

耦合场线宽：抑制电磁诱导吸收^{*}

王 丽 胡响明[†]

(华中师范大学物理系, 武汉 430079)

(2003 年 10 月 20 日收到, 2003 年 12 月 12 日收到修改稿)

原子相干对吸收的相长干涉导致电磁诱导吸收, 这是一类新的相干效应. 以三个电偶极跃迁构成 N 型链, 中间跃迁作为探测跃迁的四能级系统为例, 揭示耦合场线宽抑制电磁诱导吸收的强度. 这并非与电磁诱导透明系统中耦合场线宽产生或者增强吸收的情形相矛盾, 线宽仍然是抑制系统的相干性.

关键词: 电磁诱导吸收, 耦合场线宽, 原子相干, 退相干

PACC: 4250

1. 引言

原子相干产生了许多新的效应, 如电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, 简称 EIT)^[1,2] 和电磁诱导吸收 (electromagnetically induced absorption, 简称 EIA)^[3,4]. 它们是一对性质相对立的相干效应, 其中以 EIT 为基础的各种新型非线性光学效应不断涌现^[5-8]. 业已表明, EIT 是基于原子相干对吸收的相消干涉. 一个典型的模型是三能级 Λ 系统, 两个低能级属于基态, 两个电偶极跃迁中一个采用强相干场耦合作为耦合跃迁, 另一个跃迁用弱相干场探测作为探测跃迁. 这样, 在两个基态之间具有双向激发通道. 在双光子共振条件下, 量子相干导致这个双向激发过程之间理想的相消干涉. 当采用的耦合场具有一定的线宽, 即在系统中引入相位起伏, 这相当于对系统两基态之间引入退相干, 理想的相消干涉被破坏, 从而导致吸收^[9-13].

在大多数情况下, 人们可能认为在相干效应中耦合场线宽的引入总是会增强吸收, 本文指出情况并不总是如此. 本文揭示在 EIA 效应中, 耦合场线宽不是增强吸收, 而是抑制吸收. 在如图 1 所示的四能级 N 型原子系统中, 一个弱耦合场同时驱动简并的 1—2 跃迁和 3—4 跃迁, 在 2—3 跃迁利用一个更弱的场进行探测. 研究发现, 激发态相干到基态相干的自发转移导致吸收的增强. 为获得这样的系

统, 只要在简并的二能级系统中满足激发态能级的总角动量大于基态能级总角动量的条件即可. EIA 与 EIT 有相似的时间依赖线型, 但其时间演化慢得多^[14,15]. Taichenachev 等^[16] 利用激发态相干到基态相干的自发转移解释了 EIA, Failache 等^[17] 在实验上对此进行了证实. 我们利用修饰态表象表明了 EIA 是原子相干对吸收的相长干涉的结果. 本文研究在这样的系统中耦合场线宽对 EIA 的影响, 并以此提供一个例证, 耦合场线宽并不一定总是增强吸收. 既然增强的吸收本身就是相干效应, 耦合场的线宽就是抑制这种相干效应.

2. 模型与方程

考虑如图 1 所示的均匀展宽的四能级原子系统. 其中, 能级 |1> 和 |3> 是没有弛豫的简并基态能级, 能级 |2> 和 |4> 是简并的激发态能级. 原子受到两个光场

$$E(r, t) = E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + \text{c. c.} \quad (1)$$

的作用. 在由激发态到基态的跃迁中, 由于选择定则 1—4 跃迁是偶极禁止的. 在方程 (1) 中, 假定第一项远比第二项大, 则第一项作为耦合场, 同时驱动 1—2 和 3—4 两个跃迁; 第二项作为探测场, 激发 2—3 跃迁. E_1 , E_2 和 ω_1 , ω_2 分别是耦合场和探测场的振幅和频率. 在旋转框架和旋波近似下, 系统

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10074018) 资助的课题.

[†] 通讯联系人.

