

耦合半导体双量子阱中光学双稳态的相干调控

陈 渊 邝耘丰 陈爱喜*

华东交通大学应用物理系, 江西 南昌 330013

摘要 在一个具有三能级V型能级结构的耦合半导体双量子阱中,研究了相干调控下光学双稳态以及双稳态与多稳态的转化行为。研究表明,在此物理模型下,光学双稳态的阈值强烈依赖于系统中的非相干抽运强度和存在自发辐射相干下的相对相位,同时,通过调制相位大小,可使系统出现光学双稳态和多稳态之间的相互转换。

关键词 量子光学; 双稳态; 多稳态; 半导体量子阱; 自发辐射相干

中图分类号 O431.2 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.1027001

Coherent Control of Optical Bistability in the Coupled Semiconductor Double Quantum Wells

Chen Yuan Kuang Yunfeng Chen Aixi

Department of Applied Physics, East China Jiaotong University, Nanchang, Jiangxi 330013, China

Abstract Conversion behavior of optical bistability and optical bistability/multistability in coupled semiconductor double quantum wells with the structure of V-type is investigated. It is shown that the threshold of optical bistability strongly depends on intensity of incoherent pump field and relative phase under the condition of existence of spontaneous radiation coherence. Moreover, conversion between optical bistability and multistability can be easily achieved just by the phase modulation.

Key words quantum optics; bistability; multistability; semiconductor quantum well; spontaneous radiation coherence

OCIS codes 270.1670; 020.1670; 190.1450

1 引 言

对于约束在光学环形腔中的三能级原子系统的光学双稳态,由于其能级结构简单实验可操作性强,在理论和实验上已经被广泛的研究^[1-4],结果表明,由外加相干电磁场和原子相互作用产生的量子相干和干涉效应使介质产生低吸收和高折射率的特点,从而有效地改变了光学双稳行为,如双稳态阈值的降低。在以上的相互作用过程中,由外加电磁场诱导产生的量子相干对介质响应的变化起了非常重要的作用。

近些年来,研究者发现由一对近简并激发态能级向同一基态能级衰减或者由一高激发态能级向一对近简并低态能级衰减而产生的两个衰减通道间可以诱导产生相干,被称作为自发辐射相干(SGC)或真空辐射场诱导相干(VIC),这种由衰减通道建立的量子相干也可以产生一系列有趣的光学现象,如:衰减相干诱导透明^[5]、超窄自发辐射谱线^[6-7]、无反转增益^[8-11]、黑态的抑制^[12]等。然而,自发辐射相干建立的条件是非常苛刻的,它需要一对近简并能级和非正交的电偶极矩,这在原子体系下,要寻找到合适的真实原子气模型是非常困难的。但是,被称为“人造原子”的半导体量子阱结构具有类似原子的分离能级,且它的跃迁能级、偶极矩和对称性可以通过精确剪裁形状和尺寸来很好的操控,这使得在半导体量子阱中找到合适的实验模型成为可能,同时,半导体量子阱还具有大的带间跃迁偶极矩、大的非线性系数等一系列内在优势。由于其类似原子的量子相干^[13-15]以

收稿日期: 2015-04-29; 收到修改稿日期: 2015-06-02

基金项目: 国家自然科学基金(1165008, 11365009)

作者简介: 陈 渊(1986—),男,硕士,讲师,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: 83861385@qq.com

*通信联系人。E-mail: aixichen@ecjtu.edu.cn

及具有诸多优势,基于半导体量子阱中的量子相干现象的研究已备受人们关注,由此产生的一系列研究,如:隧道诱导透明^[16-18]、双暗态^[19]、相干布居捕获^[20]等。

本文选取了一个具有三能级V型能级结构的耦合半导体双量子阱,考察了非相干抽运强度和存在自发辐射相干下的光场相对相位对光学双稳态特性的影响,在设定具体参数条件下,分析了光学双稳态线型变化特征,同时,在强自发辐射相干下,可以仅通过调制光场的相对相位来实现光学双稳态和多稳态之间相互转换。

