

文章编号:1005-0523(2011)03-0065-04

非对称半导体量子阱中的光学双稳态与多稳态

陈爱喜, 陈 渊, 杨绍海

(华东交通大学基础科学学院, 江西 南昌 330013)

摘要:研究了一个非对称半导体量子阱结构中基于带间跃迁的光学双稳态与多稳态行为。量子阱结构被放置在一个单向环形腔中, 并与一个控制场和一个探测场同时作用, 详细讨论了合作参数、控制场强度、频率失谐对系统光学双稳态及多稳态的影响。半导体量子阱易集成、易调节, 其光学双稳与多稳特性具有重要实际应用价值。

关键词:量子阱; 光学双稳态; 频率失谐

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

近些年来, 量子阱系统中类似量子相干和干涉的现象由于其在光电子和固态量子信息科学方面有潜在的应用价值, 已经引起了人们的广泛关注。最近, 基于量子相干和干涉, 人们对三量子阱系统中的非线性现象做了大量的研究^[1-4]。例如, Lee等^[4]提出一个半导体三量子阱系统, 一个基能带和三个激发带通过隧穿到同一连续体来进行耦合, 研究结果显示系统可以出现无布局反转双色激光。半导体量子阱有许多内在的优点, 如由小的有效电子质量能够引起较大的电偶极矩、较大的非线性系数, 并且在选择材料和结构尺寸上也存在着较大的灵活性, 尤为重要的是在实践方面, 其转换能、偶极子和对称性都已经如人们所愿在工程上实现。基于这些优点, 近年来该系统中光学双稳态特性的研究也激起了人们的兴趣^[5-9]。本文考察了在一个非对称半导体量子阱内的光学双稳特性, 详细分析了系统不同的物理参数对光学双稳态形成的影响。光学双稳态器件在光通讯、光计算机等方面有着广阔的应用前景, 此外, 和原子体系相比, 半导体材料易集成, 试验中更容易操作。本研究基于最新的实验工作, 在理论和实践方面都有着重要的意义和潜在的应用价值。

1 动力学模型

考虑的模式如图1, 图1(a)中 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 为一对共振耦合的子能带, 在通过薄隧道势垒产生的强相干耦合作用下能带分裂为两个次能级 $|3\rangle$ 和 $|2\rangle$, 与子能带的关系式为 $|2\rangle = (|a\rangle - |b\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|3\rangle = (|a\rangle + |b\rangle)/\sqrt{2}$ (见图1(b))。在电偶极跃迁 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 之间, 用频率为 ω_p , Rabi频率为 $2\Omega_p$ 的探测场加以驱动, 在电偶极跃迁 $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 之间, 我们用频率为 ω_c , Rabi频率为 $2\Omega_c$ 的控制场来驱动。能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的衰变率分别为 γ_{21}

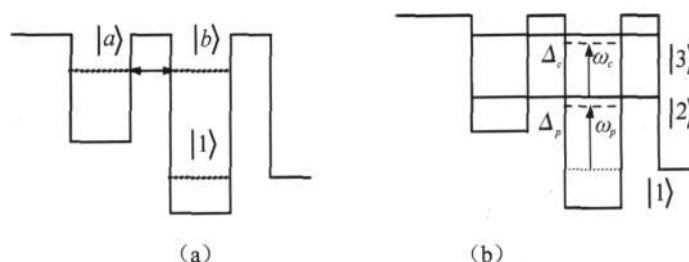


图1 被薄隧道势垒隔开的双量子阱的结构图

Fig.1 Schematic band diagram of double coupled-quantum wells structure

收稿日期:2011-04-02

基金项目:国家自然科学基金项目(11065007);江西省教育厅科研项目(GJJ10133)

作者简介:陈爱喜(1974—),男,教授,博士,研究方向为激光物理、量子光学。

和 γ_{31} , 在这里我们将不考虑两个场的位相。我们选取能级 $|1\rangle$ 为能级的能量参考零点, 并取 $H_0 = \omega_p|2\rangle\langle 2| + (\omega_p + \omega_c)|3\rangle\langle 3|$ 为自由哈密顿量, 则在相互作用绘景和旋波近似下, 我们可得到系统的哈密顿量为(取 $\hbar=1$)

$$H_I = \Delta_p|2\rangle\langle 2| + (\Delta_p + \Delta_c)|3\rangle\langle 3| - (\Omega_p|2\rangle\langle 1| + \Omega_c|3\rangle\langle 2| + h.c.) \quad (1)$$

