

文章编号: 0253-2239(2010)06-1809-07

初态与纯失相对半导体量子点 V 型三能级系统 拉比振荡的影响

柳闻鹃¹ 朱善华¹ 郝中华²

(¹ 湖南工业大学理学院, 湖南 株洲 412008; ² 武汉大学物理科学与技术学院, 湖北 武汉 430072)

摘要 相干光学操控半导体量子点(SQDs)激子态在量子信息、量子计算中具有很重要的应用。通过对影响量子点(QDs)拉比振荡因素的分析,可获得导致量子点体系退相干的物理机制,这为全光操控半导体量子点体系提供了理论依据。线偏振脉冲激光激发自组织 InGaAs QDs,运用系统粒子数主方程并结合光学布洛赫矢量推导了单脉冲激发下 V 型三能级系统激子动力学方程,利用此方程讨论了初始状态及纯失相对拉比振荡的影响。研究表明,可以通过改变系统初态条件和激发场的偏振角对该体系激子拉比振荡的振幅和频率进行调控,可以用纯失相强度相关衰减因子等效地分析 V 型三能级体系的退相干特性,从而使相关计算得到了简化。

关键词 量子光学;半导体量子点;激子动力学方程;拉比振荡;V 型三能级系统

中图分类号 O431 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103006.1809

Effect of Initial Conditions and Pure Dephasing on Rabi Oscillation in V-Type Three-Level of Semiconductor Quantum Dots

Liu Wenjuan¹ Zhu Shanhua¹ Hao Zhonghua²

(¹ College of Science, Hunan University of Technology, Zhuzhou, Hunan 412008, China
² College of Physics Science and Technology, Wuhan University, Wuhan, Hubei 430072, China)

Abstract The coherent optical control of exciton quantum states in semiconductor quantum dots (SQDs) is essential for quantum information and quantum computing. The decoherence physical mechanisms of quantum dots (QDs) can be acquired through analyzing the influence of Rabi oscillation, which provides the theoretic support on all-optical coherent control of multilevel excitonic system. Self-assembled InGaAs QDs is excited by the linear polarized pulse field, the exciton dynamics equations of a three-level V-type system with single pulse are deduced from the master equations of the populations and the Bloch vectors. Based on the exciton dynamics equations, the effect of initial conditions and pure dephasing on Rabi oscillation are discussed. The results show that the amplitude and frequency of Rabi oscillation on exciton can be manipulated by adjusting initial conditions and the polarization angle of excitation field, and the simple intensity dependent damping factor of pure dephasing can well describe the decoherence properties of the V-type three-level system, so that relevant calculation is simplified.

Key words quantum optics; semiconductor quantum dots; exciton dynamic equation; Rabi oscillation; V-type three-level system

1 引 言

应用量子理论全面而系统地研究光与量子体系的相互作用效应是量子光学的基础研究内容之一,相干光学操控半导体量子点激子态在量子信息、量子计算及激光技术领域具有重要的应用^[1~6]。自

2001 年 Stievater 等^[7]在 InGaAs 量子点中观察到了拉比振荡以来,人们对多种体系的量子点拉比振荡和量子干涉效应进行了广泛的研究^[8~11]。半导体量子点在外场作用下呈现出很多新颖的量子特性,而这些特性与其能级结构特点密切相关。分子

收稿日期: 2009-11-23; 收到修改稿日期: 2009-12-27

基金项目: 国家自然科学基金(10534030)和湖南省教育厅资助科研(09C322)资助课题。

作者简介: 柳闻鹃(1967—),女,硕士,副教授,主要从事量子光学理论方面的研究。E-mail: liuwjjs@163.com

束外延生长的量子点,由于形状各向异性,导致量子点第一激发态劈裂成两个正交的本征态 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 。对 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态的非线性光学操控在自旋弛豫和量子干涉^[12]、双激子产生^[7]、量子拍和拉曼拍^[13]等方面具有极其重要的应用,因而该体系的拉比振荡也倍受关注。2004年Muller等^[14]报道了利用拉比振荡研究半导体量子点各向异性特性,2005年Wang等^[10]在此系统中实现了两个量子位的量子数交换。最近Mgilevtsev等^[11]进一步分析了受限半导体体系拉比振荡与系统外界的关系。大量文献报道了原子分子体系V型三能级系统的量子干涉相关效应^[15,16],但对于量子点V型三能级系统拉比振荡特性的分析却少有报道。

