

非对称半导体量子阱中自发辐射相干诱导透明*

陈爱喜[†] 陈渊 邓黎 邝耘丰

(华东交通大学应用物理系, 南昌 330013)

(2012年3月21日收到; 2012年4月12日收到修改稿)

研究了一束低强度探测脉冲光场在一个非对称半导体量子阱中的传输特性. 在相同参数条件下, 通过由自发辐射相干产生的交叉耦合系数来调控介质对探测场吸收、色散的变化规律. 结果表明: 从自发辐射相干的引入到达到相干最大, 介质的吸收不断减小, 同时强色散也随之进入透明窗口.

关键词: 量子阱, 自发辐射相干, 吸收, 色散

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz

1 引言

近年来, 随着半导体技术的迅猛发展, 半导体量子阱中量子相干和干涉现象的研究已经引起了人们的关注, 尤其是在量子阱结构中基于子带能级间的跃迁. 人们发现三能级原子体系的许多重要的现象^[1-10]可以拓展到相应的半导体量子阱结构中. 当激光作用在量子阱结构中, 大量有趣的现象已经被发现, 如光学双稳态^[11]、隧道诱导透明^[12]、电磁诱导透明^[13,14]、激光无反转放大^[15]、光学斯塔克效应^[16]等. 由于量子阱介质中电子与电子的强相互作用, 二维电子气在子带能级间跃迁表现出类似原子系统中能级间跃迁对弱场吸收的效果. 相比原子系统, 量子阱较大的电偶极矩可产生大的 Rabi 振荡, 从而使相干过程的时间比失相时间要短, 可以更容易地实现量子相干和干涉现象. 同时, 量子阱强大的优势是量子阱的跃迁能量、偶极矩、对称性可以随着实验要求不同自由设计组合. 因此, 人们对于量子阱中光学特性的研究越来越广泛. 例如, Joshi^[17]提出一个非对称双量子阱系统, 一个宽阱同一个窄阱通过隧穿耦合

成一个具有倒 Y 形能级结构, 研究了改变相位可以诱导介质透明和改变群速度. 文献 [18] 在一个非对称半导体量子阱中研究了在合适的抽运场失谐量和强度下通过 Fano 干涉可以增强系统的克尔非线性效应. Voutsinas 等^[19]在四能级半导体量子阱中研究了双暗态效应, 得到在此系统中可以产生双暗态. 本文选取了一个非对称半导体量子阱同一束低光强的探测脉冲相互作用, 在不同的物理参数下通过调控自发辐射相干产生的交叉耦合系数来改变介质对探测脉冲的吸收和色散性质. 与电磁诱导透明现象相比, 本文的模型不需要相干控制场的耦合, 只需要自发诱导相干就可以实现脉冲光场无吸收的传播. 介质的吸收和色散特性对材料的光学性能产生重要的影响, 因此本文的工作在理论研究和实际应用方面具有很好的指导作用.

2 理论模型和动力学方程

考虑模型如图 1 是一个 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 耦合量子阱结构: 一个 Al_xGa_{1-x}As 浅阱和一个 GaAs 深阱由一个 Al_yGa_{1-y} 薄隧道势垒隔开, 这个薄隧道势垒耦合了深阱的激发态和浅阱的基

* 国家自然科学基金 (批准号: 11065007, 11165008)、江西省自然科学基金 (批准号: 20114BAB202001, 20122BAB202007) 和华东交通大学校立科研基金 (批准号: 10JC03) 资助的课题.

[†] E-mail: aixichen@ecjtu.jx.cn

态, 在通过薄隧道势垒强相干耦合作用下能带分裂为两个近简并的次能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$. 在电偶极跃迁 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 之间, 用一束频率为 ω_p , Rabi 频率为 $2\Omega_p$ 低光强的脉冲驱动能级. 这里不考虑脉冲的相位因子, 并选取能级 $|0\rangle$ 为能级的零能量参考点, 自由哈密顿量 $H_0 = \omega_p|1\rangle\langle 1| + \omega_p|2\rangle\langle 2|$, 在电偶极近似和旋波近似下系统的哈密顿量可以表示为 (取 $\hbar = 1$)

$$H_I = -(\Delta + \delta)|1\rangle\langle 1| + (\Delta - \delta)|2\rangle\langle 2| - (\Omega_p|1\rangle\langle 0| + f\Omega_p|2\rangle\langle 0| + \text{h.c.}), \quad (1)$$