式中: $h.c.$ 为括号内前两项的复共轭; $\Omega_p = \mu_{21}E_p/2\hbar$; $\Omega_c = \mu_{32}E_c/2\hbar$ 分别为相应能级跃迁 Rabi 频率的一半; μ_{21} 、 μ_{32} 则是与之对应的偶极矩阵元; Δ_p 和 Δ_c 分别为探测场和耦合场的频率失谐量。

利用刘维方程和密度矩阵可以得到下列密度矩阵的运动方程

$$\dot{\rho}_{22} = i\Omega_p\rho_{12} - i\Omega_p\rho_{21} - i\Omega_c\rho_{23} + i\Omega_c\rho_{32} - \gamma_{21}\rho_{22} \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{33} = i\Omega_c\rho_{23} - i\Omega_c\rho_{32} - \gamma_{31}\rho_{33} \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -i\Omega_p\rho_{11} + i\Omega_p\rho_{22} + i\Delta_p\rho_{12} - i\Omega_c\rho_{13} - \frac{\gamma_{21}}{2}\rho_{12} \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{13} = i\Omega_p\rho_{23} - i\Omega_c\rho_{12} + i(\Delta_p + \Delta_c)\rho_{13} - \frac{\gamma_{31}}{2}\rho_{13} \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{23} = i\Omega_p\rho_{13} - i\Omega_c\rho_{22} + i\Omega_c\rho_{33} + i\Delta_c\rho_{23} - \frac{\gamma_{21} + \gamma_{31}}{2}\rho_{23} \quad (6)$$

同时满足 $\rho_{nm} = \rho_{mn}^*$ ($n, m=1, 2, 3$) 和载流子守恒条件 $\sum_{m=1}^3 \rho_{mm} = 1$ 。在这里, 假设 Ω_p 和 Ω_c 为都实数, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma$, 密度矩阵方程中的衰变率是唯象引入的。

把该系统放入单向环形腔中, 为了方便, 我们假定镜面 M_3 和 M_4 的反射率为 1, R 和 T ($R+T=1$) 分别表示镜面 M_1 和 M_2 的反射率和透射率。总的电磁场表达式写为: $E = \bar{E}e^{-i\omega t} + c.c.$, 这里 E_p 表示在环形腔内传播的探测场, 在缓慢包络近似下, 得到探测场传播满足的动力学方程

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + c \frac{\partial E_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p}{2\varepsilon_0} P(\omega_p) \quad (7)$$

式中: c 和 ε_0 分别为真空中的光速和介电常数, $P(\omega_p)$ 为在跃迁 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 中感应偏振极化强度的缓慢振荡项, 表示为 $P(\omega_p) = N\mu\rho_{21}$, 此处 N 是样品电子的数密度。在一理想调谐腔内稳态条件下, 输入光场 E_p^I 和输出光场 E_p^T 的边界条件之间的关系为

$$E_p(L) = E_p^T / \sqrt{T} \quad (8)$$

$$E_p(0) = \sqrt{T} E_p^I + R E_p(L) \quad (9)$$

L 是样品的长度, (9) 式右边的第二项描述了镜面的反馈机制, 双稳态是由它引起的, 所以 $R \neq 0$ 出现双稳态。

由平均场极限, 再辅以边界条件, 令 $x = \frac{\mu E_p^I}{\hbar \sqrt{T}}$ 和

$y = \frac{\mu E_p^T}{2\hbar \sqrt{T}}$, 把场规范化, 则得到输入—输出的关系表达式

$$y = 2x - iC\gamma\rho_{21} \quad (10)$$

式中: $C = \frac{N\omega_p L \mu^2}{2\hbar \varepsilon_0 c T}$, 表示电子合作参数; x 和 y 分别为输出强度和输入强度。

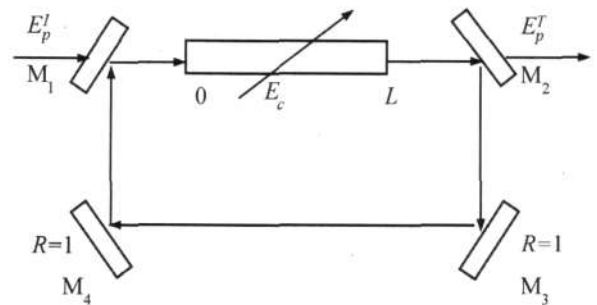


图2 单向环形腔示意图(腔内样品长度为 L)
Fig.2 Schematic diagram of an unidirectional ring cavity with sample of length L

