

相干驱动场的线宽对电磁感应透明的影响

龚尚庆 徐至展 张文琦 张正泉

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 考虑相干驱动场的线宽, 探讨了其对双激发态原子三能级系统中的电磁感应透明现象的影响, 得到结论: 相干驱动场的线宽抑制了介质对弱探测光的透明。

关键词 线宽, 电磁感应透明, 双激发态原子三能级介质。

1 引 言

电磁感应透明现象^[1~4]是近年来人们比较感兴趣的研究课题。由于量子干涉效应, 在 A 型^[2]和双激发态^[3]三能级模型系统中, 可使介质在色散为零的同时吸收为零, 从而实现介质对弱探测光的透明。在以往的研究中, 相干驱动场的相位被认为是固定的, 但这只是一种理想情况。一般来说, 其位相是振动的, 而位相振动可导致线宽。相干驱动场的线宽会影响到介质的光学性质^[5]。

最近, Sultana 和 Zubairy^[6] 及 Fleischhauer^[7] 等人探讨了相干驱动场的线宽对无反转激光及折射率增强的影响, 发现线宽对这些现象有破坏作用。本文考虑双激发态三能级原子系统, 探讨了相干驱动场的线宽对电磁感应透明现象的影响。发现线宽抑制了介质对弱探测光的透明。

2 原子三能级模型

考虑如图 1 所示的双激发态三能级原子模型。拉比频率为 2Ω 的相干驱动场作用于跃迁 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间, 相干弱探测光(拉比频率为 $2E$) 作用于跃迁 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 之间。能级 $|1\rangle$ 到 $|3\rangle$ 、 $|2\rangle$ 的衰减率分别为 R_1 和 R_2 。能级 $|2\rangle$ 到 $|3\rangle$ 的衰减率为 R_3 。原子与场的相互作用哈密顿量为:

$$H = - (E e^{-i\omega t} |3\rangle\langle 1| + \Omega e^{-i\omega' t} |2\rangle\langle 1|) + h. C., \quad (1)$$

式中 ω 、 ω' 分别为弱探测光场和相干驱动场的频率。利用密度矩阵的刘维方程, 考虑唯象弛豫, 可得到描述该系统在旋波近似下的密度矩阵元方程:

$$\dot{\rho}_{11} = - (R_1 + R_2) \rho_{11} + iE(\rho_{21} - \rho_{12}) + i(\Omega^* \rho_{21} - \Omega \rho_{12}), \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{33} = R_1\rho_{11} + R_3\rho_{22} + iE(\rho_{13} - \rho_{31}), \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -[(R_1 + R_2 + R_3)/2 + i\Delta']\rho_{21} + i\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) - iE\rho_{23}, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -[(R_1 + R_2)/2 + i\Delta]\rho_{31} + iE(\rho_{11} - \rho_{33}) - i\Omega\rho_{32}, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -[R_3/2 + i(\Delta - \Delta')]\rho_{32} + iE\rho_{12} - i\Omega^*\rho_{31}. \quad (6)$$

及其复数共轭, 其中 $\Delta = \omega_{13} - \omega$ 为弱探测光频率(ω)与跃迁频率(ω_{13})的失谐量, $\Delta' = \omega_{12} - \omega'$ 为相干驱动场频率(ω')与原子跃迁频率(ω_{12})的失谐量^{*}. 令 $\phi(t)$ 表示相干驱动场的相振动, 即:

$$\Omega = \Omega_0 \exp [i\phi(t)], \quad (7)$$

$\phi(t)$ 由运动方程^[8]表述:

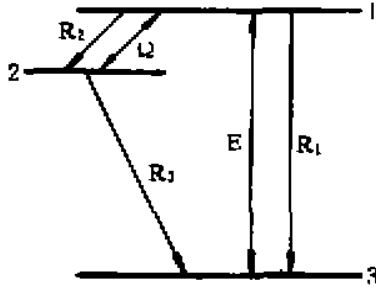
$$\dot{\phi}(t) = -\mu(t), \quad (8)$$

$\mu(t)$ 为 Langevin 噪声算子, 其平均值为零并且有

$$\langle \mu(t)\mu(t') \rangle = \gamma_L \delta(t-t'), \quad (9)$$

式中 γ_L 称为相干驱动场的线宽. 为了更好地理解相干

Fig. 1 An excited state doublet three-level atomic system



驱动场的线宽对该系统动力学特性的影响, 为此将 ρ_{21} 及 ρ_{32} 重新定义为:

$$\rho_{21} = \rho'_{21} \exp [i\phi(t)], \quad \rho_{32} = \rho'_{32} \exp [-i\phi(t)], \quad (10)$$