式中 h.c. 表示厄米共轭项; $\Omega_p = \mu_{10}E_p/(2\hbar)$ 为能级跃迁 Rabi 频率的一半; $\Delta = (\omega_2 - \omega_1)/2$ 表示两个靠得很近的激发态次能级之间频率差的一半; $\delta = \omega_p - (\omega_2 + \omega_1)/2$ 表示光子失谐量, $\omega_i (i = 1, 2)$ 是能级的本征频率. 参量 $f = \mu_{20}/\mu_{10}$ 是一对偶极矩的比率, $\mu_{2(1),0} = \mu_{2(1),0} \cdot \hat{e}_L$ (\hat{e}_L 是激光脉冲的单位偏振矢量) 表示能级 $|2\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 之间电子跃迁的偶极矩阵元.

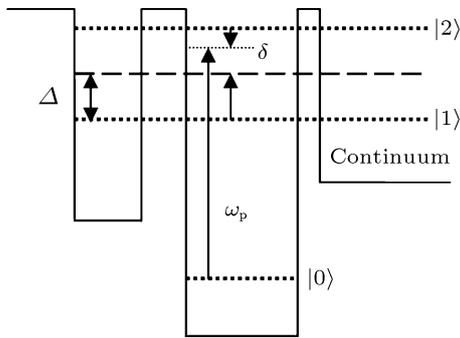


图 1 薄隧道势垒隔开的非对称半导体量子阱结构图

我们设定 t 时刻电子的波函数为 $|\Psi(t)\rangle = A_0(t)|0\rangle + A_1(t)|1\rangle + A_2(t)|2\rangle$, $A_j(t)$ 为相应能级 $|j\rangle$ 的概率幅. 利用相互作用绘景中薛定谔方程 $i\partial|\Psi\rangle/\partial t = H|\Psi\rangle$ 可以得到系统中电子波函数的概率幅动力学方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_0}{\partial t} &= i\Omega_p^* A_1 + if^* \Omega_p^* A_2, \\ \frac{\partial A_1}{\partial t} &= i\Omega_p A_0 + i(\Delta + \delta + i\gamma_1) A_1 - \gamma_{12} A_2, \\ \frac{\partial A_2}{\partial t} &= if\Omega_p A_0 + i(\delta - \Delta + i\gamma_2) A_2 \end{aligned}$$

$$- \gamma_{12} A_1, \quad (2)$$

其中 $\gamma_j = \gamma_{j1} + \gamma_{jd} (j = 1, 2)$ 表示相应能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 总的衰减率, 为唯象性引入; 其中, γ_{j1} 是能级寿命展宽项, γ_{jd} 是声子散射产生的失相率. $\gamma_{12} = p\sqrt{\gamma_1\gamma_2}$ 表示自发辐射通道 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 由于量子相干效应产生的交叉耦合项. 另外由于自发辐射相干效应对跃迁的电偶极矩之间的方向非常敏感, 这里 $p = \mu_{10} \cdot \mu_{20} / |\mu_{10} \cdot \mu_{20}| = \cos\theta$ 表示交叉耦合强度, θ 为两个电偶极矩之间的夹角 (如图 2 所示). 如果 μ_{10} 与 μ_{20} 平行 ($\theta = 0$), $p = 1$, 系统表现出最大的自发诱导相干效应; 如果 μ_{10} 与 μ_{20} 垂直 ($\theta = \pi/2$), $p = 0$, 系统不存在自发诱导相干效应.

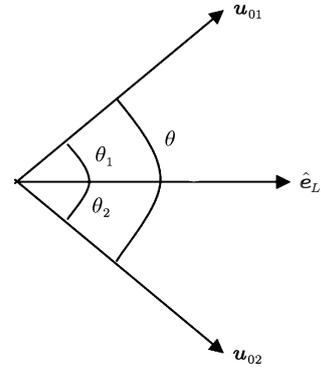


图 2 偶极矩和探测场偏振的方向

探测脉冲在量子阱介质中传播满足 Maxwell 波动方程, 根据 Rabi 频率 $\Omega_p = \mu_{10}E_p/(2\hbar)$ 和感应偏振极化强度 $P = N\mu_{01}(A_1 + f^*A_2)A_0^*$, 在慢变包络近似下, 探测脉冲所满足的动力学方程可以简化为

$$\frac{\partial \Omega_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_p}{\partial t} = i\kappa(A_1 + f^*A_2)A_0^*, \quad (3)$$

(3) 式中 $\kappa = N\omega_p|\mu_{10}|^2/(2\hbar c)$ 为组合常数, N 是耦合量子阱中电子数密度, c 为真空中的光速.