2 数值结果与讨论

在稳态条件下,密度矩阵元满足 $\partial \rho_{ij}/\partial t = 0 (i, j = 1, 2, 3)$ 结合方程(10),求解相应的密度矩阵方程,利用Matlab编程工具,得到方程的稳态解。

图3(a)考虑耦合强度 Ω_c 对双稳态的影响,图中 $\Omega_c = 5\gamma, 3\gamma, 1.5\gamma$ 和 0.5γ 分别对应实线、虚线、点画线和点线,其它参数值分别为 $C = 200 \text{ meV}$, $\gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma = 1 \text{ eV}$, $\Delta_p = \gamma$, $\Delta_c = -\gamma$ 。可以很明显的看到耦合场强度的增加导致了双稳态阈值有很大程度上降低。可以定性地解释如下:通过在能级 $|2\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间加一个耦合场,可以显著地减少在 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 间的跃迁对探测场的吸收,加强原子介质的克尔非线性效应,这使得腔场容易达到饱和。同时,我们注意到很大的 Ω_c 值有助于观察到光学双稳态,因为阈值减小了。另外,如果 Ω_c 太大,如 $\Omega_c \geq 5\gamma$ 时,可能不会出现双稳态,所以对耦合场的选择要恰到好处。

在图3(b)中,我们给出了对应于不同合作参数 C 的双稳态行为变化。从图3(b)中很容易看出当合作参数 C 变小时,样品中的电子密度值减小,光学双稳态的阈值减小。而合作参数 $C = N\omega L\mu^2/2\hbar cT\gamma \propto N$, 即合作参数 C 和电子数密度 N 成正比。所以,随着电子合作参数 C 的增大即样品的电子数密度增大,半导体介质对探测场的吸收将增强,从而系统的光学双稳态阈值也将增大。反之,当 C 减小即电子数密度减小,半导体介质对探测场的吸收将减少,从而系统的光学双稳态阈值也将减小。另外,我们能够调控耦合量子

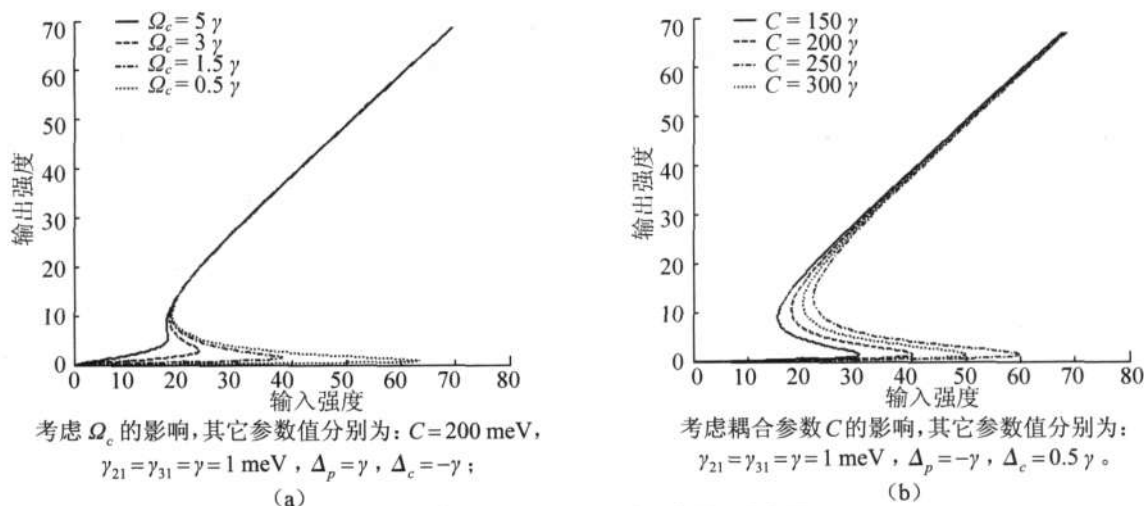


图3 输出强度 $|x|$ 和输入强度 $|y|$ 的关系曲线图
Fig.3 Curves of output field $|x|$ versus input field $|y|$