2 模型和运动方程

所选取的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 耦合半导体双量子阱光学介质样品^[16]通过分子束外延在一个半绝缘的 GaAs 衬底上生长而成,有源区和衬底之间生长有一层缓冲层和一个 2500 Å 的 Al_{0.1}Ga_{0.9}As,有源区结构如图 1(a)所示,它包含一个 88 Å 宽的 GaAs 浅阱和一个 120 Å 宽的 GaAs 深阱,深阱与浅阱之间由一个起隧穿耦合作用的 18 Å 宽的 Al_{0.25}Ga_{0.75}As 薄势垒隔开,深阱的右侧由一个 15 Å 宽的 Al_{0.33}Ga_{0.67}As 势垒与连续区域耦合。浅阱基态能级 $|a\rangle$ 与深阱第一激发态能级 $|b\rangle$ 通过中间的薄势垒隧穿耦合形成一对近简并的子带能级 $|2\rangle = (|a\rangle - |b\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|3\rangle = (|a\rangle + |b\rangle)/\sqrt{2}$,能级间隔大小与薄势垒的隧穿耦合强度成正比,实验上可通过调整偏置电压改变势垒高度和宽度来控制。图 1(b)表示相应半导体量子阱的三能级V型能级结构,采用一束振幅为 ε_c 、Rabi 频率为 $2\Omega_c$ 的控制光场和一束振幅为 ε_p 、Rabi 频率为 $2\Omega_p$ 的弱脉冲探测光场分别作用于带内电偶极跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 。采用旋转波近似和偶极近似并选取基态能级 $|1\rangle$ 为零势能点,在相互作用绘景下,系统哈密顿通量的自由部分 H_0 和相互作用部分 H_1 分别可表示为 ($\hbar = 1$):

$$H_0 = \omega_c |2\rangle\langle 2| + \omega_p |3\rangle\langle 3|, \quad (1)$$

$$H_1 = \Delta_c |2\rangle\langle 2| + \Delta_p |3\rangle\langle 3| - (\Omega_c |2\rangle\langle 1| + \Omega_p |3\rangle\langle 1| + \text{h.c.}), \quad (2)$$

式中 ω_c 和 ω_p 分别表示控制光场和弱脉冲探测光场频率; $\Delta_c = \omega_{21} - \omega_c$ 和 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ 分别表示控制光场和弱脉冲探测光场频率与相应电偶极跃迁能量的单光子失谐量, ω_{21} 和 ω_{31} 分别表示电偶极跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 的本征频率; $\Omega_c = \hat{\rho}_{21} \cdot \varepsilon_c / 2$ 和 $\Omega_p = \hat{\rho}_{31} \cdot \varepsilon_p / 2$ 分别表示控制光场和弱脉冲探测光场的半 Rabi 频率, $\hat{\rho}_{ij}$ (i, j 取 1, 2, 3) 表示电子在能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁间的电偶极矩; h.c. 表示前两项的共轭项。

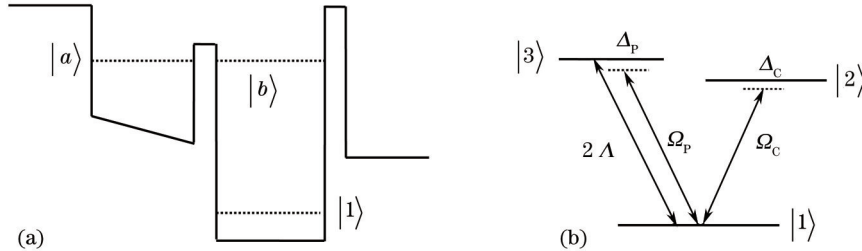


图 1 结构示意图。(a) 耦合半导体双量子阱结构示意图; (b) 耦合半导体双量子阱能级结构

Fig.1 Schematic diagrams of structure. (a) Schematic diagram of coupled semiconductor double quantum wells;