哈密顿量为

$$\begin{aligned}
 H = & \hbar \Delta_1 \sigma_{22} + \hbar (\Delta_1 - \Delta_2) \sigma_{33} \\
 & + \hbar (\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3) \sigma_{44} \\
 & - \hbar (\Omega_1 \sigma_{21} + \Omega_1^* \sigma_{12} + \Omega_1 \sigma_{43} \\
 & + \Omega_1^* \sigma_{34} + \Omega_2 \sigma_{23} + \Omega_2^* \sigma_{32}), \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中 $\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_2$ 和 $\Delta_3 = \omega_{43} - \omega_1$ 是原子-场耦合的失谐量, 且 $\Delta_1 = \Delta_3$; $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ 是原子极化算符 ($i \neq j$) 和布居算符 ($i = j$), $2\Omega_1$ 和 $2\Omega_2$ 分别是耦合场和探测场的拉比频率. 系统的约化密度矩阵主方程为

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho} = & -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \gamma_{21} \mathcal{L}_{12}^{21} \rho + \gamma_{23} \mathcal{L}_{32}^{23} \rho \\
 & + \gamma_{43} \mathcal{L}_{34}^{43} \rho + b\gamma_0 \mathcal{L}_{12}^{43} \rho, \quad (3)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{ij}^{ji} \rho = & \frac{1}{2} (2\sigma_{ij} \rho \sigma_{ji} - \sigma_{ji} \sigma_{ij} \rho - \rho \sigma_{ji} \sigma_{ij}) \\
 i = & 1, 3, \quad j = 2, 4 \quad (4)
 \end{aligned}$$

表示原子布居的转移,

$$\mathcal{L}_{12}^{43} \rho = \sigma_{12} \rho \sigma_{43}, \quad (5)$$

描述原子相干的转移. γ_{21} 和 γ_{23} 分别是激发态 $|2\rangle$ 自发衰减到基态 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的速率, γ_{43} 是激发态 $|4\rangle$ 自发衰减到基态 $|3\rangle$ 的速率, γ_0 是激发态相干转移到基态相干的非相干转移速率. 为了清楚地显示相干的自发转移在 EIA 现象中的作用, 我们将在方程 (3) 中与自发相干转移有关的项乘以一个系数 b , $0 \leq b \leq 1$. 如果 $b = 0$, 则表示不存在自发的相干转移. 如果 $b = 1$, 则对应最大的相干转移. 系数 b 也可以理解为在部分开放系统中分支比率系数. 然而, 在开放系统中我们要在方程 (3) 中引入一个描述能级外部抽运和附加弛豫项的源, 在这种情况下考虑的问题会更加复杂. 但不管怎么复杂, 在一定条件下 EIA 现象同样也出现在开放的系统中. 限于篇幅这里不考虑这种情况.

现在我们引入耦合场的相位起伏, 定义耦合场的拉比频率与相位的依赖关系为

$$\Omega_1 = \Omega_1^0 \exp(i\phi), \quad (6)$$

式中 Ω_1^0 是耦合场拉比频率的振幅且为实数, ϕ 是耦合场拉比振荡的相位, 以线宽 R 表示起伏宽度 (白噪声)^[18],

$$\begin{aligned}
 \dot{\phi} = & \mu(t), \\
 \langle \mu(t) \rangle = & 0, \\
 \langle \mu(t) \mu(t') \rangle = & R \delta(t - t'). \quad (7)
 \end{aligned}$$

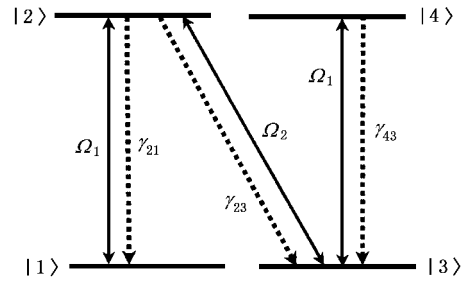


图1 N型原子系统的能级与跃迁

为了描述耦合场线宽对吸收增强的影响, 定义密度矩阵元与相位的依赖关系为

$$\begin{aligned}
 \tilde{\rho}_{12} = & \rho_{12} \exp(-i\phi), \\
 \tilde{\rho}_{13} = & \rho_{13} \exp(-i\phi), \\
 \tilde{\rho}_{24} = & \rho_{24} \exp(-i\phi), \\
 \tilde{\rho}_{14} = & \rho_{14} \exp(-2i\phi), \\
 \tilde{\rho}_{23} = & \rho_{23}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

以 $\tilde{\rho}_{12}$ 为例, 相应的运动方程可按下述方式改写:

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = \dot{\rho}_{12} \exp(-i\phi) - i\mu(t) \tilde{\rho}_{12}. \quad (9)$$