在一束弱激光脉冲作用下, 我们假定初态几乎所有电子都分布在基态 $|0\rangle (A_0 \approx 1)$, 对上述方程 (2) 和 (3) 式进行傅里叶变换 [20]

$$\begin{aligned} A_j(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} a_j(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \\ \Omega_p(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_p(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \end{aligned}$$

得到:

$$a_1 = \frac{(-\omega - \delta + \Delta - i\gamma_2 + if\gamma_{12})A_p}{(\omega + \delta - \Delta + i\gamma_2)(\Delta + \delta + \omega + i\gamma_1) + \gamma_{12}^2}, \quad (4a)$$

$$a_2 = \frac{(-f\Delta - f\delta - f\omega - if\gamma_1 + i\gamma_{12})A_p}{(\omega + \delta - \Delta + i\gamma_2)(\Delta + \delta + \omega + i\gamma_1) + \gamma_{12}^2}, \quad (4b)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} - i\frac{\omega}{c}A_p = i\kappa(a_1 + f^*a_2). \quad (5)$$

由 (4a), (4b) 和 (5) 式联立可以得到:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = iK(\omega)A_p, \quad (6)$$

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{-\kappa(f^2 + 1)\omega + \kappa(A + iB)}{(\omega + \delta - \Delta + i\gamma_2)(\omega + \delta + \Delta + i\gamma_1) + \gamma_{12}^2}, \quad (7)$$

这里 A 和 B 分别为

$$A = -\delta + \Delta - f^2\Delta - f^2\delta,$$

$$B = f\gamma_{12} + f^*\gamma_{12} - \gamma_2 - f^2\gamma_1.$$

$K(\omega)$ 是与探测场频率有关的传播因子, 为了获得探测脉冲传播的性质, 对 (7) 式进行泰勒展开

$$K(\omega) = K(0) + K'(0)\omega + \frac{1}{2}K''(0)\omega^2 + O(\omega^3),$$

$$K(0) = \frac{\kappa(A + iB)}{(\delta - \Delta + i\gamma_2)(\delta + \Delta + i\gamma_1) + \gamma_{12}^2}.$$

这里所研究的半导体量子阱介质对探测场的吸收和色散性质与传播因子中 $K(0)$ 有关, $\alpha = \text{Im}(K(0))$, $\beta = \text{Re}(K(0))$ 分别是吸收系数和单位长度相移对应介质的色散.

$$\alpha = \text{Im}(K(0)) = \frac{\kappa(BC - AD)}{C^2 + D^2}, \quad (8)$$

$$\beta = \text{Re}(K(0)) = \frac{\kappa(AC + BD)}{C^2 + D^2}, \quad (9)$$

其中 $C = \delta^2 - \Delta^2 - \gamma_1\gamma_2 + \gamma_{12}^2$, $D = \gamma_2(\Delta + \delta) + \gamma_1(\delta - \Delta)$.

3 结果与讨论

采用一束低强度探测脉冲光场耦合非对称半导体量子阱相应的能级跃迁, 在系统相应的物理参数下得到了量子阱系统对探测场的吸收和色散曲线, 并进一步给出在不同交叉耦合系数下吸收和色散曲线的变化规律. 我们使用的模型

包括了一个厚为 6.8 nm 的 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 浅阱和一个厚为 7.0 nm 的 GaAs 深阱, 它们通过一个厚为 2.0 nm 的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 薄隧道势垒隔开, 深阱通过一个厚为 1.5 nm 的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 势垒与量子阱的连续区域耦合. 我们设定系统参数为: $\kappa = \gamma_1$, $\Delta = 2.7\gamma_1$, $\gamma_2 = 1.8\gamma_1$, $f = 1.3$. 系统中自发辐射交叉耦合强度 p 为可调参数 ($p = 0$ 时不存在自发辐射相干, $p = 1$ 时自发辐射相干达到最大).