(b) energy scheme of coupled semiconductor double quantum wells

利用多能级系统下的密度矩阵^[21]方程: $\dot{\rho} = -i[H_1, \rho]/\hbar - \{\Gamma, \rho\}/2$, 随时间演化的运动方程表示为:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{22} = -2\gamma_2 \rho_{22} + i\Omega_c \rho_{12} - i\Omega_c^* \rho_{21} - p\sqrt{\gamma_2 \gamma_3} (\rho_{23} + \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{33} = -2\gamma_3 \rho_{33} + 2\Lambda (\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_p \rho_{13} - i\Omega_p^* \rho_{31} - p\sqrt{\gamma_2 \gamma_3} (\rho_{23} + \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{21} = -(i\Delta_c + \gamma_{21} + \Lambda) \rho_{21} + i\Omega_c (\rho_{11} - \rho_{22}) - i\Omega_p \rho_{23} - p\sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \rho_{31} \\ \dot{\rho}_{31} = -(i\Delta_p + \gamma_{31} + 2\Lambda) \rho_{31} + i\Omega_p (\rho_{11} - \rho_{33}) - i\Omega_c \rho_{32} - p\sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \rho_{21} \\ \dot{\rho}_{32} = [i(\Delta_c - \Delta_p) - \gamma_{32} - \Lambda] \rho_{32} + i\Omega_p \rho_{12} - i\Omega_c^* \rho_{31} - p\sqrt{\gamma_2 \gamma_3} (\rho_{22} + \rho_{33}) \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1, \rho_{ij} = \rho_{ji}^* \end{cases}, \quad (3)$$

为了考虑控制光场和弱脉冲探测光场的相位因子,需重新定义: $\rho_{11} = \sigma_{11}$, $\rho_{22} = \sigma_{22}$, $\rho_{33} = \sigma_{33}$,

$\Omega_p = G_p \exp(-i\phi_p)$, $\Omega_c = G_c \exp(-i\phi_c)$, $\rho_{21} = \sigma_{21} \exp(-i\phi_c)$, $\rho_{31} = \sigma_{31} \exp(-i\phi_p)$ 和 $\rho_{32} = \sigma_{32} \exp(-i\phi)$, 其中 G_p 和 G_c

为实数, $\phi = \phi_p - \phi_c$ 为控制光场和弱脉冲探测光场的相对相位, (3)式可改写成:

$$\begin{cases} \dot{\sigma}_{22} = -2\gamma_2\sigma_{22} + iG_c(\sigma_{12} - \sigma_{21}) - p \exp(i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}\sigma_{23} - p \exp(-i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}\sigma_{32} \\ \dot{\sigma}_{33} = -2\gamma_3\sigma_{33} + 2\Lambda(\sigma_{11} - \sigma_{33}) + iG_p(\sigma_{13} - \sigma_{31}) - p \exp(i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}\sigma_{23} - p \exp(-i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}\sigma_{32} \\ \dot{\sigma}_{21} = -(i\Delta_c + \gamma_{21} + \Lambda)\sigma_{21} + iG_c(\sigma_{11} - \sigma_{22}) - iG_p\sigma_{23} - p \exp(-i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}\sigma_{31} \\ \dot{\sigma}_{31} = -(i\Delta_p + \gamma_{31} + 2\Lambda)\sigma_{31} - iG_p(\sigma_{11} - \sigma_{33}) - iG_c\sigma_{32} - p \exp(i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}\sigma_{21} \\ \dot{\sigma}_{32} = [i(\Delta_c - \Delta_p) - \gamma_{32} - \Lambda]\sigma_{32} + iG_p\sigma_{12} - iG_c\sigma_{31} - p \exp(i\phi)\sqrt{\gamma_2\gamma_3}(\sigma_{22} + \sigma_{33}) \\ \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1, \sigma_{ij} = \sigma_{ji}^* \end{cases}, \quad (4)$$

式中 Λ 表示电偶极跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 间的非相干抽运场强度^[22]; $\gamma_{21} = \gamma_2 + \gamma_{21}^{\text{dph}}$, $\gamma_{31} = \gamma_3 + \gamma_{31}^{\text{dph}}$ 和 $\gamma_{32} = \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_{32}^{\text{dph}}$ 表示相应能级间总的衰减率, 它包含有布居延迟率 (γ_2, γ_3) 和由电子-电子相互作用、表面粗糙度以及声子散射导致的失相率 ($\gamma_{21}^{\text{dph}}, \gamma_{31}^{\text{dph}}, \gamma_{32}^{\text{dph}}$) 两个部分; $p\sqrt{\gamma_2\gamma_3}$ 表示 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 两个自发辐射通道间由交叉耦合而产生的量子干涉效应, $p = \hat{\rho}_{21} \cdot \hat{\rho}_{31} / |\hat{\rho}_{21} \cdot \hat{\rho}_{31}| = \cos\theta$ 表示交叉耦合强度, θ 表示两个偶极矩之间的夹角, $p=0$ 表示两个偶极矩相互垂直, 此时不存在交叉耦合强度, $p=1$ 表示两个偶极矩平行, 此时干涉效应最强。