利用白噪声的性质完成对相位的库平均

$$\begin{aligned}
 \langle \mu(t) \tilde{\rho}_{12}(t) \rangle = & \langle \mu(t) \tilde{\rho}_{12}(t - \epsilon) \rangle \\
 & + \int_{t-\epsilon}^t d\tau \langle \mu(t) \tilde{\rho}_{12}(\tau) \rangle \\
 = & \langle \mu(t) \tilde{\rho}_{12}(t - \epsilon) \rangle \\
 & - i \int_{t-\epsilon}^t d\tau \langle \mu(t) \mu(\tau) \rangle \tilde{\rho}_{12}(\tau - \epsilon) \\
 & + \alpha(\epsilon) \\
 = & -\frac{i}{2} R \langle \tilde{\rho}_{12}(t - \epsilon) \rangle + \alpha(\epsilon). \quad (10)
 \end{aligned}$$

对其他矩阵元进行类似的处理. 以下我们省去 $\langle \rangle$, 以 ρ_{ij} 表示库平均 $\langle \rho_{ij} \rangle$. 于是在极限 $\epsilon \rightarrow 0$ 时, 我们得到密度矩阵元的方程

$$\dot{\tilde{\rho}}_{11} = \gamma_{21} \tilde{\rho}_{22} + i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{21} - i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{12}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\tilde{\rho}}_{22} = & -(\gamma_{21} + \gamma_{23}) \tilde{\rho}_{22} - i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{21} \\
 & + i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{12} + i\Omega_2 \tilde{\rho}_{32} - i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{23}, \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\tilde{\rho}}_{33} = & \gamma_{23} \tilde{\rho}_{22} + \gamma_{43} \tilde{\rho}_{44} + i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{43} \\
 & - i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{34} - i\Omega_2 \tilde{\rho}_{32} + i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{23}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{44} = -\gamma_{43} \tilde{\rho}_{44} - i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{43} + i\Omega_1^0 \tilde{\rho}_{34}, \quad (14)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = -\Gamma_{12}\tilde{\rho}_{12} + i\Omega_1^0(\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{11}) - i\Omega_2^*\tilde{\rho}_{13}, \tag{15}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{34} = -\Gamma_{34}\tilde{\rho}_{34} + i\Omega_1^0(\tilde{\rho}_{44} - \tilde{\rho}_{33}) + i\Omega_2^*\tilde{\rho}_{24}, \tag{16}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{13} = & -\Gamma_{13}\tilde{\rho}_{13} + i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{23} + i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{14} \\ & - i\Omega_2\tilde{\rho}_{12} + b\gamma_0\tilde{\rho}_{24}, \end{aligned} \tag{17}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{14} = -\Gamma_{14}\tilde{\rho}_{14} + i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{24} - i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{13}, \tag{18}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{23} = & -\Gamma_{23}\tilde{\rho}_{23} + i\Omega_2(\tilde{\rho}_{33} - \tilde{\rho}_{22}) \\ & - i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{24} + i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{13}, \end{aligned} \tag{19}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{24} = -\Gamma_{24}\tilde{\rho}_{24} + i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{14} - i\Omega_1^0\tilde{\rho}_{23} + i\Omega_2\tilde{\rho}_{34}, \tag{20}$$

其中原子布居满足 $\tilde{\rho}_{11} + \tilde{\rho}_{22} + \tilde{\rho}_{33} + \tilde{\rho}_{44} = 1$,其他的参数为

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

从衰减速率 (21) 式中可看出相位扩散产生附加相干衰减项 ,即耦合场线宽增大原子相干的衰减速率.

3. 吸收谱对线宽的依赖

方程 (11) — (20) 可以描述不同的情况 ,如果 $R = 0$,意味着耦合场为相干场 ;如果 $R \approx (\gamma_{21}, \gamma_{23}, \gamma_{43}, \gamma_0)$ 耦合场对应于部分相干场 ;如果 $R \gg (\gamma_{21}, \gamma_{23}, \gamma_{43}, \gamma_0)$,耦合场对应于非相干场 . 探测场的线性吸收由

$$A = \text{Re}(-i\Omega_2^*\tilde{\rho}_{23}^{(1)}) \tag{22}$$

决定^[16] 这里 $\tilde{\rho}_{23}^{(1)}$ 表示 $\tilde{\rho}_{23}$ 的定态解保留到 Ω_2 的一次幂 . 令方程 (11) — (20) 中的时间导数为零 ,求得

$$\begin{aligned} A = \text{Re} \Bigg[& \frac{|\Omega_2|^2}{\Gamma_{23}} \Bigg(X - \frac{(\Omega_1^0)(D_3 + D_4 - D_1 - D_2)X}{(D_3D_4 - D_1D_2)\Gamma_{23}} \\ & - \frac{(\Omega_1^0)(D_3 - D_2)(X - Y)}{(D_3D_4 - D_1D_2)\Gamma_{34}} \Bigg) \Bigg], \end{aligned} \tag{23}$$

