

激光场的线宽对双光子电磁感应光透明及 共振吸收增强的影响^{*}

杨苏辉 张汉壮 国秀珍 王 冬 高锦岳

(吉林大学物理系, 长春 130021)

(1997 年 11 月 20 日收到)

讨论了四能级系统中激光场的线宽及多普勒效应对双光子电磁感应光透明及共振吸收增强的影响, 并给出了该系统中消除多普勒效应的最佳实验方案.

PACC: 4250

1 引 言

近年来, 人们对量子相干效应的深入研究导致了无反转光放大^[1]、电磁感应光透明^[2]等一系列物理现象的发现. 其中的电磁感应光透明是指原子在外加强相干场的作用下, 原有的共振吸收被大大地减弱, 甚至达到完全的透明. 这一现象在非线性光学及光电子器件等方面有着其潜在的应用价值^[3], 所以受到了极大关注.

印度学者 Argawal 等^[4]提出了双光子电磁感应光透明的概念, 研究了在单频光场作用下, 强相干场对双光子共振吸收的影响. 而实际上激光总是存在着一定的线宽, 本文将针对文献[4]所提出的模型研究激光场的线宽及多普勒效应对双光子电磁感应光透明的影响.

2 理论模型

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, 在此假设 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, 处在基态 $|3\rangle$ 上的原子将吸收频率为 $\omega_1 \pm \omega_2$ 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时, 即 $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ 时, 双光子吸收系数最大, 这一现象被称为双光子共振吸收增强^[5]. 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

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

感应光透明,而在 $\Delta_1 = \Delta$ 两侧则出现了两个吸收增强峰.

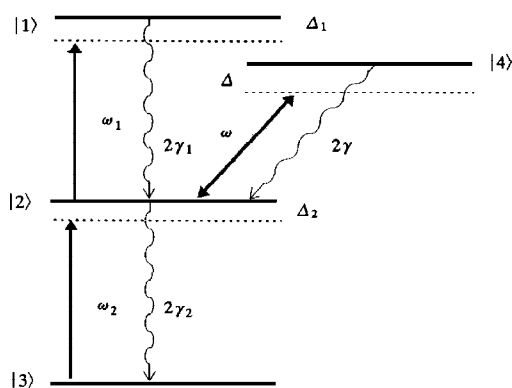


图1 系统的能级图 ω_1, ω_2 和 ω 为激光频率; $2\gamma_1, 2\gamma_2$ 和 2γ 为各能级的衰减速率; Δ_1, Δ_2 及 Δ 为原子的跃迁频率与光频率之间的失谐

3 公式推导

本文应用半经典理论讨论各光场相位的随机扰动对双光子共振吸收增强及电磁感应光透明的影响. 原子的行为用密度矩阵方程来描述, 而场的行为满足麦克斯韦方程. 首先将各光场描述为如下形式:

$$E_1(t, z) = \frac{1}{2} \left[E_{10}(t, z) \exp \left(i k_1 z - i \omega_1 t - i \int_0^t \phi_1(t') dt' \right) + \text{c.c.} \right], \quad (1a)$$

$$E_2(t, z) = \frac{1}{2} \left[E_{20}(t, z) \exp \left(i k_2 z - i \omega_2 t - i \int_0^t \phi_2(t') dt' \right) + \text{c.c.} \right], \quad (1b)$$

$$E(t, z) = \frac{1}{2} \left[E_0(t, z) \exp \left(i k z - i \omega t - i \int_0^t \phi(t') dt' \right) + \text{c.c.} \right], \quad (1c)$$

其中 $E_{10}(t, z)$, $E_{20}(t, z)$ 和 $E_0(t, z)$ 分别代表两相对弱场和强相干场的慢变化复振幅, $\int_0^t \phi_1(t') dt'$, $\int_0^t \phi_2(t') dt'$ 和 $\int_0^t \phi(t') dt'$ 为各场相应的随机扰动相位. 为处理问题方便, 我们首先假设 $\phi_1(t') = \phi_2(t') = 0$, 即只考虑相干场的相位随机扰动项, 而令其他两个激光场为严格的单频场.

