

四能级原子系统中电磁感应吸收的相位控制*

王 丽[†] 李根全 肖绍武 郑长波

(南阳师范学院物理与电子工程学院, 南阳 473061)

(2010 年 1 月 12 日收到; 2010 年 2 月 19 日收到修改稿)

在以三个电偶极跃迁构成简并 N 型四能级系统中, 利用密度矩阵方程计算了介质对探测场的吸收, 研究了激光场拉比相位对吸收的影响. 结果表明: 介质对探测场的吸收和放大取决于控制场和信号场的拉比相位, 且吸收和放大随控制场、信号场的拉比相位改变而作周期性变化, 周期为 2π ; 而探测场的拉比相位变化对吸收没有影响. 同时, 控制场、信号场拉比相位对吸收的影响是相同的, 而且拉比相位主要影响原子相干, 对原子布居影响不大.

关键词: 电磁感应吸收, 相位控制, 原子相干的自发转移, N 型四能级原子系统

PACC: 4250

1. 引 言

在多能级原子系统中, 如果存在多通道的量子干涉效应和原子相干效应, 会导致许多有趣的物理现象, 如无反转激光^[1]、相干布居囚禁^[2]、电磁感应透明(EIT)^[3,4]和电磁感应吸收(EIA)^[5,6]等. 我们知道, EIT 和 EIA 是一对性质相对立的原子相干效应, 它们分别产生于原子相干对吸收的相消干涉和相长干涉, 从而使介质的吸收特性和色散特性发生完全不同的变化. 目前, 国内外关于 EIT 的研究工作已经有大量报道, 对影响 EIT 线宽的若干因素^[7-9]以及外加驱动场对 EIT 影响的规律^[10-15]都进行了比较深入的研究. 但是, 关于 EIA 研究工作的报道还为数不多^[16-21].

一直以来, 研究 EIT 现象通常在典型的三能级系统中进行, 尤其是 Λ 型三能级系统. 随着人们认识的深入, 许多新现象不断被发现. 同时, 更多能级系统的原子相干效应被广泛关注. 近几年来, 关于 N 型四能级原子系统的实验和理论研究逐渐引起人们更浓厚的兴趣^[16-18]. 而 N 型四能级原子系统模型大体上可以分为非简并和简并两类. 非简并 N 型四能级原子系统中只出现 EIT 现象, 不出现 EIA 现象^[18,22]. 简并 N 型四能级原子系统存在激发态相干到基态相干的自发转移^[19-21], 在这类模型中, 既可

以出现 EIT 现象又可以出现 EIA 现象^[5,6,17,20,21]. 对于 EIA 现象, 由于研究尚处于起步阶段, 因而诸多因素对此现象的影响还有待于研究发掘. 文献 [17,23,24] 讨论了激光场拉比频率、激光场线宽和失谐等因素对 EIA 现象的影响, 但激光场的拉比相位变化对 EIA 的影响作者至今尚未见报道. 在简并的 N 型四能级原子系统中, 由于整个系统是一个封闭系统, 系统的性质不再只是依赖于激光场的振幅和频率, 还依赖于激光场拉比频率的相位, 因此我们不能再将拉比频率看作实数. 文献 [12,25,26] 讨论了激光场的拉比相位变化对介质吸收和色散的影响, 本文在低饱和极限下研究简并 N 型四能级原子与光的相互作用, 分析激光场拉比相位变化所带来的介质对探测场吸收的变化. 研究发现: 在引入激光场拉比相位的情况下, 介质对探测场的吸收和放大随控制场和信号场的拉比相位改变而作周期性变化, 周期为 2π ; 而探测场的拉比相位变化对吸收没有影响. 同时, 控制场、信号场拉比相位对吸收的影响是相同的, 而且拉比相位主要影响原子相干, 对原子布居影响不大.

2. 能级模型与计算

如图 1 所示, 在 N 型四能级原子系统中, 能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 是简并基态, 而且没有弛豫率. 能级 $|2\rangle$

* 河南省自然科学基金(批准号:072300410490)和河南省教育厅自然科学研究计划(批准号:2008B140009)资助的课题.