本文利用线偏振脉冲激光激发自组织InGaAs量子点,运用系统粒子数演化主方程结合光学布洛赫矢量推导了激子动力学方程,运用该方程分析了初态条件对V型三能级系统中各态拉比振荡振幅和频率的影响以及纯失相对拉比振荡退相干的影响,为实现相干光学操控多能级激子体系提供了理论依据。

2 基本理论

2.1 系统模型

图1(a)为半导体量子点V型三能级系统的能级结构示意图,其中 $|v\rangle$ 和 $|g\rangle$ 分别为系统真空态和基态,相应的角频率为 ω_v, ω_g ($\omega_g = 0$)。 $|x\rangle$ 和

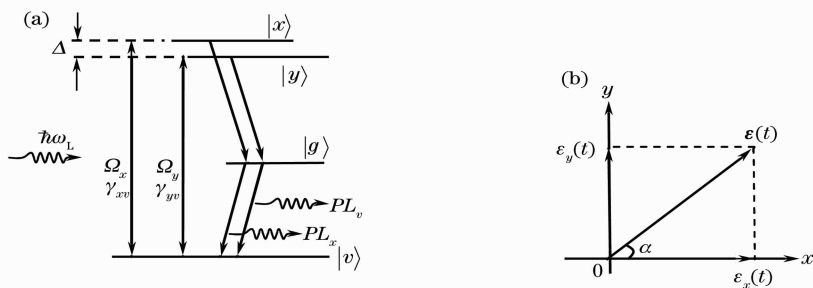


图1 (a) 半导体量子点V型和能级结构;(b) 线偏振激发光场的偏振示意图

Fig. 1 (a) Schematic diagram of V-type semiconductor quantum dots and (b) linear polarized excitation field

2.2 激子动力学方程

在单脉冲激发下,利用旋转波近似,V型三能级系统的哈密顿算符为

$$\hat{H} = \hbar\omega_x \hat{\sigma}_{xx} + \hbar\omega_y \hat{\sigma}_{yy} + \hbar\omega_v \hat{\sigma}_{vv} + \frac{1}{2} \hbar \{ [\hat{\sigma}_{rx} \Omega_x \exp(-i\omega_L t) + \hat{\sigma}_{yv} \Omega_y \exp(-i\omega_L t)] + H. c. \}, \quad (1)$$

式中 $\Omega_x = \mu_x \epsilon(t) \cos \alpha / \hbar$, $\Omega_y = \mu_y \epsilon(t) \sin \alpha / \hbar$ 分别表

$|y\rangle$ 为第一激发态分裂成的两个正交本征态,其对应的角频率为 ω_x 和 ω_y 。两个正交的本征态 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$,其偏振方向分别沿 x 和 y 方向,并分别只能与 x 和 y 方向的线偏振光耦合。 $|x\rangle$ 与 $|y\rangle$ 态能级间距 $\Delta = \omega_x - \omega_y$ 且 $\Delta \ll \omega_x - \omega_v, \omega_y - \omega_v$,在半导体量子点中这个能级间距是由量子点形状大小和各向异性决定, $\hbar\Delta$ 的值一般为几十微电子伏特。若激发脉冲角频率为 ω_L ,则失谐量为 $\delta_{iv} = \omega_{iv} - \omega_L$ (其中 $\omega_{iv} = \omega_i - \omega_L, i = x, y$)。