如果 $\phi(t)$ 满足如下关系式:

$$\begin{aligned} \langle \phi(t) \rangle &= 0, \\ \langle \phi(t) \phi(t') \rangle &= 2D\delta(t' - t), \\ \langle \phi(t_1) \cdots \phi(t_{2n-1}) \rangle &= 0, \\ \langle \phi(t_1) \cdots \phi(t_{2n}) \rangle &\neq 0, \end{aligned} \quad n = 1, 2, \dots \quad (2)$$

那么光场的相位会经历一个随机、稳定、高斯的过程, 根据文献[6]的计算结果, 方程(1c)中相干场的相位扰动平均值可表示为

$$\exp\left[\pm i \int_0^t \phi(t') dt'\right] = \langle \exp\left[\pm i \int_0^t \phi(t') dt'\right] \rangle = e^{-Dt}. \quad (3)$$

所以方程(1c)中的强相干场对相位扰动的平均值可表示为

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 \exp(-i\omega t - Dt) + \frac{1}{2} E_0^* \exp(i\omega t - Dt). \quad (4)$$

对(4)式进行傅里叶变换并忽略其非共振项,得

$$A(\omega') = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty E(t) e^{-i\omega' t} dt = \frac{E^*}{\pi} \left[\frac{1}{D + i(\omega' - \omega)} \right]. \quad (5)$$

(5)式的幅值的平方为激发场光强的傅氏变换谱,即

$$I(\omega') = \frac{I_0}{\pi} \left[\frac{D}{D^2 + (\omega' - \omega)^2} \right]. \quad (6)$$

显然,(6)式具有洛伦兹线型,且谱线宽度为 D . 下面我们将计算线宽 D 对双光子吸收曲线的影响.

如图 1 所示的四能级系统的密度算符主方程为

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Delta\rho, \quad (7)$$

其中

$$H = \hbar(\Delta_1 + \Delta_2)|1\rangle\langle 1| + \hbar\Delta_2|2\rangle\langle 2| + \hbar(\Delta_1 + \Delta_2)|4\rangle\langle 4| \\ - \hbar \left[G_1|1\rangle\langle 2| + G_2|2\rangle\langle 3| + G \exp\left(-i \int_0^t \phi(t') dt'\right)|2\rangle\langle 4| + \text{h.c.} \right], \quad (8)$$

$G_1 = \mu_{12} \cdot E_1 / 2\hbar$, $G_2 = \mu_{23} \cdot E_2 / 2\hbar$, $G = \mu_{43} \cdot E / 2\hbar$ 为各光场的 Rabi 频率, $\Delta\rho$ 代表非相干项.

根据(7)式可以写出密度算符矩阵元 ρ_{ij} 的动力学方程. 为计算方便, 我们定义如下变量:

$$\alpha_{i4} = \rho_{i4} \exp\left[-i \int_0^t \phi(t') dt'\right] \quad i = 1, 2, 3, \\ \alpha_{4j} = \rho_{4j} \exp\left[i \int_0^t \phi(t') dt'\right] \quad j = 1, 2, 3, \quad (9) \\ \alpha_{44} = \rho_{44}, \\ \alpha_{ij} = \rho_{ij} \quad i, j \neq 4,$$

则 α_{ij} 将满足如下的方程:

$$\frac{d\alpha_{11}}{dt} = -2\gamma\alpha_{11} - iG_1\alpha_{12} + iG_1\alpha_{21}, \\ \frac{d\alpha_{12}}{dt} = -iG_1\alpha_{11} - (\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_1)\alpha_{12} - iG_2\alpha_{13} - iG\alpha_{14} + iG_1\alpha_{22}, \\ \frac{d\alpha_{21}}{dt} = \frac{d\alpha_{12}^*}{dt}, \\ \frac{d\alpha_{13}}{dt} = -iG_2\alpha_{12} - (i\Delta_1 + i\Delta_2 + \gamma_1)\alpha_{13} + iG_1\alpha_{23},$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\alpha_{31}}{dt} &= \frac{d\alpha_{13}^*}{dt}, \\
\frac{d\alpha_{14}}{dt} &= -iG\alpha_{12} + [i\Delta - i\Delta_1 - \gamma_1 - \gamma - i\phi(t')] \alpha_{14} + iG_1 \alpha_{24}, \\
\frac{d\alpha_{41}}{dt} &= \frac{d\alpha_{14}^*}{dt}, \\
\frac{d\alpha_{22}}{dt} &= 2\gamma_1 \alpha_{11} + iG_1 \alpha_{12} - iG_1 \alpha_{21} - 2\gamma_2 \alpha_{22} - iG_2 \alpha_{23} \\
&\quad + iG_2 \alpha_{32} - iG\alpha_{24} + iG\alpha_{42} + 2\gamma\alpha_{44}, \\
\frac{d\alpha_{23}}{dt} &= iG_1 \alpha_{13} - iG_2 \alpha_{22} - (i\Delta_2 + \gamma_2) \alpha_{23} + iG_2 \alpha_{33} + iG\alpha_{43}, \\
\frac{d\alpha_{32}}{dt} &= \frac{d\alpha_{23}^*}{dt}, \\
\frac{d\alpha_{24}}{dt} &= iG_1 \alpha_{14} - iG\alpha_{22} + [i\Delta - \gamma - \gamma_2 - i\phi(t')] \alpha_{24} + iG_2 \alpha_{34} + iG\alpha_{44}, \\
\frac{d\alpha_{42}}{dt} &= \frac{d\alpha_{24}^*}{dt}, \\
\frac{d\alpha_{33}}{dt} &= 2\gamma_2 \alpha_{22} + iG_2 \alpha_{23} - iG_2 \alpha_{32}, \\
\frac{d\alpha_{34}}{dt} &= -iG\alpha_{32} + iG_2 \alpha_{24} + [i\Delta + i\Delta_2 - \gamma - i\phi(t')] \alpha_{34}, \\
\frac{d\alpha_{43}}{dt} &= \frac{d\alpha_{34}^*}{dt}, \\
\frac{d\alpha_{44}}{dt} &= iG\alpha_{24} - iG\alpha_{42} - 2\gamma\alpha_{44}.
\end{aligned} \tag{10}$$