[†] E-mail: wli1217@sohu.com

和 $|4\rangle$ 是简并的激发态. 控制场驱动 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 跃迁, 其拉比频率为 $2\Omega_c$, 控制场频率为 ω_c ; 信号场驱动 $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 跃迁, 其拉比频率为 $2\Omega_s$, 信号场频率为 ω_s ; 探测场激发 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 跃迁, 其拉比频率为 $2\Omega_p$, 探测场频率为 ω_p . 在由激发态能级到基态能级的跃迁中, $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 跃迁是偶极禁止的.

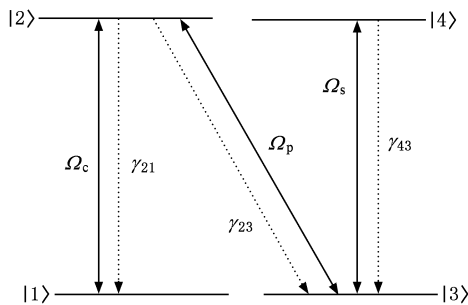


图 1 N 型原子系统的能级与跃迁

在相互作用绘景和旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\Delta_1\sigma_{22} + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2)\sigma_{33} + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3)\sigma_{44} - \hbar(\Omega_c\sigma_{21} + \Omega_p\sigma_{23} + \Omega_s\sigma_{43} + \text{H. C.}), \quad (1)$$

式中 H. C. 为厄米共轭项; $\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_c$, $\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_p$ 和 $\Delta_3 = \omega_{43} - \omega_s$ 是原子-场耦合的失谐量, 且 $\Delta_1 = \Delta_3$. 系统的约化密度矩阵主方程为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \gamma_{21}l_{12}^{21}\rho + \gamma_{23}l_{32}^{23}\rho + \gamma_{43}l_{34}^{43}\rho + b\gamma_0l_{12}^{43}\rho, \quad (2)$$

式中 γ_{21} 和 γ_{23} 分别是激发态能级 $|2\rangle$ 到基态能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的自发衰减速率, γ_{43} 是激发态能级 $|4\rangle$ 到基态能级 $|3\rangle$ 的自发衰减速率, γ_0 是激发态原子相干自发转移到基态原子相干的相干转移速率;

$$l_{ij}^k = \frac{1}{2}(2\sigma_{ij}\rho\sigma_{ji} - \sigma_{ji}\sigma_{ij}\rho - \rho\sigma_{ji}\sigma_{ij}) \quad (i = 1, 3; j = 2, 4) \quad (3)$$

表示原子布居的转移;

$$l_{12}^{43} = \sigma_{12}\rho\sigma_{43} \quad (4)$$

描述原子相干的自发转移. 这里 $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ 是原子极化算符 ($i \neq j$) 和布居算符 ($i = j$). 在方程 (2) 中, 与自发相干转移有关的项乘以系数 b , 显示原子

相干的自发转移在 EIA 现象中的作用, 且 $0 \leq b \leq 1$. 若 $b = 0$, 则表示不存在激发态原子相干到基态原子相干的自发相干转移; 若 $b = 1$, 则对应最大的自发相干转移.

系统的约化密度矩阵元方程为

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{21}\rho_{22} + i\Omega_c^*\rho_{21} - i\Omega_c\rho_{12}, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -(\gamma_{21} + \gamma_{23})\rho_{22} - i\Omega_c^*\rho_{21} + i\Omega_c\rho_{12} + i\Omega_p\rho_{32} - i\Omega_p^*\rho_{23}, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \gamma_{23}\rho_{22} + \gamma_{43}\rho_{44} + i\Omega_s^*\rho_{43} - i\Omega_s\rho_{34} - i\Omega_p\rho_{32} + i\Omega_p^*\rho_{23}, \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{44} = -\gamma_{43}\rho_{44} - i\Omega_s^*\rho_{43} + i\Omega_s\rho_{34}, \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -\Gamma_{12}\rho_{12} + i\Omega_c^*(\rho_{22} - \rho_{11}) - i\Omega_p^*\rho_{13}, \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{34} = -\Gamma_{34}\rho_{34} + i\Omega_s^*(\rho_{44} - \rho_{33}) + i\Omega_p^*\rho_{24}, \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -\Gamma_{13}\rho_{13} + i\Omega_c^*\rho_{23} - i\Omega_s\rho_{14} - i\Omega_p\rho_{12} + b\gamma_0\rho_{24}, \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{14} = -\Gamma_{14}\rho_{14} + i\Omega_c^*\rho_{24} - i\Omega_s^*\rho_{13}, \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -\Gamma_{23}\rho_{23} + i\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_s\rho_{24} + i\Omega_c\rho_{13}, \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{24} = -\Gamma_{24}\rho_{24} + i\Omega_c\rho_{14} - i\Omega_s^*\rho_{23} + i\Omega_p\rho_{34}, \quad (14)$$