式中

$$\begin{aligned} X &= \frac{\gamma_{43} + D_0}{\gamma_{43} + 2D_0}, \\ Y &= \frac{D_0}{\gamma_{43} + 2D_0}, \\ D_0 &= (\Omega_1^0)^2 [\Gamma_{34}^{-1} + (\Gamma_{34}^*)^{-1}], \\ D_1 &= (\Omega_1^0)(\Gamma_{23}^{-1} + \Gamma_{14}^{-1}), \\ D_2 &= D_1 + b\gamma_0, \\ D_3 &= D_1 + \Gamma_{13}, \\ D_4 &= D_1 + \Gamma_{24}. \end{aligned} \tag{24}$$

图 2 画出了耦合场为相干场 ($R = 0$) 时的吸收谱与 $\delta = \Delta_2 - \Delta_1$ 的函数关系 . 图 2 中 ,曲线 a 对应 $b = 1$,曲线 b 对应 $b = 0$. 参数为 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$, $\Omega_1 = 0.1$, $\Omega_2 = 0.01$, $\gamma_{21} = \gamma_{23} = 0.5$, $\gamma_{43} = 1.0$, $\gamma_0 = 0.7071$. 为了比较 ,我们同时也画出了二能级系统的吸收曲线 c . 对于二能级系统 ,假定只有 2—3 跃迁存在 ,其他的跃迁均不存在 . 从图 2 可见 ,当 $b = 0$ 时 ,吸收曲线中心出现一凹陷 ,对应吸收有一定程度的抑制 . 当 $b = 1$ 时 ,曲线中心出现一个凸起的尖峰 ,对应吸收增强现象 .

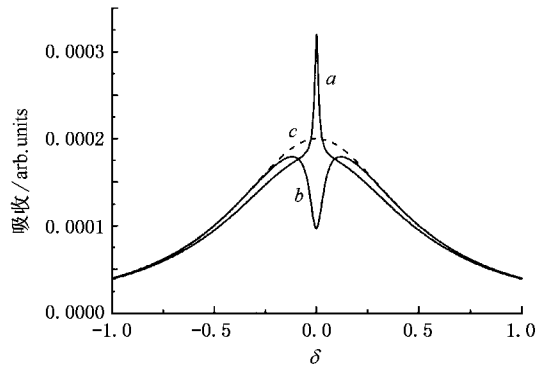


图 2 探测场的吸收随失谐量变化的曲线 曲线 a 为 $b = 1.0$,曲线 b 为 $b = 0$,曲线 c 为二能级系统的吸收 .其他参数见正文

图 3 给出了当耦合场中心频率与原子共振耦合 ($\Delta_1 = \Delta_3 = 0$) 和非共振耦合 ($\Delta_1 = \Delta_3 = 1.0$) 时的吸收谱对线宽的依赖关系 . 从图 3(a) 可以看出 ,在共振处 ,亚自然线宽的吸收峰随线宽的增大而逐渐减小 . 当线宽 R 接近耦合场的拉比频率时 ,增强的吸收尖峰趋于消失 . 另一方面 ,在远离共振的地方 ,吸收几乎没有变化 . 因此线宽仅对增强的吸收有明显的抑制作用 . 对于耦合场中心频率与原子耦合具有失谐量时 ,情况基本相似 . 与相干场的情形相比 ,线宽对吸收峰产生明显的抑制 .