阱系统的偶极矩和对称性制备量子阱样品,获得较高的耦合参数 C 。

在图4中,我们考察了探测场失谐对光学稳态的影响,图中 $\Delta_p = 0$ 和 γ 分别对应实线和虚线,其它参数值分别为 $\gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma = 1 \text{ eV}$, $\Omega_c = 2.5\gamma$, $\Delta_c = 3\gamma$ 。研究发现对于一个小的失谐量 Δ_p ,我们看到多稳态,改变 Δ_p 的值,双稳态曲线的形状会随着 Δ_p 的变化而变化。多稳态的存在是因为在方程(10)中 y 不是变量 x 在某些变量范围内的一个三次多项式^[9]。对于某些应用领域,比如需要多个稳态结果,这时多稳态比双稳态更具有应用价值。我们发现通过对探测场失谐

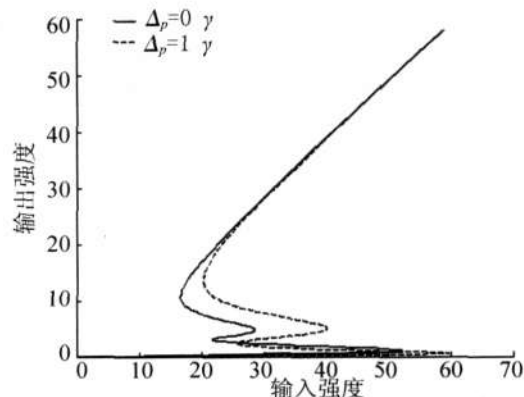


图4 输出强度 $|x|$ 和和输入强度 $|y|$ 的关系曲线图
Fig.4 Curves of output field $|x|$ versus input field $|y|$

的选取能够获得光学多稳态,这一结果的发现使得半导体量子阱在光学开光的研制中具有重要的参考价值。

3 结语

研究显示光学双稳态行为明显受到耦合场强度、探测场失谐以及合作参数的影响。数值分析结果显示随着耦合场强度的增加,双稳态阈值减小,当耦合场强度太大时,双稳态现象消失,另一研究结果显示若改变耦合参数,双稳态的阈值随之出现相应的变化。由此可以发现选择合适的物理参数,能够得到不同阈值的双稳态曲线,这可以用来有效控制双稳态阈值的大小和双稳回滞圈的范围。此外,通过对探测场失谐的选取,能够获得光学多稳态,这一现象的出现对光学多稳器件的实验提供了理论依据。

参考文献:

- [1] CHEN A X, DENG L, WU Q P. Ultra slow light propagation without any control light field [J]. Chinese Physics, 2007, 16 (11): 3386-3390.
- [2] VENGALATTORE M, HAFEZI M, LUKIN M D, et al. Optical bistability at low light level due to collective atomic recoil [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101 (12): 063901-063905.
- [3] HUANG Z H, CHEN A X, CHEN Z C, et al. Control of absorption and kerr nonlinearity based on quantum coherence without driving field [J]. Modern Physics Letters B, 2010, 24(30): 2921-2930.
- [4] LEE C R, LI Y C, MEN K F, PAO C H, et al. Model for an inversionless two-color laser [J]. Applied Physics Letters, 2005, 86 (4): 201112-2011123
- [5] GUO X Y, LI S S. Controllable optical bistability in photonic-crystal one-atom laser [J]. Phys Rev A, 2009, 80 (12): 043826-043835.
- [6] 陈爱喜, 陈德海, 王志平. 级联型四能级原子相干介质中的光学双稳态和多稳态[J]. 物理学报, 2009, 58(8): 5450-5454.
- [7] CHEN A X, WANG Z P, CHEN D H, et al. Optical bistability and multistability in a three-level Δ -type atomic system under the nonresonant condition [J]. Chinese Physics B, 2009, 18(3): 1072-1076.
- [8] BRISSINGER D, CLUZEL B, COILLET A. Near-field control of optical bistability in a nanocavity[J]. Phys Rev B, 2009, 80 (11): 033103-033107.
- [9] 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.

Optical Bistability and Multistability in Asymmetric Semiconductor Quantum Well

Chen Aixi, Chen Yuan, Yang Shaohai

(School of Basic Sciences, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

Abstract: The behavior of optical bistability and multistability based on intersubband transitions is studied in asymmetric semiconductor quantum well. When the quantum well structure, which is coupled by a control field and a probe field, is placed in an unidirectional ring cavity, the influences of the co-operation parameter, intensity of control field and frequency detuning on the optical bistability and multistability are investigated. The quantum well structure has an advantage of easy integration and adjustment, and its optical bistability and multistability has importantly practical value.

Key words: quantum well; optical bistability; frequency detuning