式中原子布居满足 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$, 其他的参量为

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} &= \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) - i\Delta_1, \\ \Gamma_{13} &= -i(\Delta_1 - \Delta_2), \\ \Gamma_{14} &= \frac{1}{2}\gamma_{43} - i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3), \\ \Gamma_{23} &= \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) + i\Delta_2, \\ \Gamma_{24} &= \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23} + \gamma_{43}) + i(\Delta_2 - \Delta_3), \\ \Gamma_{34} &= \frac{1}{2}\gamma_{43} - i\Delta_3. \end{aligned} \quad (15)$$

由方程 (5) — (14) 可求得 $\rho_{23}^{(1)}$ 的一阶解, 进而得复电极化率为

$$\chi = -i\Omega_p^*\rho_{23}^{(1)} = A\rho_{33}^{(0)} + B\rho_{34}^{(0)}. \quad (16)$$

这里

$$A = \frac{|\Omega_p|^2}{\Gamma_{23}} \left(1 + \frac{\Omega_c\Omega_s^*M_1 + \Omega_c^*\Omega_sM_3 - |\Omega_c|^2M_4 - |\Omega_s|^2M_2}{(M_2M_4 - M_1M_3)\Gamma_{23}} \right),$$

$$\begin{aligned}
 B &= \frac{|\Omega_p|^2}{\Gamma_{23}} \frac{i\Omega_c M_1 - i\Omega_s M_2}{M_2 M_4 - M_1 M_3}, \\
 \rho_{11}^{(0)} &= \rho_{22}^{(0)} = \rho_{12}^{(0)} = 0, \\
 \rho_{33}^{(0)} &= \frac{\gamma_{43} + M_0}{\gamma_{43} + 2M_0}, \\
 \rho_{44}^{(0)} &= \frac{M_0}{\gamma_{43} + 2M_0}, \\
 \rho_{34}^{(0)} &= \frac{i\Omega_s^*}{\Gamma_{34}} (\rho_{44}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)}),
 \end{aligned} \tag{17}$$

其中

$$\begin{aligned}
 M_0 &= \frac{|\Omega_s|^2}{\Gamma_{34}} + \frac{|\Omega_s|^2}{\Gamma_{34}^*}, \\
 M_1 &= \frac{\Omega_c^* \Omega_s}{\Gamma_{23}} + \frac{\Omega_c^* \Omega_s}{\Gamma_{14}} + b\gamma_0, \\
 M_2 &= \Gamma_{13} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{23}} + \frac{|\Omega_s|^2}{\Gamma_{14}}, \\
 M_3 &= \frac{\Omega_c \Omega_s^*}{\Gamma_{23}} + \frac{\Omega_c \Omega_s^*}{\Gamma_{14}}, \\
 M_4 &= \Gamma_{24} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{14}} + \frac{|\Omega_s|^2}{\Gamma_{23}}.
 \end{aligned} \tag{18}$$

复电极化率 $\chi = \chi' + i\chi''$ 中, χ' 描述介质对光的色散, χ'' 描述介质对光的吸收.

在封闭的简并 N 型四能级系统中, 系统的性质不再只是依赖于激光场的振幅和频率, 还依赖于激光场的拉比相位, 因此我们不能再将拉比频率看作实数. 如果我们定义 ϕ_c , ϕ_p 和 ϕ_s 分别是控制场、探测场和信号场的拉比相位, 那么, 拉比频率 $2\Omega_c$, $2\Omega_p$, $2\Omega_s$ 需要分别改写为

$$\begin{aligned}
 2\Omega_c &= 2|\Omega_c| \exp(i\phi_c), \\
 2\Omega_p &= 2|\Omega_p| \exp(i\phi_p), \\
 2\Omega_s &= 2|\Omega_s| \exp(i\phi_s),
 \end{aligned}$$

其中 $2|\Omega_c|$, $2|\Omega_p|$ 和 $2|\Omega_s|$ 均为实数.