可将上述方程写成矩阵的形式

$$\frac{d\alpha}{dt} = [M_0 + i\phi(t') M_1] \alpha, \tag{11}$$

其中 M_0, M_1 均为 16×16 维的矩阵

$$\begin{aligned}
M_{1ij} &= -1 & i = j = 6, 11, 14, \\
M_{1ij} &= 1 & i = j = 7, 12, 15,
\end{aligned}$$

其他的 $M_{1ij} = 0$.

由此可见, α 的动力学方程是与统计变量 $\phi(t')$ 有关的一阶微分方程. 由于宏观观测量与变量 $\phi(t')$ 的统计平均有关, 为此对(11)式取统计平均, 由文献[7]可得其统计平均为

$$\frac{d}{dt} \langle \alpha \rangle = [M_0 - DM_1^2] \langle \alpha \rangle, \tag{12}$$

其中 $\langle \alpha \rangle$ 表示变量 α 对统计变量 $\phi(t')$ 的统计平均. 因为 $\langle \alpha_{ii} \rangle = \rho_{ii}$, 且

$$\sum_i \rho_{ii} = 1 \quad i = 1, 2, 3, 4. \tag{13}$$

所以可由方程(12)及归一化条件(13)式求出上能级粒子数 ρ_{11} 的稳态解. 在此模型中 ρ_{11} 可直接反映出双光子吸收的强弱.

应用完全类似的方法, 我们可以讨论其他两个光场线宽对双光子电磁感应光透明及共振吸收增强的影响.

4 计算结果及讨论

为计算方便, 我们令 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 1$, 而所有失谐量及场的 Rabi 频率均以 γ 为单位进行归一化, 且在计算中保证双光子吸收条件 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$. 首先讨论在严格单频场下的 $\rho_{11} - \Delta_1$ 曲线. 图 2 中的实线表示没有相干场时的情形; 虚线及点线分别为在外加了强相干场后 $\Delta = 0$ 和 $\Delta = 10$ 时的 $\rho_{11} - \Delta_1$ 曲线. 由此可以看出在强相干场的作用下, 双光子共振吸收的特性被改变, 在 $\Delta_1 = \Delta$ 时吸收系数最小, 而在两侧则出现了两个吸收增强峰, 两峰间距为 $\sqrt{\Delta^2 + 4G^2}$, 这一现象可用原子缀饰态及量子相干的理论加以理解^[4,5].

图 3 表示在 $\Delta = 0$ 时, 线宽 D 取不同值时 $\rho_{11} - \Delta_1$ 曲线, 由此可以看到相干场的线宽破坏了原子系统的相干性, 线宽的增加会使两侧的吸收增强峰降低, 同时减弱了谱线中心的透明程度.