基于以上设置的参数, 量子阱系统对探测场的吸收和色散随失谐量的变化如图 3 表示. 图 3 中可以明显看出系统存在两个不对称的吸收峰, 它们是由不同的偶极矩造成的. 对于图 3(a), 系统中没有引入自发辐射相干即 $p = 0$, 这时吸收的最小值不为 0, 介质对探测场的吸收很大. 对于图 3(b), 这时引入自发辐射相干且设 $p = 0.4$, 比较图 3(a), 当考虑自发辐射相干时, 吸收的最小值有所降低. 对于图 3(c), 这里继续增加自发辐射相干的强度且设 $p = 0.9$, 比较图 3(a) 和图 3(b), 吸收的最小值进一步减小, 同时色散也增大, 且开始进入吸收最小的区域. 对于图 3(d), 设 $p = 0.99$, 相比于图 3(a), (b) 和 (c), 这时吸收的最小值达到零, 即出现了透明窗口, 且最大色散也落在了透明处. 通过引入自发辐射相干到不断增大的过程中, 我们发现介质对弱场吸收不断减小且强色散也进入了透明窗口. 透明窗口出现的原因是, 随着自发辐射相干效应的增强, 这种量子相干所引起的干涉相消在半导体量子阱结构中建立, 脉冲光场的吸收得到抑制, 最终实现无吸收传输, 介质变得透明. 我们知道电磁诱导透明也会出现类似的现象, 但系统的干涉相消来源于强控制场的相干操纵. 在我们的系统里, 不需要控制场, 只需借助自发辐射相干就可以获得零吸收传输. 自发辐射相干理论在原子体系也得以研究 [21-23], 但我们知道自发辐射相干的形成要求系统必须满足两个条件: 一是要求两个上能级靠得很近, 二是要求相应的偶极跃迁矩阵元矢量是非正交的, 这两个条件同时满足在实验上非常困难. 这里我们提出在半导体量子阱中实现自发辐射相干现象, 和原子系统相比, 半导体量子阱结构容易调节, 通过控制势垒厚度和阱的结构, 可以有效地调节其能级结构, 设计出实验上需要的能级结构, 也有助于观察到自发辐射相干现象.

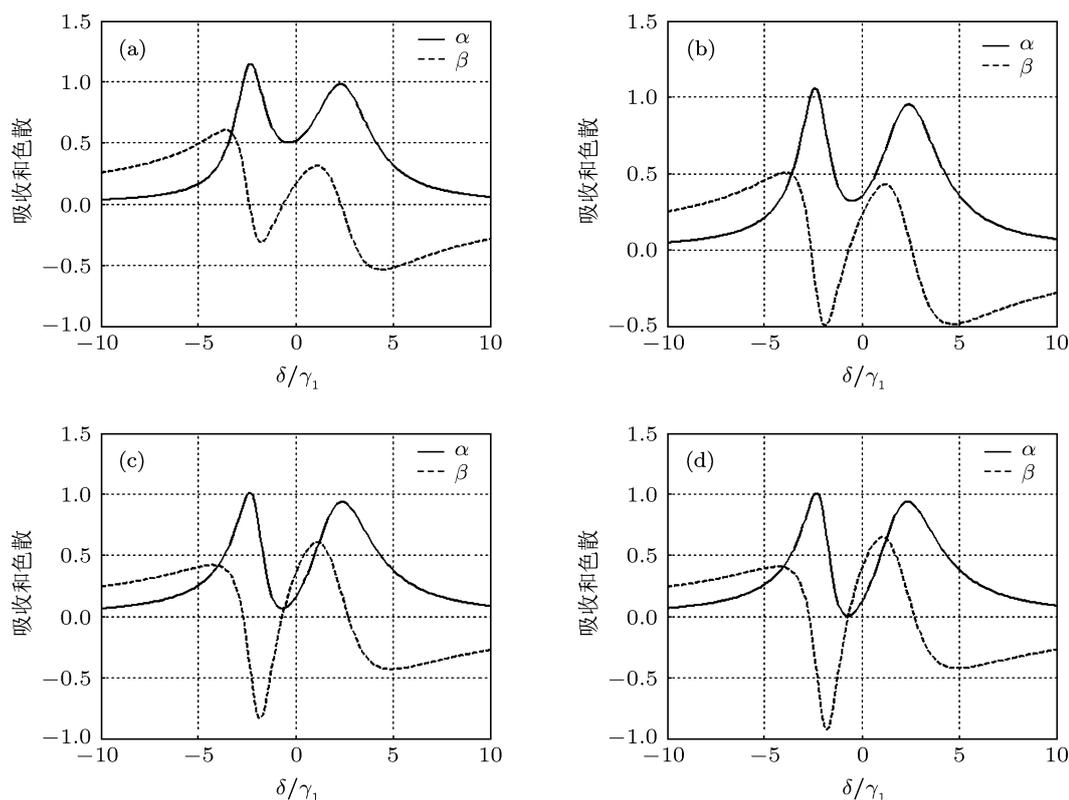


图3 不同的自发辐射相干强度条件下,量子阱介质对脉冲光场的吸收(α)和色散(β)曲线 (a) $p = 0$; (b) $p = 0.4$; (c) $p = 0.9$; (d) $p = 0.99$