3. 结果及分析

通过以上理论推导, 我们得到了介质的复电极化率的数学表达式(16), 由此式可得介质对探测场的吸收谱. 下面分析存在激发态原子相干到基态原子相干的最大自发相干转移(即 $b=1$)的情况下, 控制场、信号场和探测场的拉比相位变化对介质吸收谱的影响.

首先讨论探测场的拉比相位对吸收的影响. 从方程(17)中的 A, B 表达式可以看出, 探测场的拉比

相位对吸收没有影响.

图 2 给出 ϕ_c 取不同值的情况下介质对探测光的吸收随失谐量 Δ_2 的变化曲线. 从图 2 可以看出: 当 $\phi_c = 0, 2\pi$ 时, 在共振中心处吸收曲线出现一个凸起的细尖峰, 吸收显著增强, 对应 EIA 现象. 随着 ϕ_c 的增大, 在共振中心处吸收曲线迅速由凸起变为凹陷, 亦即吸收迅速由增强变为减弱(即光放大); 在偏离共振的左右两边出现凸起的峰, 对应吸收增强现象, 但是两个峰吸收强度不同. 当 $\phi_c = \pi$ 时, 在共振中心处吸收曲线出现一凹陷, 吸收明显减弱(即光放大). 此时, 虽然介质对探测场的吸收没有完全为零(吸收量为 0.06), 与吸收增强相比已经很弱, 因此出现 EIT 现象. 在偏离共振的左右两边, 出现吸收强度相同的吸收峰. 由此可知, 在激发态原子相干到基态原子相干的自发转移存在的情况下, 当控制场的拉比相位 $\phi_c = 0, 2\pi$ 时, 原子相干对吸收表现为相长干涉, 吸收显著增强, 从而产生 EIA 现象. 随着控制场拉比相位的增大, 原子相干对吸收的相长干涉减弱, 在共振中心附近出现吸收减弱, 在偏离共振的左右两侧出现吸收强度不同的吸收峰. 当控制场的拉比相位 $\phi_c = \pi$ 时, 原子相干对吸收表现为相消干涉, 在共振中心处出现 EIT 现象; 在偏离共振左右两侧出现吸收强度相同的吸收峰. 其实质就是在四能级系统中控制场拉比相位的存在影响了激发态原子相干到基态原子相干的自发转移, 进而改变了原子相干对吸收的影响. 因此, 我们可以通过改变控制场拉比相位来控制 N 型四能级原子系统中的 EIA 现象.

图 3 是在控制场的拉比相位 $\phi_c = \pi/2$ 时 ϕ_s 取

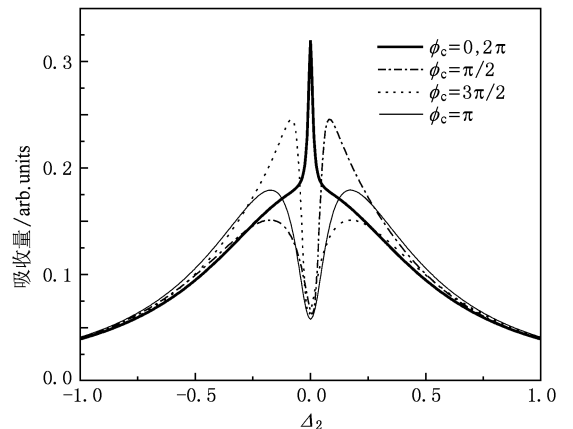


图 2 当 $\phi_s = 0$ 时, 介质对探测光的吸收随失谐量 Δ_2 的变化曲线 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0, \Omega_c = \Omega_s = 0.1, \Omega_p = 0.01, \gamma_{21} = \gamma_{23} = 0.5, \gamma_{43} = 1.0, \gamma_0 = 0.7071, \phi_p = 0.0$