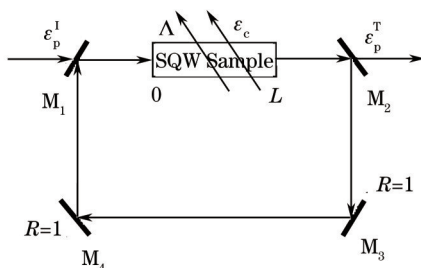


图2 置有长度为 L 的耦合半导体量子阱样品的单向环形腔示意图, ε_p^i 和 ε_p^t 分别表示入射场和出射场, ε_c 和 Λ 分别表示腔内非循环的控制光场和非相干抽运场。

Fig.2 Schematic diagrams of unidirectional ring cavity with semiconductor quantum wells sample of length L . ε_p^i and ε_p^t donate the incident and transmitted fields respectively. ε_c and Λ donate the control and incoherent pump fields which are not circulating in the cavity respectively.

现在, 将长度为 L 的耦合半导体量子阱样品放入单向环形腔^[23]中如图2表示, 为了方便, 这里假定镜面 M_3 和 M_4 为全反射镜即反射系数 $R=1$, 镜面 M_1 和 M_2 的反射系数和透射系数分别为 R 和 T ($R+T=1$), 弱脉冲探测光场由镜面 M_1 处进入环形腔中循环, 控制光场直接作用在样品上。环形腔中弱脉冲探测光的传播满足麦克斯韦方程, 在慢变化波包近似条件下^[18]可表示为:

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} + c \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial z} = \frac{i\omega_p}{2\epsilon_0} P(\omega_p) = \frac{i\omega_p}{2\epsilon_0} N \rho_{13} \sigma_{31}, \quad (5)$$

式中 c 表示真空中的光速, ϵ_0 表示真空中的介电常数, $P(\omega_p)$ 表示介质的极化率, N 表示样品中的电子数密度。对于理想的调谐环形腔, 在稳态条件下, 输入光场 ε_p^i 和输出光场 ε_p^t 需满足:

$$\varepsilon_p(L) = \varepsilon_p^t / \sqrt{T}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_p(0) = \sqrt{T} \varepsilon_p^i + R \varepsilon_p(L), \quad (7)$$

(7)式中第二项描绘了环形腔中的反馈机制, 这种反馈机制决定是否会产生光学双稳态, 当不存在反馈即 $R=0$ 时, 系统不会出现光学双稳态。

由平均场极限^[24], 利用边界条件(6)式和(7)式将光场做规范化处理即令: $x = \rho_{13} \varepsilon_p^i / \sqrt{T}$ 和 $y = \rho_{13} \varepsilon_p^t / \sqrt{T}$, 弱脉冲探测光场的输入和输出关系可表示为:

$$y = x - iC \sigma_{31}(x), \quad (8)$$

式中 $C = N \omega_p L \rho_{13}^2 / (2\hbar c \epsilon_0 T)$ 表示电子的合作参数, (8)式中的最后一项对于双稳态和多稳态的产生至关重要,

为得到弱脉冲探测光场的输入和输出关系,需要对(4)式做稳态数值分析。

3 数值分析

考虑合适的物理参数,通过求解(4)式的稳态解并联立表达(8)式,给出了弱脉冲探测光场输入强度 $|x|$ 和输出强度 $|y|$ 关系的一系列数值结果如图 3~6 所示,以下所有设定的参数值均以 meV 为单位量级。

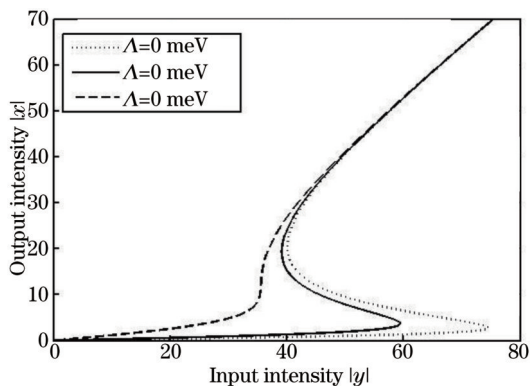


图3 不同非相干抽运强度 Δ 下,弱脉冲探测光场输入强度 $|x|$ 和输出强度 $|y|$ 的关系

Fig.3 Output field versus input field for different values of the intensity of incoherent pump field