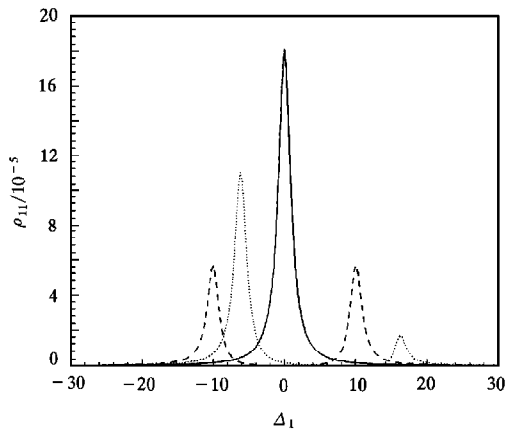


图 2 严格单频场下双光子电磁感应光透明及共振吸收增强曲线 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 1.0$, $G_1 = G_2 = 0.1$; 实线中 $\Delta = 0$, $G = 0$, 虚线中 $G = 10.0$, $\Delta = 0$, 点线中 $G = 10.0$, $\Delta = 10.0$

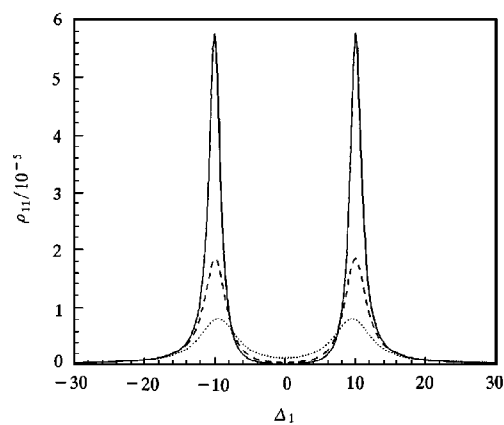


图 3 强相干场线宽 D 对双光子电磁感应光透明及共振吸收增强曲线的影响 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 1.0$, $G_1 = G_2 = 0.1$, $G = 10.0$, $\Delta = 0$; $D_1 = D_2 = 0$; 实线中 $D = 0$, 虚线中 $D = 3.0$, 点线中 $D = 5.0$

按照同样的程序, 分别计算了 ω_1 和 ω_2 的线宽 D_1 , D_2 对 $\rho_{11} - \Delta_1$ 曲线的影响, 从图 4、图 5 的计算结果中, 可以看出 ω_1 和 ω_2 的线宽亦可使双光子吸收增强和光透明的程度降低, 但其影响要比相干场的线宽影响小, 且 ω_2 线宽的影响要比 ω_1 的线宽影响大.

下面我们讨论该系统中的多普勒效应. 在计算中令 ω_1 和 ω_2 反向传播, 而分别考虑 ω 与 ω_1 同向及反向传播两种情况, 图 6 为计算结果. 由图 6 可知, ω 与 ω_1 反向时的多普

勒效应影响比较大,这是因为 $\rho_{11}-\Delta_1$ 曲线总是在 $\Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta$ 时达到最小值,所以当多普勒效应引起的频移对 ω 和 ω_1 是同号,而对 ω_1 和 ω_2 为异号时,多普勒效应的影响会相对小一些.详细的讨论请参阅文献[8].

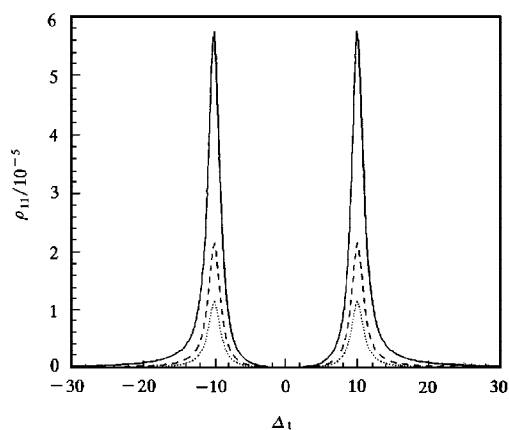


图4 场 ω_1 的线宽 D_1 对双光子电磁感应光透明及共振吸收增强曲线的影响 $D_2 = D = 0$; 实线中 $D_1 = 0$, 虚线中 $D_1 = 3.0$, 点线中 $D_1 = 5.0$; 其他参数同图3

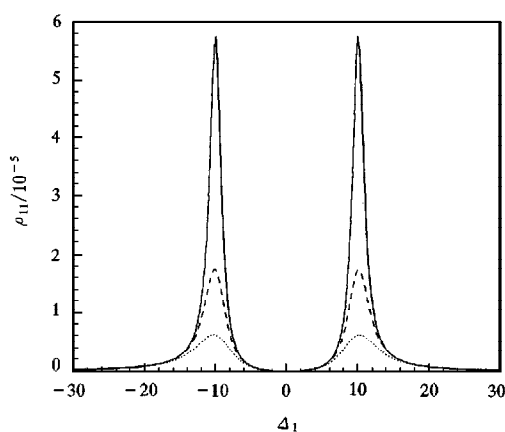


图5 场 ω_2 的线宽 D_2 对双光子电磁感应光透明及共振吸收增强曲线的影响 $D_1 = D = 0$; 实线中 $D_2 = 0$, 虚线中 $D_2 = 3.0$, 点线中 $D_2 = 5.0$; 其他参数同图3