不同值的情况下, 介质对探测光的吸收随失谐量 Δ_2 的变化曲线. 从图 3 可以看出, 在由激发态原子相干到基态原子相干的自发转移存在的情况下, 当信号场的拉比相位与控制场的拉比相位相差为零或者是 π 的偶数倍时, 在共振中心处, 吸收曲线出现一个凸起的尖峰, 吸收显著增强, 对应 EIA 现象. 当信号场的拉比相位与控制场的拉比相位相差 π 的奇数倍时, 在共振中心处吸收曲线出现一凹陷, 吸收明显减弱 (即光放大), 从而出现 EIT 现象. 另外一方面, 在远离共振处, 吸收变化很小. 由此可知, 在信号场的拉比相位和控制场的拉比相位共同作用下, 改变了激发态原子相干到基态原子相干的自发转移, 从而使原子相干对吸收的相长干涉与相消干涉相互转换, 亦即使吸收增强与吸收减弱相互转换, 从而实现 EIA 与 EIT 的转换. 而且图 3 与图 2 的曲线形状相同, 说明控制场和信号场的拉比相位对吸收的影响相同.

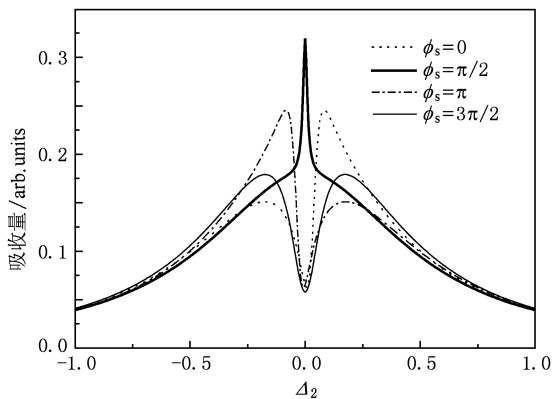


图 3 当 $\phi_c = \pi/2$ 时, 介质对探测光的吸收随失谐量 Δ_2 的变化曲线 参量取值与图 2 相同

图 4 所示为原子布居和原子相干对介质吸收谱的贡献. 从图 4(a) 可以看出, 在共振中心处, 当控制场的拉比相位 ϕ_c 取 π 的整数倍时吸收曲线始终有一凹陷, 即原子布居始终是抑制吸收的, 只是拉比相位 ϕ_c 取 π 的偶数倍时比取奇数倍时吸收线宽要窄. 从图 4(b) 可以看出, 在共振中心处, 当控制场的拉比相位 ϕ_c 取零或者是 π 的偶数倍时吸收曲线始终有一凸起, 对应吸收增强. 当控制场的拉比相位 ϕ_c 取 π 的奇数倍时, 吸收曲线始终有一凹陷, 而且在共振中心附近吸收为负值, 对应吸收减弱. 而在远离共振处, 吸收几乎接近为零. 由此可知, 控制场的拉比相位对原子相干的影响比较大, 对原子布居的影响很小, 从而印证了 EIA 是基于原子相干对吸

收的相长干涉.