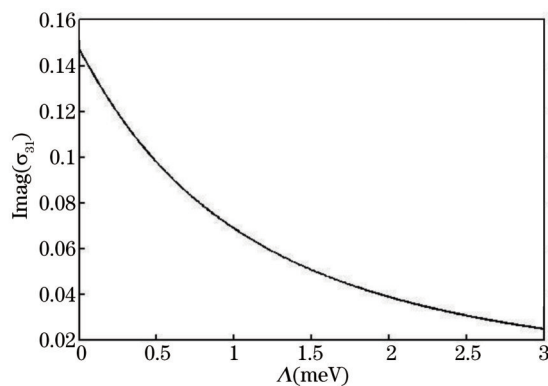


图4 非相干抽运强度 $\Delta = 0 \sim 3$ meV 连续变化时,带间的探测吸收曲线;除 $G_p = 1.0$ meV,其他参数同图 3。

Fig.4 Intersubband probe absorption curve for continuously variable intensity of incoherent pump field, and the other parameters are the same as in Fig.3 except for $G_p = 1.0$ meV

首先,如图 3 考虑了不存在自发辐射相干情况下,非相干抽运强度对光学双稳态行为的影响,对应数值结果所选取的一组参数为: $G_c = 1.5$ meV, $C = 300$ meV, $\Delta_p = -2.0$ meV, $\Delta_c = 1.0$ meV, $\gamma_2 = 1.5$ meV, $\gamma_3 = 2.5$ meV, $\gamma_{21}^{dph} = 1.5$ meV, $\gamma_{31}^{dph} = 0.6$ meV, $\gamma_{32}^{dph} = 0.8$ meV, $p = 0$ 。从图中数值结果可以看出,随着非相干抽运强度不断增强,双稳态的阈值有较明显地降低,双稳磁滞回线的范围也在不断地减小,当非相干抽运强度很大的时候会使双稳态消失。双稳态的阈值大小是由间带电子跃迁 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 间的弱脉冲探测光场吸收所决定的;由图 4 可以看出,随着非相干抽运强度的增强,介质的吸收在不断地降低,使腔内的光场很容易达到饱和,从而双稳态的阈值会减小,双稳态阈值的降低会使实验中更加容易观察到双稳态行为,但是较强的非相干抽运强度会破坏已经建立起的量子相干,这时,介质的克尔非线性会减弱,从而导致了双稳态的消失。因而,选择合适的非相干抽运强度对观察双稳态行为至关重要。

接下来,在图 3 相同的一组参数条件下,考察了当存在自发辐射相干(这时 $p = 0.7$)时,两个光场相对相位对双稳态行为的影响如图 5 所示。这里调制相位 ϕ 在 $0 \sim 2\pi$ 单个周期内变化,从图中可以明显看出 ϕ 从 0 调整到 1.4π 过程中,双稳态的阈值会不断减小,当 $\phi = 1.4\pi$ 时,阈值会达到最低,再而继续增大相位 $\phi = 1.7\pi$,阈值开始出现增加,从图中可以观察到,整个双稳态的区域只出现在一定范围之内,也就是说,相对相位可以在固定区域内对双稳态曲线进行微调,并不会出现图 3 表现出的大幅降低阈值的同时双稳态消失,此时,通过调制相对相位并不会破坏由光场和自发辐射交叉耦合建立的量子相干。

图 6 给出了此模型下实现光学双稳态和多稳态之间相互转换的一条途径,这里将耦合场的失谐量调制到 $\Delta_c = 4.0$ meV,其他参数同图 3。当不存在自发辐射相干即 $p = 0$ 时,探测光场输入强度 $|x|$ 和输出强度 $|y|$ 表现出的是光学双稳态;当引入强自发辐射相干 $p = 0.99$ 并将光场相对相位调制到 $\phi = \pi$,系统的双稳态消失进而出现多稳态,多稳态的出现是由于在这组参数条件下探测光场的输出强度不再是输入强度的三次多项式^[25];保持自发辐射相干强度不变,进一步将光场相对相位调制到 $\phi = 1.5\pi$,系统多稳态又会转化到双稳态,此时出现的双稳态与不存在自发辐射相干时相比,双稳态的阈值有较明显地降低,但是磁滞回线宽度几乎没有变化。对于需要多个态以及多个态与双稳态相互转化的情况,这里仅通过相位的调制来实现更加具有优势。