假设采用线偏振脉冲光激发,其偏振方向与 x 方向间的夹角记为 α ,如图1(b)所示,设光场的频率宽度大于 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态能级间距 Δ 。当线性偏振脉冲激发场对系统作用时,激子从真空态 $|v\rangle$ 被线性偏振光场共振激发到第一激发态 $|x\rangle$ (或 $|y\rangle$)态上,然后无辐射地弛豫到激子基态 $|g\rangle$,最后辐射跃迁到真空态 $|v\rangle$ 。偏振光致发光强度 PL_x (或 PL_y)与此过程中 $|x\rangle$ (或 $|y\rangle$)态上的粒子数成比例。当 $\alpha = 0$ (或 $\alpha = \pi/2$)时即激发光场偏振方向沿 x (或 y),仅仅 $|x\rangle$ (或 $|y\rangle$)被激发,在 $\alpha \neq 0, \pi/2$ 时,真空态 $|v\rangle$ 上的粒子将被同时激发到 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态上。 $\epsilon_x(t) = \epsilon(t) \cos \alpha, \epsilon_y(t) = \epsilon(t) \sin \alpha$,分别表示在 x 方向和 y 方向上激光光场振幅随时间变化的包络函数。对于ps/fs锁模脉冲激光, $\epsilon(t) = \epsilon_0 \text{sech}(t/\tau_p)$ 为电场振动的包络函数, ϵ_0 和 τ_p 分别为脉冲的峰值振幅和脉宽。

示粒子在态 $|x\rangle \sim |v\rangle$ 和 $|y\rangle \sim |v\rangle$ 之间跃迁的拉比振荡频率, μ_x, μ_y 分别为 $|x\rangle \sim |v\rangle, |y\rangle \sim |v\rangle$ 之间的跃迁偶极矩, $H. c.$ 为式中前面各项的复共轭, $\hat{\sigma}_{mn} = |m\rangle \langle n|$ ($m, n = x, y, v$)是薛定谔表象中的偶极跃迁算符。描述该系统动力学过程的主方程形式为

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - L(\hat{\rho}), \quad (2)$$

式中 $L(\hat{\rho})$ 为系统的耗散项^[17], 其表达式为

$$L(\hat{\rho}) = \frac{1}{2} [\gamma_{xv} (\hat{\sigma}_{xx} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xx} - 2\hat{\sigma}_{xx} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xx}) + \gamma_{yv} (\hat{\sigma}_{yy} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yy} - 2\hat{\sigma}_{yy} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yy}) + \gamma_{xy}^{\text{dp}} (\hat{\sigma}_{xy} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xy} - 2\hat{\sigma}_{xy} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xy}) + \gamma_{xy}^{\text{dp}} (\hat{\sigma}_{yx} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yx} - 2\hat{\sigma}_{yx} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yx}) + \gamma_{xy}^{\text{phn}} (\hat{\sigma}_{xx} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xx} - 2\hat{\sigma}_{xx} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xx}) + \gamma_{xy}^{\text{phn}} (\hat{\sigma}_{yy} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yy} - 2\hat{\sigma}_{yy} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yy}) + \frac{1}{2} \gamma_x^{\text{ph}} (\hat{\sigma}_{xx} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xx} - 2\hat{\sigma}_{xx} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{xx}) + \frac{1}{2} \gamma_y^{\text{ph}} (\hat{\sigma}_{yy} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yy} - 2\hat{\sigma}_{yy} \hat{\rho} \hat{\sigma}_{yy})], \quad (3)$$