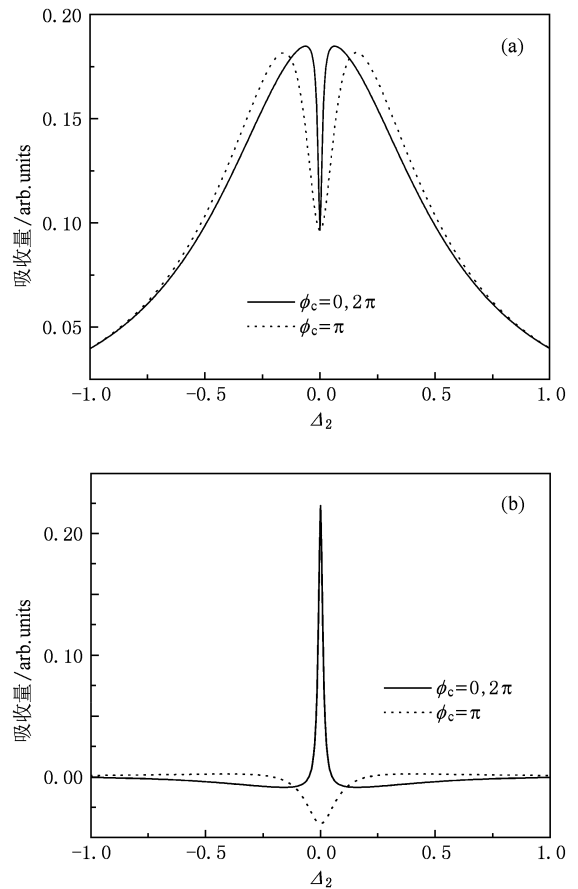


图 4 原子布居和原子相干对吸收的贡献 参量取值与图 2 相同. (a) 原子布居对吸收的贡献, (b) 原子相干对吸收的贡献

图 5 给出了介质对探测场的吸收随信号场拉比相位的变化曲线. 从图 5 可以看出, 吸收增强 (EIA) 和吸收减弱 (EIT) 随信号场的拉比相位呈周期性变化, 周期为 2π . 同时, 对于 EIA 现象, 吸收谱的线宽

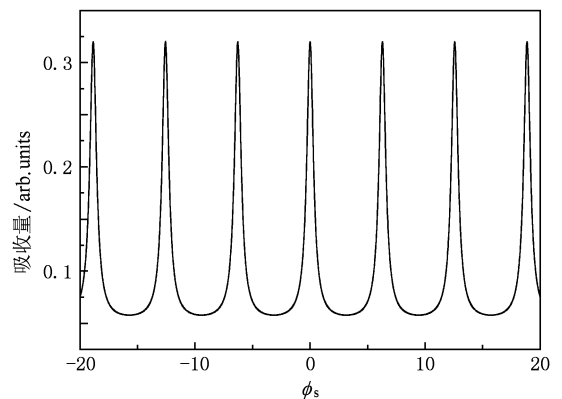


图 5 介质对探测光的吸收随信号场拉比相位 ϕ_s 的变化曲线除 $\Delta_2 = 0$ 外, 其他参量取值与图 2 相同

很窄;对于 EIT 现象,透明窗口比较宽.因此,当控制信号场(或者控制场)的拉比相位为 π 的奇数倍时,在简并的 N 型四能级系统中出现明显的吸收减弱,即出现 EIT 现象.此时介质的色散性质为正常色散,而色散的变化将导致光速减慢,因而可以实现光在介质中的存储.当控制信号场(或者控制场)的拉比相位为 π 的偶数倍时,在 N 型四能级系统中出现吸收增强,即出现 EIA 现象.此时介质的色散性质为反常色散,原来减慢的光速又开始增大,从而使介质中的存储光得以释放.由此,我们通过控制信号场(或者控制场)的拉比相位就可实现四能级原子之间吸收增强与吸收减弱的转换,即 EIA 与 EIT 之间的转换,为实现光开关提供有利条件.

4. 结 论

本文采用数值模拟的方法,计算了简并 N 型四

能级原子系统中的介质对探测场的吸收,分析了激光场的拉比相位对 EIA 现象的影响.结果发现,随着控制场和信号场拉比相位的变化,介质对探测场的吸收和放大呈周期性变化,即系统呈现 EIA 与 EIT 的周期性相互转换,从而可以实现光开关.同时,激光场的拉比相位对原子相干的影响比较大,印证了 EIA 现象是基于原子相干对吸收的相长干涉.其实质是激光场拉比相位的变化影响了激发态原子相干到基态原子相干的自发转移,进而改变了原子相干对吸收的影响.因此,我们可以通过改变激光场拉比相位来控制简并 N 型四能级原子系统中的 EIA 现象,这为实验上实现 EIA 现象并控制 EIA 与 EIT 的转换提供了理论依据.该研究结果对 EIA 在光信息存储、量子计算以及高分辨激光光谱等领域的应用研究具有重要意义.