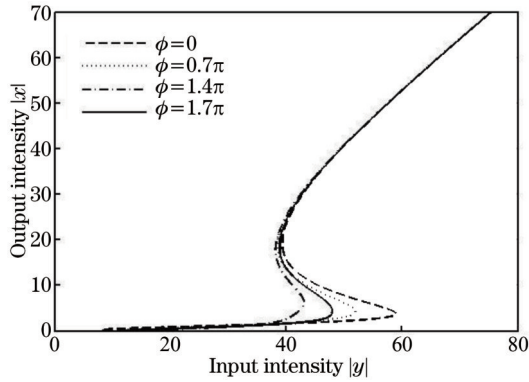


图5 弱脉冲探测光场输入强度 $|x|$ 和输出强度 $|y|$ 的关系随相对相位 φ 的变化; 除 $p = 0.7$, 其他参数同图3

Fig.5 Output field versus input field for different values of relative phase, and the other parameters are the same as in Fig.3 except for $p = 0.7$

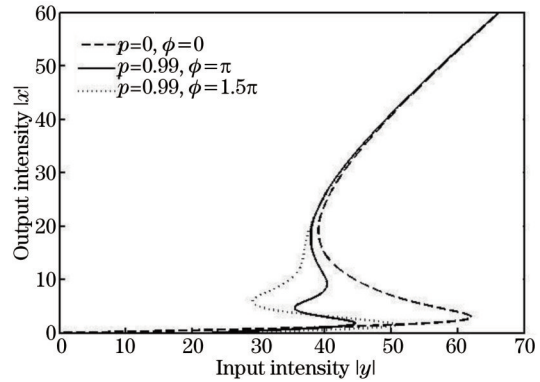


图6 弱脉冲探测光场输入强度 $|x|$ 和输出强度 $|y|$ 的关系; 除 $\Delta_c = 4.0$ meV, 其他参数同图3

Fig.6 Output field versus input field, and the other parameters are the same as in Fig.3 except for $\Delta_c = 4.0$ meV

4 结 论

在所选取的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 耦合半导体双量子阱中研究了相干调控下的光学双稳态和多稳态行为,数值结果表明:1) 系统的光学双稳态行为强烈地依赖于带间所加的非相干抽运强度以及存在自发辐射相干条件下光场的相对相位,两者都可以有效地操纵双稳阈值的大小以及双稳迟滞回线的宽度;2) 对需要多个态以及多个态与双稳态相互转化的情况,此模型提供了在强自发辐射相干条件下只通过调制光场的相对相位来实现光学双稳态和多稳态之间相互转换这一途径。要想实现自发辐射相干,必须要同时满足两个条件,对本文研究的 V 型模型,其一要求两上能级近乎简并,这样才能保证自发辐射谱频率接近;其二要求两跃迁偶极矩在自由空间是非正交的,因为自发辐射相干强度 $p \propto \cos \theta$,当 $\theta = 90^\circ$ 时,自发辐射相干等于零。如此苛刻的条件对系统量子态的选取以及波函数的对称性有严格的要求,在原子体系很难获得自发辐射相干。相比于原子系统,被称为“人造原子”的半导体量子阱,在结构上更容易设计和组合,同时,基于带间跃迁的量子阱结构具有大的电偶极矩,大的非线性系数等一些优势,使其具有较高的光学响应。因此,研究结果对于光学双稳器件的制备具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 D F Walls, P Zoller. A coherent nonlinear mechanism for optical bistability from three level atoms[J]. Opt Commun, 1980, 34(2): 260-264.
- 2 W Harshawardhan, G S Agarwal. Controlling optical bistability using electromagnetic field induced transparency and quantum interferences[J]. Phys Rev A, 1996, 53(3): 1812-1817.
- 3 A Joshi, A Brown, H Wang, *et al.*. Controlling optical bistability in a three-level atomic system[J]. Phys Rev A, 2003, 67(4): 041801.
- 4 Luling Jin, Zhongyao Feng. Optical bistability and multistability via amplitude and phase control in a duplicated two-level system [J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(5): 050201.
- 5 E Paspalakis, N J Kylstra, P L Knight. Transparency induced via decay interference[J]. Phys Rev Lett, 1999, 82(10): 2079-2082.
- 6 J H Wu, A J Li, Y Ding, *et al.*. Control of spontaneous emission from a coherently driven four-level atom[J]. Phys Rev A, 2005, 72 (2): 023802.
- 7 J H Li, J B Liu, A X Chen, *et al.*. Spontaneous emission spectra and simulating multiple spontaneous generation coherence in a five-level atomic medium[J]. Phys Rev A, 2006, 74(3): 033816.
- 8 S E Harris. Lasers without inversion: interference of lifetime-broadened resonances[J]. Phys Rev Lett, 1989, 62(9): 1033-1036.
- 9 E Paspalakis, P L Knight. Effects of spontaneous emission interference on population inversions of a V-type atom[J]. Journal of Modern Optics, 1998, 45(12): 2433-2442.
- 10 H M Ma, S Q Gong, C P Liu, *et al.*. Effects of spontaneous emission-induced coherence on population inversion in a ladder-type