式中 $\gamma_{i,j}$ ($i, j = x, y, v$) 表示从 $|i\rangle$ 态到 $|j\rangle$ 态的弛豫速率, $\gamma_{xy}^{\text{phn}} = \gamma_{yx}^{\text{phn}}$ 是由声子等过程造成的 $|x\rangle, |y\rangle$ 之间激子自旋弛豫速率, γ_{xy}^{dp} 是由 $|x\rangle \sim |v\rangle, |y\rangle \sim |v\rangle$ 偶极跃迁干涉导致的 $|x\rangle, |y\rangle$ 之间能量交换速率. $\gamma_x^{\text{ph}}, \gamma_y^{\text{ph}}$ 分别是 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态的纯相位退相干速率. $\hat{\rho} = |\phi\rangle\langle\phi|$ 为密度投影算符, 密度矩阵元 $\rho_{ij} = \langle i|\hat{\rho}|j\rangle$ ($i, j = x, y, v, i \neq j$) 其中 ρ_{ii} 表示 $|i\rangle$ 态上的粒子数. 为了更方便地研究三个态的粒子数动力学过程, 引入矢量^[18]

$$\mathbf{S} = [U_1, U_2, U_{xy}, V_1, V_2, V_{xy}, W_1, W_2], \quad (4)$$

式中

$$U_1 = \rho_{xv} \exp(i\omega_L t) + c. c., \quad V_1 = i\rho_{xv} \exp(i\omega_L t) + c. c., \quad W_1 = \rho_{xx} - \rho_{vv}, \quad V_{xy} = i\rho_{yx} + c. c.,$$

$$U_2 = \rho_{yv} \exp(i\omega_L t) + c. c., \quad V_2 = i\rho_{yv} \exp(i\omega_L t) + c. c., \quad W_2 = \rho_{yy} - \rho_{vv}, \quad U_{xy} = \rho_{yx} + c. c..$$

$[U_1, V_1, W_1]$ 和 $[U_2, V_2, W_2]$ 分别是 $|x\rangle \sim |v\rangle$ 和 $|y\rangle \sim |v\rangle$ 跃迁的光学布洛赫矢量, U_{xy} 和 V_{xy} 为两个量子比特的耦合项, 且由上述定义可以看出 W_1, W_2 分别表示 $|x\rangle \sim |v\rangle, |y\rangle \sim |v\rangle$ 之间的粒子数之差. 由(4)式第一项得

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} U_1 &= \frac{d}{dt} [\rho_{xv} \exp(i\omega_L t) + \rho_{vx} \exp(-i\omega_L t)] = \\ & i\omega_L \rho_{xv} \exp(i\omega_L t) + \exp(i\omega_L t) \frac{d}{dt} \rho_{xv} - i\omega_L \rho_{vx} \exp(-i\omega_L t) + \exp(-i\omega_L t) \frac{d}{dt} \rho_{vx}, \end{aligned}$$

将(2)式代入得

$$\frac{d}{dt} \rho_{ij} = \langle i | \frac{d}{dt} \hat{\rho} | j \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle i | \hat{H} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H} | j \rangle - \langle i | L(\hat{\rho}) | j \rangle, \quad (i, j = x, v)$$

将(1)和(3)式代入上式, 于是得

$$\frac{d}{dt} U_1 = -\delta_{iv} V_1 - \frac{1}{2} (\gamma_{xv} + \gamma_{xy}^{\text{ph}}) U_1 - \frac{1}{2} \gamma_{xy}^{\text{dp}} U_2 - \frac{1}{2} \Omega_y V_{xy},$$

式中 $\delta_{iv} = \omega_i - \omega_v - \omega_L$, ($i = x, y$), 同理可以得到 \mathbf{S} 其他参量对时间的导数的表示式, 由此得矢量 \mathbf{S} 满足的运动方程的矩阵形式为

$$\frac{d}{dt} \mathbf{S}(t) = \mathbf{M}(t) \mathbf{S}(t) - \mathbf{\Gamma} \mathbf{S}(t) - \mathbf{\Lambda}, \quad (5)$$

