frac{(\mathcal{Y} + i\Delta + i\Delta_2)(\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y} + i\Delta_1 - i\Delta)}{(\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y}_2 + i\Delta_1)(\mathcal{Y}_1 + \mathcal{Y} + i\Delta_1 - i\Delta) + G^2} \times \right.
 \end{aligned}$$

$$\frac{1}{(\gamma_2 + i\Delta_2)(\gamma + i\Delta + i\Delta_2) + G^2 \gamma_2 + i\Delta_2 + i\Delta} \Bigg|, \quad (3)$$

$$\rho_{|1\rangle}^{(2,2)nc} = \text{Im} \left\{ \frac{iG_1^2}{\gamma_1} \frac{(\gamma_1 + \gamma + i\Delta_1 - i\Delta) \rho_{|2\rangle}^{(2,0)} - iG\rho_{|2\rangle}^{(2,0)}}{(\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_2)(\gamma_1 + \gamma + i\Delta_1 - i\Delta) + G^2} \right\}, \quad (4)$$

上角标 (i, j) 代表 $\rho_{\alpha\beta}^{(i,j)}$ 中 G_1, G_2 的阶数。从(2) ~ (4) 式不难看出, 双光子跃迁可分为两部分, 其中 $\rho_{|1\rangle}^{(2,2)c}$ 中包含代表双光子共振吸收的项 $(\gamma_1 + i\Delta_1 + i\Delta_2)^{-1}$, 所以被定义为双光子吸收的相干项; $\rho_{|1\rangle}^{(2,2)nc}$ 中包含 $\rho_{|2\rangle}^{(2,0)}$ 及 $\rho_{|2\rangle}^{(2,0)}$ 项, 显然它代表了双光子跃迁当中的分步过程, 被定义为非相干项。图 2 给出了根据(2) ~ (4) 式的计算结果, 图中的虚线及点线分别代表 $\rho_{|1\rangle}^{(2,2)c}$ 及 $\rho_{|1\rangle}^{(2,2)nc}$ 随 Δ_1 变化的关系曲线, 实线为两部分之和, 其中的单峰是在未加相干场时的双光子共振吸收增强曲线。由此可见, 相干场使原来的双光子共振吸收增强信号减小了 3 个数量级, 且在 $\Delta_1 = \pm G$ 处出现了两个新的共振吸收增强峰, 在峰值附近, 分步过程起着重要的作用, 而在其他频率范围内则是相干项的贡献远大于分步过程的贡献。在计算过程中, 为简单起见, 将所有参数以 γ_1 进行归一化, 并令所有 $\gamma_i = 1$ 。

考虑到原子运动引起的多普勒效应, $\rho_{|1\rangle}$ 将成为原子运动速度的函数 $\rho_{|1\rangle}(v)$, 能级 $|1\rangle$ 上的总的粒子数密度将由下面的积分得到:

$$\langle \hat{\rho}_{|1\rangle}(v) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{|1\rangle}(v) P(v) dv, \quad (5)$$

式中 $P(v)$ 为原子的速度分布函数。在计算过程中, 设原子体系满足麦克斯韦速率分布函数, 且 ω_1 和 ω_2 两束光沿相反方向传播。积分的结果如图 3 所示, 图中实线代表没有考虑多普勒效应时 $\rho_{|1\rangle}-\Delta_1$ 关系曲线, 虚线及点线分别是 $\omega_b = 5.0$ 时, ω_1 与 ω 沿相同或相反方向传播时的计算结果, 由图可以看出, ω 与 ω_1 沿相同方向传播时, 系统内的多普勒效应的影响较小, 其原因将在第 4 部分中应用微扰理论加以解释。

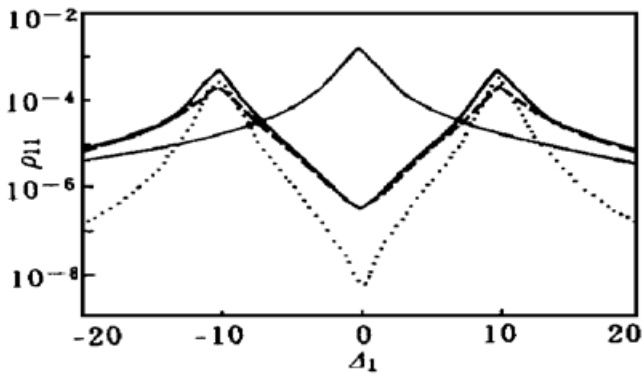


Fig. 2 Population density $\rho_{|1\rangle}$ in upper state $|1\rangle$ is as a function of detuning Δ_1 . All γ_i have been set to unity. The dashed, dotted and solid curves indicate $\rho_{|1\rangle}^{(2,2)c}$, $\rho_{|1\rangle}^{(2,2)nc}$ and the sum of the two terms, respectively. Parameters are $G_1 = G_2 = 0.1, G = 10, \Delta = 0$