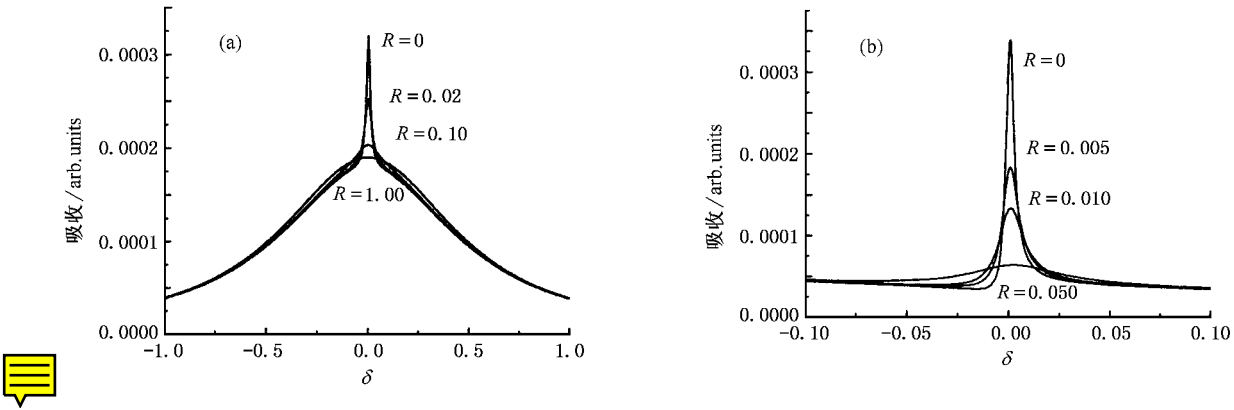


图 3 吸收谱对耦合场线宽的依赖关系 (a)耦合场中心频率与原子共振耦合($\Delta_1 = \Delta_3 = 0$)线宽取值 $R = 0, 0.02, 0.1, 1.0$. (b)耦合场中心频率与原子失谐耦合($\Delta_1 = \Delta_3 = 1.0$)线宽取值 $R = 0, 0.005, 0.01, 0.05$. 其他参数同图 2

4. 结 论

本文以四能级原子系统为例揭示了耦合场线宽抑制 EIA. 这与耦合场线宽增强 EIT 的吸收形成鲜明的对照. 然而 线宽的这两种效应是一致的 ,即线

宽的两种不同作用都是导致退相干 ,并非简单地总是引进或者增强吸收. EIA 与 EIT 都是原子相干的效应 ,只是相干的不同表现而已. EIA 是基于原子相干对吸收的相长干涉 ,而 EIT 是基于原子相干对吸收的相消干涉. 既然线宽导致退相干 ,于是退相干抑制 EIA ,增强 EIT 的吸收.

[1] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** (7) 36

[2] Marangos J P 1998 *J. Mod. Opt.* **45** 471

[3] Kulshin A M ,Barreiro S , Lezama A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2996

[4] Lezama A ,Barreiro S , Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732

[5] Harris S E , Yamamoto Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3611 ; Yan M , Rickey E , Zhu Y F 2001 *Opt. Lett.* **26** 548

[6] Schmit H , Imamoglu A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1936 ; Kang H , Zhu Y F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 93601

[7] Wu Y ,Wen L L , Zhu Y F 2003 *Opt. Lett.* **28** 631 ; Zhang Y L , Jiang L ,Sun Z R *et al* 2003 *Chin. Phys.* **12** 174

[8] Deng L , Payne M G 2003 *Phys. Rev. A* **68** 51801 ; Wu Y ,Saldana J , Zhu Y 2003 *Phys. Rev. A* **67** 13811

[9] Dalton B J , Knight P L 1982 *Opt. Commun.* **42** 411

[10] Sultana S , Zubairy M S 1994 *Phys. Rev. A* **49** 438

[11] Gong S Q , Xu Z Z 1995 *Opt. Commun.* **115** 65

[12] Yang S H ,Zhang H Z ,Guo X Z *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 931 (in Chinese)[杨苏辉、张汉壮、国秀珍 等 1998 物理学报 **47** 931]

[13] Lu B L ,Burkett W H ,Xiao M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 976

[14] Valente P ,Failache H , Lezama A 2002 *Phys. Rev. A* **65** 23814

[15] Valente P ,Failache H , Lezama A 2003 *Phys. Rev. A* **67** 13806

[16] Taichenachev A V ,Tumaikin A M , Yudin V I 2000 *Phys. Rev. A* **61** 11802

[17] Failache H ,Valente P ,Ban G *et al* 2003 *Phys. Rev. A* **67** 43810

[18] Gardiner C W 1985 *Handbook of Stochastic Methods* (Berlin : Springer) p210

Coupling field linewidth : inhibiting electromagnetically induced absorption ^{*}

Wang Li Hu Xiang-Ming

(*Department of Physics ,Huazhong Normal University , Wuhan 430079 ,China*)

(Received 20 October 2003 ; revised manuscript received 12 December 2003)

Abstract

Constructive interference of atomic coherence leads to electromagnetically induced absorption ,which is a new kind of coherent effects. In this paper we reveal that the coupling field linewidth inhibits electromagnetically induced absorption ,by employing a four-level system in which three transitions are in N configuration and the middle one serves as a probe transition. This result is not in contradiction to the case of electromagnetically induced transparency where the coupling field linewidth gives rise to or increases absorption ,and the linewidth still suppresses the coherence of systems.

Keywords : electromagnetically induced absorption , coupling field linewidth , atomic coherence , decoherence

PACC : 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074018).