这时(4)、(6)两式分别变为:

$$\dot{\rho}'_{21} = [(R_1 + R_2 + R_3)/2 + i\Delta']\rho'_{21} + i\mu(t)\rho'_{21} + i\Omega_0(\rho_{11} - \rho_{22}) - iE\rho'_{23}, \quad (11)$$

$$\dot{\rho}'_{32} = -[R_3/2 + i(\Delta - \Delta')]\rho'_{32} - i\mu(t)\rho'_{12} - i\Omega_0\rho_{31}. \quad (12)$$

在考虑相干驱动场线宽条件下, 密度矩阵元应该考虑求其 Stochastic 平均. 在弱探测光条件下, 重新用 ρ_{21} 代替 ρ'_{21} , ρ_{32} 代替 ρ'_{32} , 即推出了关于 Stochastic 平均之几率密度 $\langle \rho_{11} \rangle$, $\langle \rho_{33} \rangle$ 及原子极化 $\langle \rho_{31} \rangle$ 的半经典方程(E 的零级近似):

$$\langle \dot{\rho}_{11} \rangle = -(R_1 + R_2)\langle \rho_{11} \rangle + i\Omega_0(\langle \rho_{21} \rangle - \langle \rho_{12} \rangle), \quad (13)$$

$$\langle \dot{\rho}_{33} \rangle = R_1\langle \rho_{11} \rangle + R_3\langle \rho_{22} \rangle, \quad (14)$$

$$\langle \dot{\rho}_{21} \rangle = -[(R_1 + R_2 + R_3 + \gamma_L)/2 + i\Delta']\langle \rho_{21} \rangle + i\Omega_0(\langle \rho_{11} \rangle - \langle \rho_{22} \rangle), \quad (15)$$

及关于原子诱导极化 $\langle \rho_{31} \rangle$, $\langle \rho_{32} \rangle$ 的半经典方程(E 的一级近似):

$$\langle \dot{\rho}_{31} \rangle = -[(R_1 + R_2)/2 + i\Delta]\langle \rho_{31} \rangle + iE(\langle \rho_{11} \rangle - \langle \rho_{33} \rangle) - i\Omega_0\langle \rho_{32} \rangle, \quad (16)$$

$$\langle \dot{\rho}_{32} \rangle = -[(R_3 + \gamma_L)/2 + i(\Delta - \Delta')]\langle \rho_{32} \rangle + iE\langle \rho_{12} \rangle - i\Omega_0\langle \rho_{31} \rangle. \quad (17)$$

其中在推导方程(15)和(17)两式过程中, 利用了关系^[9]: $i\langle \mu(t)\rho_{21} \rangle = -(1/2)\gamma_L\langle \rho_{21} \rangle$, 及 $i\langle \mu(t)\rho_{32} \rangle = (1/2)\gamma_L\langle \rho_{32} \rangle$.

3 线宽对电磁感应透明的影响

根据方程(13)~(17)式来探讨相干驱动场的线宽对电磁感应透明的影响. 令(13)~(17)式中所有时间微商为零, 经过一系列代数运算, 求得了 $\Delta' = 0$ 条件下关于几率密度 $\langle \rho_{ii} \rangle$ 及原子诱导极化 $\langle \rho_{31} \rangle$ 之虚部、实部稳态值如下:

$$\langle \rho_{11} \rangle = \langle \rho_{22} \rangle = 0, \quad \langle \rho_{33} \rangle = 1, \quad (18)$$

* 为方便起见, 已假设 E 为实数

$$\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle = -\frac{E}{2M}\left\{\left[\Omega_0^2 - \Delta^2 + \frac{1}{4}(R_1 + R_2)(R_3 + \gamma_L)\right](R_3 + \gamma_L) + \Delta^2(R_1 + R_2 + R_3 + \gamma_L)\right\}, \quad (19)$$

$$\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle = -\frac{E}{M}\left\{\frac{1}{4}\Delta(R_1 + R_2 + R_3 + \gamma_L)(R_3 + \gamma_L) - \Delta\left[\Omega_0^2 - \Delta^2 + \frac{1}{4}(R_1 + R_2)(R_3 + \gamma_L)\right]\right\}. \quad (20)$$

其中 M 定义为

$$M = \left[\Omega_0^2 - \Delta^2 + \frac{1}{4}(R_1 + R_2)(R_3 + \gamma_L)\right]^2 + \frac{1}{4}\Delta^2(R_1 + R_2 + R_3 + \gamma_L)^2. \quad (21)$$

从(19)和(20)两式可以看出,当相干驱动场的线宽为零,即 $\gamma_L = 0$ 时,若 $R_3 \rightarrow 0$,则在 $\Delta = 0$ 处有 $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle = \text{Re}\langle\rho_{31}\rangle = 0$,即在零失调条件下产生了电磁感应透明现象,但是若相干驱动场存在一确定的线宽,这时尽管在 $\Delta = 0$ 处有 $\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle = 0$,但 $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle$ 不等于零,即存在一吸收。因此可以说相干驱动场的线宽破坏了介质对弱探测光的透明,这可从下面的数值运算中明显地显示出来。