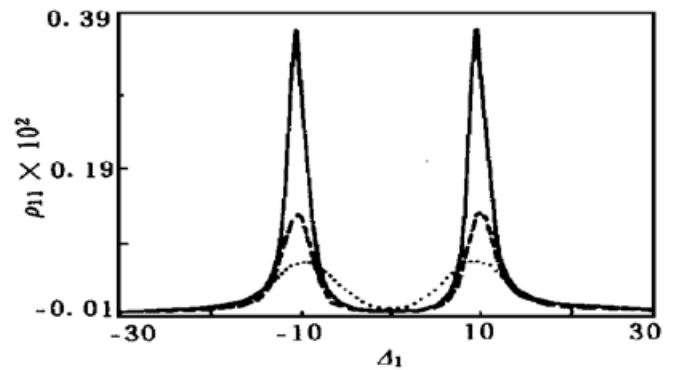


Fig. 3 Population density $\rho_{|1\rangle}$ in upper state $|1\rangle$ is as a function of Δ_1 at the presence of Doppler broadening when $\Delta = 0, G = 10, G_1 = G_2 = 0.1$. The solid curve corresponds the case when $\omega_b = 0$; the dashed and dotted curves correspond to the cases when ω and ω_1 are co- and counter-propagating, respectively, while $\omega_b = 5.0$, where $\omega_b = (\omega_{23}/3)[8 \text{ kT} \ln(2)/m]^{1/2}$

4 微扰方法

下面将双光子吸收的微扰理论应用于原子的缀饰态表象中,推导出系统的双光子跃迁几率。

电磁场作用下的原子的波函数 $|\psi(t)\rangle$ 可以通过求解薛定谔方程来得到。假设原子在初始时刻位于能级 $|3\rangle$, 由微扰理论, 与双光子跃迁有关的二阶波函数 $|\psi^{(2)}(t)\rangle$ 可表示为

$$|\psi^{(2)}(t)\rangle = \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \sum_m \sum_s \int_{t_0}^{t_1} \int_{t_0}^{t_2} \exp[-i\frac{\epsilon_s}{\hbar}(t-t_1)] |s\rangle \langle 3| V(t_1) \times \\ \exp[-i\frac{\epsilon_m}{\hbar}(t_1-t_2)] |m\rangle \langle 3| V(t_2) \exp[-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}(t_2-t_0)] |3\rangle dt_2 dt_1, \quad (6)$$

式中 $|3\rangle$ 为原子的基态, $|s\rangle$ 为原子的终态, $|m\rangle$ 代表所有可能的中间态, $\epsilon_i (i = s, m, 1)$ 是各个能级的能量, 在本文研究的问题当中, 原子的终态为态 $|1\rangle$, 两个中间态为缀饰原子的本征态 $|2'\rangle$ 和 $|2''\rangle$ 。 $|2'\rangle$ 和 $|2''\rangle$ 是原子与相干场相互作用的结果, 如图 1 中右边所示:

$$|2''\rangle = \sin\theta |4\rangle + \cos\theta |2\rangle, \quad \omega_{2''3} = \omega_{23} + \frac{\Delta}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}, \quad (7)$$

$$|2'\rangle = -\cos\theta |4\rangle + \sin\theta |2\rangle, \quad \omega_{2'3} = \omega_{23} + \frac{\Delta}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}, \quad (8)$$

其中

$$\sin\theta = \frac{2G^2}{4G^2 + \Delta^2 - \Delta \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}}, \\ \cos\theta = \frac{2G^2 + \Delta^2 - \Delta \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}}{4G^2 + \Delta^2 - \Delta \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}},$$