- atomic system[J]. Opt Commun, 2003, 223(1): 97-101.
- 11 V V Kozlov, Y Rostovtsev, M O Scully. Inducing quantum coherence via decays and incoherent pumping with application to population trapping, lasing without inversion, and quenching of spontaneous emission[J]. Phys Rev A, 2006, 74(6): 063829.
- 12 J Evers, D Bullock, C H Keitel. Dark state suppression and narrow fluorescent feature in a laser-driven Λ atom[J]. Opt Commun, 2002, 209(1): 173-179.
- 13 Jinlong Liu, Xiaoli Zhang, Jian Wang, *et al.*. Population inversion study of GaAs/AlGaAs three-quantum-well quantum cascade structures[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(4): 041409.
- 14 Yisheng Ma, Jianliao Deng, Zhengfeng Hu, *et al.*. Microwave excited optical transparency enhancement resonances in Hanle-EIT configuration[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(2): 022701.
- 15 Su Xuefeng, Zhuo Zhongchang, Zhang Hanzhuang. Study on weak light nonlinearities improvement based on transmitted-type electromagnetically induced grating[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(11): 1119001.
苏雪峰, 卓仲畅, 张汉壮. 基于透射型电磁感应光栅提高弱光非线性性的研究[J]. 光学学报, 2013, 33(11): 1119001.
- 16 H Schmidt, K L Campman, A C Gossard, *et al.*. Tunneling induced transparency: Fano interference in intersubband transitions[J]. Appl Phys Lett, 1997, 70(25): 3455-3457.
- 17 J Faist, C Sirtori, F Capasso, *et al.*. Tunable Fano interference in intersubband absorption[J]. Opt Lett, 1996, 21(13): 985-987.
- 18 W Yan, T Wang, X M Li, *et al.*. Tunable amplification and absorption properties in double- Λ system of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells[J]. Chinese Science Bulletin, 2013, 58(1): 53-58.
- 19 E Voutsinas, A Fountoulakis, A F Terzis, *et al.*. Coherent phenomena in a semiconductor quantum well system: effects of double dark states[C]. SPIE, 2006, 6321: 63210.
- 20 J F Dynes, M D Frogley, J Rodger, *et al.*. Optically mediated coherent population trapping in asymmetric semiconductor quantum wells[J]. Phys Rev B, 2005, 72(8): 085323.
- 21 Scully M O, Zubairy M S. Quantum Optics[M]. The United Kingdom: Cambridge University, 1997: 61-163.
- 22 Y Zhu. Lasing without inversion in a V-type system: transient and steady-state analysis[J]. Phys Rev A, 1996, 53(4): 2742-2747.
- 23 Chen Aixi, Wang Zhiping, Chen Dehai, *et al.*. Optical bistability and multistability in a three-level Δ -type atomic system under the nonresonant condition[J]. Chin Phys B, 2009, 18(3): 1072-1076.
- 24 K Ikeda. Multiple-valued stationary state and its instability of the transmitted light by a ring cavity system[J]. Opt Commun, 1979, 30(2): 257-261.
- 25 Li Jiahua. Studies on Nonlinear Optical Characteristic in Quantum Coherent Media and Related Phenomena[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2007: 79-86.
李家华. 量子相干介质的非线性光学性质及其相关现象的研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2007: 79-86.

栏目编辑: 刘丰瑞