- [1] Vemuri G, Vasavada K V, Agarwal G S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3228
- [2] Gray H R, Whitley R M, Stroud C R 1978 *Opt. Lett.* **3** 218
- [3] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [4] Wu Y, Yang X 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053806
- [5] Akulshin A M, Barreiro S, Lezama A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2996
- [6] Lezama A, Barreiro S, Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732
- [7] Zhang Y L, Jiang L, Sun Z R, Ding L E, Wang Z G 2003 *Chin. Phys.* **12** 174
- [8] Ye C Y, Zibrov A S 2002 *Phys. Rev. A* **65** 023806
- [9] Yang L J, Zhang L S, Li X L, Feng X M, Fu G S, Han L 2004 *Proc. SPIE* **5631** 196
- [10] Hou B P, Wang S J, Yu W L, Sun W L 2006 *Phys. Lett. A* **352** 462
- [11] Liu Z D, Wu Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970 (in Chinese) [刘正东、武 强 2004 物理学报 **53** 2970]
- [12] Zhang L Y, Liu Z D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3641 (in Chinese) [张丽英、刘正东 2005 物理学报 **54** 3641]
- [13] Wilson E A, Manson N B, Wei C J, Yang L J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063813
- [14] Yang L J, Zhang L S, Li X L, Li X W, Guo Q L, Han L, Fu G S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5206 (in Chinese) [杨丽君、张连水、李晓莉、李晓苇、郭庆林、韩 理、傅广生 2006 物理学报 **55** 5206]
- [15] Yang S H, Zhang H Z, Guo X Z, Wang D, Gao J Y 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 931 (in Chinese) [杨苏辉、张汉壮、国秀珍、王冬、高锦岳 1998 物理学报 **47** 931]
- [16] Harris S E, Yamamoto Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3611
- [17] Wang L, Song H Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4145 (in Chinese) [王 丽、宋海珍 2006 物理学报 **55** 4145]
- [18] Wang K, Gu Y, Gong Q H 2007 *Chin. Phys.* **16** 130
- [19] Niu Y P, Gong S Q 2006 *Phys. Rev. A* **73** 053811
- [20] Wang L, Hu X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2544 (in Chinese) [王 丽、胡响明 2004 物理学报 **53** 2544]
- [21] Taichenachev A V, Tumaikin A M, Yudin V I 2000 *Phys. Rev. A* **61** 011802
- [22] Du Y J, Zhang J X 2006 *Acta Sin. Quantum Opt.* **12** 14 (in Chinese) [杜英杰、张俊香 2006 量子光学学报 **12** 14]
- [23] Wang L, Song H Z, Xiao S W 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 194 (in Chinese) [王 丽、宋海珍、肖绍武 2008 光学学报 **28** 194]
- [24] Wang L, Yang X Q, Xiao S W 2008 *Acta Sin. Quantum Opt.* **14** 267 (in Chinese) [王 丽、杨兴强、肖绍武 2008 量子光学学报 **14** 267]
- [25] Ma H, Bu F G, Qiao H X, Tong D M, Fan X J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 206 (in Chinese) [马 慧、卜凡阁、乔红霞、仝殿民、樊锡君 2008 物理学报 **57** 206]
- [26] Li X Q, Wang J, Wang F, Hu X M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2236 (in Chinese) [李晓奇、王 剑、王 飞、胡响明 2008 物理学报 **57** 2236]

Phase control of electromagnetically induced absorption in four-level atomic system *

Wang Li[†] Li Gen-Quan Xiao Shao-Wu Zheng Chang-Bo

(*College of Physics and Electronics Engineering, Nanyang Normal University, Nanyang 473061, China*)

(Received 12 January 2010; revised manuscript received 19 February 2010)

Abstract

In this paper, we have calculated the absorption of the probing field in a N-type four-level atomic system with three dipole transitions using density matrix equation. The results indicate that the absorption or amplification of the probing field depends on the Rabi phases of the control field and signal field under introducing laser field Rabi phase, and the absorption or amplification periodically changes with the Rabi phases of the control field and the signal field at a period of 2π . The Rabi phase change of the probe field has no effect on the absorption. In addition, the effect of the signal field Rabi phase on absorption is the same as that of the control field Rabi phase on absorption. Rabi phase has an effect mainly on atomic coherence but little on atomic population.

Keywords: electromagnetically induced absorption, phase control, spontaneous transfer of atomic coherence, N-type four-level atomic system

PACC: 4250

* Project supported by the Natural Science Foundation of Henan Province, China (Grant No. 072300410490) and the Natural Science Research Program of the Education Bureau of Henan Province, China (Grant No. 2008B140009).

[†] E-mail: wli1217@sohu.com