4 结论

在自发辐射相干存在的条件下,本文考察了一束低强度脉冲光场在非对称半导体量子阱中传输的特性,采用傅里叶变换得到脉冲光场在介质中的传输方程,数值分析自发辐射相干对脉冲光场吸收和色散的影响.结果表明,在设定相同参数条件下,随着自发辐射相干强度的增大,介质对弱场的吸收

明显得到抑制,当自发辐射相干强度接近最大值时,介质对光场吸收为零,介质变得透明.此外,随着自发辐射相干强度的增加,系统的非线性显著增强,色散曲线变得更陡,色散最大值也进入透明窗口.相比于原子系统中使用自发辐射相干来调控介质对脉冲光场传输的性质,半导体量子阱更容易设计和组合,因此,本文的理论研究具有更加实际的应用价值.

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Wu Y, Payne M G, Hagley E W, Deng L 2004 *Opt. Lett.* **29** 2294
- [3] Han L B, Li G X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 696 (in Chinese) [韩立波, 李高翔 2000 物理学报 **49** 696]
- [4] Wu Y, Deng L 2004 *Opt. Lett.* **29** 2064
- [5] Harris S E, Hau L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4611
- [6] Wu Y, Yang X X 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053818
- [7] Wu Y, Yang X X 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053806
- [8] Yang W X, Hou J M, Lee R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033838
- [9] Chen A X, Deng L, Wu Q P 2007 *Chin. Phys.* **16** 2286
- [10] Li G X, Tan H T, Macovei M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053827
- [11] Li J, Hao X, Liu J, Yang X 2008 *Phys. Lett. A* **372** 716
- [12] Silvestri L, Bassani F, Czajkowski G, Davoudi B 2002 *Euro. Phys. J. B* **27** 89
- [13] Nikonov D E, Imamoglu A, Scully M O 1999 *Phys. Rev. B* **59** 12212
- [14] Phillips M, Wang H 2003 *Opt. Lett.* **28** 831
- [15] Imamoglu A, Ram R J 1994 *Opt. Lett.* **19** 1744
- [16] Dynes J F, Frogley M D, Beck M, Faist J, Phillips C C 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 157403
- [17] Joshi A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 115315
- [18] Sun H, Gong S, Niu Y, Jin S, Li R, Xu Z 2006 *Phys. Rev. B* **74** 155314
- [19] Voutsinas E, Fountoulakis A, Terzis A F, Boviatsis J, Baskoutas S,

- Paspalakis E 2006 *Proc. SPIE* **6321** 63210P
[20] Wu Y 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053820
[21] Li A J, Song X L, Wei X G, Wang L, Gao J Y 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053806
[22] Jia K N, Liang Y, Liu Z B, Tong D M, Fan X J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054207 (in Chinese) [贾克宁, 梁颖, 刘中波, 仝殿民, 樊锡君 2012 物理学报 **61** 054207]
[23] Yan X A, Song J P, Yin B Y, Jiang W J, Zheng H B, Zhang Y P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3538 (in Chinese) [严祥安, 宋建平, 尹宝银, 蒋文娟, 郑淮斌, 张彦鹏 2008 物理学报 **57** 3538]

Spontaneously generated coherence induced transparency in an asymmetric semiconductor quantum well*

Chen Ai-Xi Chen Yuan Deng Li Kuang Yun-Feng

(Department of Applied Physics, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

(Received 21 March 2012; revised manuscript received 12 April 2012)

Abstract

Properties of transmission of a weak pulsed light in an asymmetric semiconductor quantum well are investigated. Under the condition of same physical parameters, we research absorption and chromatic dispersion of pulsed light via changing the cross coupling term resulting from the spontaneously generated coherence effect in an asymmetric semiconductor quantum well. It turns out that the absorption of quantum well medium is continually decreasing with the enhancement of spontaneously generated coherence effect. Simultaneously, strong chromatic dispersion turns into transparent window.

Keywords: quantum well, spontaneously generated coherence, absorption, dispersion

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11065007, 11165008), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant Nos. 20114BAB202001, 20122BAB202007), and the Science Foundation of East China Jiaotong University, China (Grant No. 10JC03).

† E-mail: aixichen@ecjtu.jx.cn