ω_{23} 和 $\omega_{2''3}$ 是原子在能级 $|3\rangle - |2'\rangle$ 和 $|3\rangle - |2''\rangle$ 之间跃迁的频率。所以, 得到与双光子吸收相关的波函数 $|\psi^{(2)}(t)\rangle$:

$$|\psi^{(2)}(t)\rangle = \frac{1}{4\hbar^2} \int_{t_0}^t \int_{t_0}^{t_1} \exp[-i\frac{\epsilon_3}{\hbar}(t-t_1)] |1\rangle \langle 1| \mu E_2^* \exp(-i\omega_2 t_1) \times \\ \{ \exp[-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}(t_1-t_2)] |2'\rangle \langle 2'| + \exp[-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}(t_1-t_2)] |2''\rangle \langle 2''| \} \times \\ \mu E_1^* \exp(-i\omega_1 t_2) \exp[-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}(t_2-t_0)] |3\rangle dt_2 dt_1. \quad (9)$$

将方程(7)、(8)代入上式, 考虑能级 $|2\rangle$ 的自然线宽 $2\gamma_2$, 有

$$|\psi^{(2)}(t)\rangle = \frac{E_1^* E_2^* \mu_1 \mu_2}{4\hbar^2} \left[\frac{\sin^2\theta}{\omega_{2'3} - \omega_2 - 2i\gamma_2} + \frac{\cos^2\theta}{\omega_{2''3} - \omega_2 - 2i\gamma_2} \right] \times \\ \frac{\exp(-i\omega_{13}t) [\exp i(\omega_{13} - \omega_1 - \omega_2)t - 1]}{(\omega_{13} - \omega_1 - \omega_2 - 2i\gamma_2)} |1\rangle, \quad (10)$$

原子在时刻 t 位于态 $|1\rangle$ 上的几率为

$$|\langle 1| \psi^{(2)}(t) \rangle|^2 = G_1^2 G_2^2 \left| \frac{\sin^2\theta}{\omega_{2'3} - \omega_2 - 2i\gamma_2} + \frac{\cos^2\theta}{\omega_{2''3} - \omega_2 - 2i\gamma_2} \right|^2 \times$$

$$\frac{\sin^2[(\omega_{13} - \omega_1 - \omega_2)t/2]}{[(\omega_{13} - \omega_1 - \omega_2)/2]^2}. \quad (11)$$

从态 $|3\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 的双光子跃迁几率可通过对(11)式对频率 $(\omega_{13} - \omega_1 - \omega_2)$ 由 $-\infty$ 到 $+\infty$ 进行积分得到, 在此积分当中, 应用了

$$\lim_{t \rightarrow \infty} [\sin^2(xt/2)/(x/2)^2] \rightarrow 2\pi\delta(x).$$

这样, 由 $|3\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的跃迁速率为

$$W = \frac{dP}{dt} = 2\pi \left| \frac{\sin^2 \theta}{\omega_{2'3} - \omega_2 - 2i\gamma_2} + \frac{\cos^2 \theta}{\omega_{2''3} - \omega_2 - 2i\gamma_2} \right|^2 G_1^2 G_2^2. \quad (12)$$

式中 P 代表 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 的双光子跃迁几率。如果 $\Delta_i \gg \gamma_i$, 则有

$$W = 2\pi G_1^2 G_2^2 \left| \frac{1}{4G^2 + \Delta^2 - \Delta \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}} \left(\frac{2G^2}{\Delta_2 + \frac{\Delta}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}} + \frac{2G^2 + \Delta^2 - \Delta \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}}{\Delta_2 + \frac{\Delta}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4G^2}} \right) \right|^2. \quad (13)$$

在计算中, 始终保持双光子共振的条件 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$, 由(12)式可以得出如下结论:

1) $\Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta$ 处, 双光子吸收系数最小, 所以, 要减小系统中多普勒效应的影响, 就应使由多普勒效应而引起的 ω_1 和 ω_2 的频移符号相同, 也就是说, ω_1 和 ω_2 必须沿相同方向传播, 这就解释了图 3 中的计算结果。对于多普勒效应更详细的讨论, 请参阅参考文献[12]。

2) 双光子共振吸收增强峰位于 $\Delta_1 = \frac{1}{2}(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + 4G^2})$ 处。两峰间距为 $\sqrt{\Delta^2 + 4G^2}$ 。

图 4 中的虚线是由(12)式计算出的 $W-\Delta_1$ 曲线, 实线是由(2)式计算出来的 $\rho_{11}-\Delta_1$ 曲线。

为了能够方便地进行比较, 将其叠加在一个图中, 由图可以看出, 两条曲线表现出的物理规律是一致的, 这说明(12)式是成立的。从(12)式的推导过程可以看出, 双光子光透明是由于通过两个通道的双光子吸收发生了相消干涉, 而吸收增强则是因为参加双光子跃迁的光子与中间能级之间发生了共振, 而在本文所研究的模型中的中间能级是在相干场作用下, 缀饰原子的本征态 $|2'\rangle$ 和 $|2''\rangle$ 。所以通过改变相干场的强度和失谐, 可以对介质的双光子吸收特性加以调制, 这将在获得双光子激光振荡, 及增强非线性介质高阶极化率等方面有其潜在的应用价值。