取与文献[3]相同的参数(各量均取为无量纲量,比如 Ω 的单位取作 Ω/R_1 ,并取 $R_1 = 1$ 等),即 $R_2 = R_3 = 1.0 \times 10^{-4}$, $\Omega_0 = 1.0$,根据(19)、(20)式分别作出了 $\gamma_L = 0$ 及 $\gamma_L = 1.0$ 时 $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle/E$ 及 $\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle/E$ 随 Δ 的变化关系曲线,分别如图(2)、(3)所示。图中曲线 1 对应 $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle/E$,曲线 2 对应 $\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle/E$ 。由图 2 可知,在 $\Delta = 0$ 处有 $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle = \text{Re}\langle\rho_{31}\rangle = 0$,这与文献[3]结果一致,即可实现介质对弱探测光的透明。但当相干场存在一定的线宽时,如图(3)中 $\gamma_L = 1.0$,在 $\Delta = 0$ 处 $\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle = 0$,但 $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle$ 不等于零。很明显相干驱动场的线宽破坏了介质对弱探测光的透明。

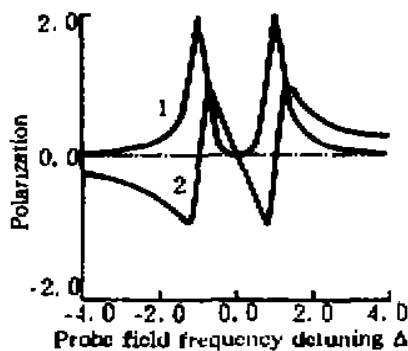


Fig. 2 plots of $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle/E$ (curve1) and $\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle/E$ (curve2) versus Δ for $\gamma_L = 0.0$

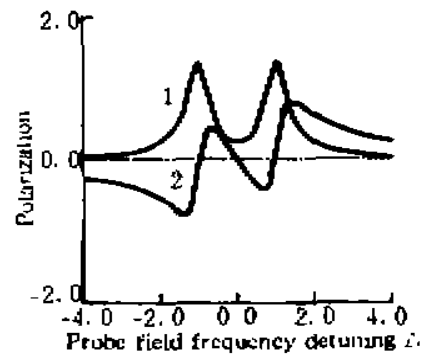


Fig. 3 plots of $\text{Im}\langle\rho_{31}\rangle/E$ (curve1) and $\text{Re}\langle\rho_{31}\rangle/E$ (curve2) versus Δ for $\gamma_L = 1.0$

结 论 本文考虑了双激发态原子三能级模型,探讨了该系统中相干驱动场的线宽对电磁感应透明现象的影响。得到结论:相干驱动场的线宽破坏了介质对弱探测光的透明。

参 考 文 献

- [1] S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu, Nonlinear optical process using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64(10): 1107~1110
- [2] S. E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi, Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. (A)*, 1992, A48(1): R29~R32
- [3] M. O. Scully, Shiyao Zhu, Ultra-large index of refraction via quantum interference. *Opt. Commun.*, 1992, 87

(3) : 134~138

- [4] S. E. Harris Normal model for electromagnetically induced transparency. *Phy. Rev. Lett.* , 1994, 72(1) : 52~55
- [5] B. J. Dalton, P. L. Knight, Population trapping and ultranarrow Raman lineshapes induced by phase-fluctuating fields. *Opt. Commun.* , 1982, 42(6) : 411~416
- [6] S. Sultana, M. S. Zubairy, Effect of finite bandwidth on refractive-index enhancement and lasing without inversion. *Phy. Rev. (A)* , 1994, A48(1) : 438~448
- [7] M. Fleischhauer, M. D. Lukin, D. E. Nikonov *et al.* , Influence of pump-field phase diffusion on laser gain in a double-noninversion laser. *Opt. Commun.* , 1994, 110(6) : 351~357
- [8] W. H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation* , New York, Wiley, New York, 1973
- [9] M. Fleischhauer, M. O. Scully, Quantum sensitivity limits of optical magnetometer based on atomic phase coherence. *Phy. Rev. (A)* , 1994, A48(3) : 1973~1986

Influence of Driving-Field Linewidth on Electromagnetically Induced Transparency

Gong Shangqing Xu Zhizhan Zhang Wenqi Zhang Zhengquan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 12 January 1995; revised 11 May 1995)

Abstract The linewidth effect of coherent driving-field on electromagnetically induced transparency in an excited state doublet three-level atomic system has been studied. It is shown that the linewidth of driving field destroy the transparency of the medium.

Key words linewidth, electromagnetically induced transparency, excited state doublet three-level medium.