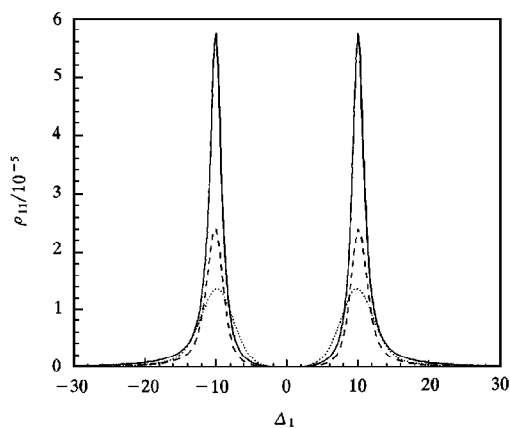


图6 系统中的多普勒效应 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 1.0$, $G_1 = G_2 = 0.1$, $G = 10.0$, $\Delta = 0$; 实线中 $\omega_d = 0$, 虚线中 $\omega_d = 3.0$, 且 ω_1 与 ω 同向传播, 点线中 $\omega_d = 3.0$, 且 ω_1 与 ω 反向传播(其中 $\omega_d = (\omega_{23}/3)[8kT \ln(2)/m]^{1/2}$ 为原子在能级 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 之间跃迁的多普勒线宽)

5 结 论

在双光子电磁感应光透明及共振吸收增强的四能级系统中,各个激光场的线宽均会降低其共振吸收增强及光透明的程度.其中强相干场 ω 的线宽影响最为严重.随着相干

场传播方向的不同,系统中的多普勒效应也有很大差别.为了减小多普勒效应的影响, ω_1 与 ω_2 反向传播,而 ω_1 与 ω 同向传播将是最佳的实验方案.

- [1] J. Y. Gao, C. Cuo, X. Z. Guo *et al.*, *Opt. Commun.*, **93**(1992), 323; J. Y. Gao, H. Z. Zhang, H. F. Cui *et al.*, *Opt. Commun.*, **110**(1994), 590; A. Nottelmann, C. Peter, W. Lang, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 1783; W. E. van deer Veer, R. J. J. van Diest, A. Donszlmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3243; E. S. Fry, X. Li, D. Nikonov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3235; G. G. Padmabandu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 2053; T. J. Chang, J. Y. Gao, Y. J. Qiao *et al.*, *Opt. Commun.*, **135**(1997), 315.
- [2] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2593; G. Z. Zhang, K. Hakuta, B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 3099; Min Xiao, Yong-qing Li, Shao-zheng Jin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 666.
- [3] J. E. Field, K. H. Hahn, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 3062; Julio Gea-Banacloche, Yong-Qing Li, Shao-Zheng Jin *et al.*, *Phys. Rev.*, **A51**(1995), 576; G. S. Agawal, *Phys. Rev.*, **A55**(1997), 2467.
- [4] G. S. Agawal, W. Harshawardhan, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 1039.
- [5] J. E. Bjorkholm, P. F. Liao, *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1974), 128.
- [6] R. Forrest Fox, *J. Math. Phys.*, **13**(1972), 1196.
- [7] K. Wodkiewicz, *J. Math. Phys.*, **20**(1979), 45.
- [8] D. Z. Wang, J. Y. Gao, *Phys. Rev.*, **A52**(1995), 3201.

EFFECT OF FINITE BANDWIDTHS OF LASER FIELDS ON ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TWO-PHOTON TRANSPARENCY AND ABSORPTION ENHANCEMENT *

YANG SU-HUI ZHANG HAN-ZHUANG GUO XIU-ZHEN WANG DONG GAO JIN-YUE

(Department of Physics, Jilin University, Changchun 130021)

(Received 20 November 1997)

ABSTRACT

The effects of finite bandwidths of laser fields and Doppler broadening on electromagnetically induced two-photon transparency and absorption enhancement in a four-level system have been discussed in this paper. The optimum experimental arrangement of this system for reducing the Doppler effects of the three laser fields has been obtained by the calculation results.

PACC: 4250

* Project supported by National Natural Science Foundation of China.