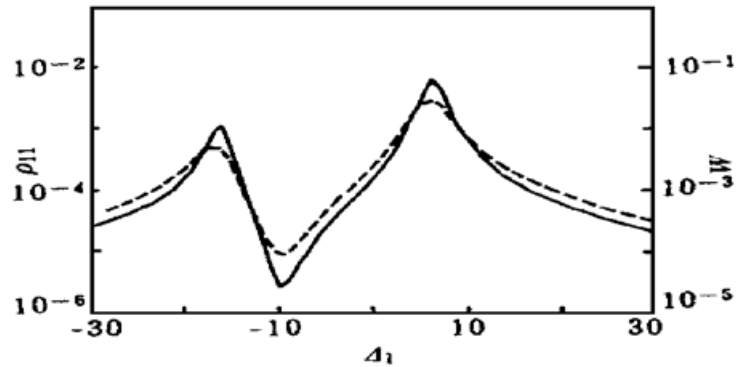


Fig. 4 Population density in $|1\rangle$ state (solid curve) and the two-photon transition rate (dashed curve) as functions of Δ_1 , when $\Delta = -10$, $G = 10$, $G_1 = G_2 = 0.3$

结 论 本文从两个不同的理论框架出发, 推导出四能级系统中双光子电磁感应光透明和共振吸收增强的解析表达式。应用缀饰原子本征态及微扰理论, 阐明了双光子电磁感应光透明和共振吸收增强的物理实质, 并讨论了系统中多普勒效应的影响。

参 考 文 献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(10) : 1107~ 1110
- [2] Zhang G Z, Hakuta K, Stoicheff B P. Nonlinear optical generation using electromagnetically induced transparency in atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(19) : 3099~ 3102
- [3] Hakuta K, Marmet L, Stoicheff B P. Electric-field-induced second-harmonic generation with reduced absorption in atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(5) : 596~ 599
- [4] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A. Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(24) : 2813~ 2816
- [5] Kocharovskaya O, Mondel P. Amplification without inversion: The double-scheme. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(1) : 523~ 535
- [6] Gao J Y, Cuo C, Guo X Z *et al.*. Observation of light amplification without population inversion in sodium. *Opt. Commun.*, 1992, **93**(5, 6) : 323~ 327
- [7] Gao J Y, Zhang H Z, Cui H F *et al.*. Inversionless light amplification in sodium. *Opt. Commun.*, 1994, **110**(5, 6) : 590~ 594
- [8] Fry E S, Li X, Nikonov D *et al.*. Atomic coherence effects within the sodium D₁ line: Lasing without inversion via population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(21) : 3235~ 3238
- [9] Chang T J, Gao J Y, Qiao Y J *et al.*. The calculation and analysis for the light amplification without inversion in semiconductor quantum well. *Opt. Commun.*, 1997, **135**(4~ 6) : 315~ 320
- [10] Agarwal G S, Harshwardhan W. Inhibition and enhancement of two-photon absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(6) : 1039~ 1042
- [11] Bjorkholm J E, Liao P F. Resonance enhancement of two-photon absorption in sodium vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **33**(3) : 128~ 132
- [12] Wang D Z, Gao J Y. Effect of Doppler broadening on optical gain without inversion in a four-level model. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(1) : 3201~ 3208

Electromagnetically Induced Two-Photon Transparency and Absorption Enhancement

Yang Suhui Guo Xiuzhen Wang Dong Gao Jinyue
(*Physics Department, Jilin University, Changchun 130023*)
(Received 13 September 1998; revised 7 December 1998)

Abstract The electromagnetically induced two-photon transparency (EITT) under the control of coherent field is investigated. The effect of external coherent field on the features of two-photon absorption is discussed and the physical mechanism of electromagnetically induced two-photon transparency and resonance absorption enhancement is analyzed. The analytical expression of second order approximation of population in the up energy level of two-photon absorption under the control of coherent field is derived from the equation of motion for the atomic density matrix. At the same time, the analytical expression of two-photon transition rate is derived by the way of perturbation theory in the dressed states representation. The effect of Doppler broadening on two-photon absorption profile is discussed.

Key words two-photon, electromagnetically induced transparency, density matrix, dressed states.