式中 $\mathbf{M}(t)$ 和 $\mathbf{\Gamma}$ 的表达式分别为

$$\mathbf{M}(t) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_y & \Omega_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Omega_y & 0 & 0 & 0 & -2\Omega_x & 0 \\ 0 & 0 & -\Omega_x & 0 & 0 & 0 & 0 & -2\Omega_y \\ \Omega_y & -\Omega_x & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\Omega_x & \Omega_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_x & 2\Omega_y & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} a & \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & 0 & \delta_{xv} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & b & 0 & 0 & \delta_{yv} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & 0 & 0 & -\Delta & \frac{1}{3}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & \frac{1}{3}\gamma_{xy}^{\text{dp}} \\ -\delta_{xv} & 0 & 0 & d & \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\delta_{yv} & 0 & \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & e & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta & 0 & 0 & f & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{3}{2}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & 0 & 0 & 0 & g & -\frac{2}{3}\gamma_{xv} - \gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{2}{3}\gamma_{yv} \\ 0 & 0 & \frac{3}{2}\gamma_{xy}^{\text{dp}} & 0 & 0 & 0 & -\frac{2}{3}\gamma_{yv} - \gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{2}{3}\gamma_{xv} & h \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$a = \frac{1}{2}\gamma_{xv} + \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{1}{2}\gamma_x^{\text{ph}}, \quad b = \frac{1}{2}\gamma_{yv} + \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{1}{2}\gamma_y^{\text{ph}}, \quad c = \frac{1}{2}\gamma_{xv} + \frac{1}{2}\gamma_{yv} + \frac{1}{2}\gamma_x^{\text{ph}} + \frac{1}{2}\gamma_y^{\text{ph}},$$

$$d = \frac{1}{2}\gamma_{xv} + \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{1}{2}\gamma_x^{\text{ph}}, \quad e = \frac{1}{2}\gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{1}{2}\gamma_{yv} + \frac{1}{2}\gamma_y^{\text{ph}}, \quad f = \frac{1}{2}\gamma_{xv} + \frac{1}{2}\gamma_{yv} + \gamma_{xy}^{\text{phn}} + \frac{1}{2}\gamma_x^{\text{ph}} + \frac{1}{2}\gamma_y^{\text{ph}},$$

$$g = \frac{4}{3}\gamma_{xv} - \frac{1}{3}\gamma_{yv} + \gamma_{xy}^{\text{phn}}, \quad h = \frac{4}{3}\gamma_{yv} - \frac{1}{3}\gamma_{xv} + \gamma_{xy}^{\text{phn}},$$

$$\mathbf{A} = \left[0, 0, \frac{2}{3}\gamma_{xy}^{\text{dp}}, 0, 0, 0, \frac{2}{3}\gamma_{xv} + \frac{1}{3}\gamma_{yv}, \frac{2}{3}\gamma_{yv} + \frac{1}{3}\gamma_{xv} \right]^T \text{ 因为在各向异性的半导体量子点中, } |x\rangle \sim |v\rangle$$

跃迁偶极矩 $\boldsymbol{\mu}_x$ 与 $|y\rangle \sim |v\rangle$ 跃迁偶极矩 $\boldsymbol{\mu}_y$ 相互垂直, 故 $\gamma_{xy}^{\text{dp}} = 2 \sqrt{\omega_{xv}^3 \cdot \omega_{yv}^3} / (3\hbar c^3) \boldsymbol{\mu}_x \cdot \boldsymbol{\mu}_y = 0$ 。为了便于描述, 引入三个有效参量: 有效偏向角 α_{eff} 、有效传输偶极矩 μ_{eff} 以及有效输入脉冲面积 θ_{eff} , 它们的定义分别为^[10]

$$\alpha_{\text{eff}} = \arctan(\mu_y \sin \alpha / \mu_x \cos \alpha), \quad (8)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \sqrt{\mu_x^2 \cos^2 \alpha + \mu_y^2 \sin^2 \alpha}, \quad (9)$$

$$\theta_{\text{eff}}(t) = (\mu_{\text{eff}} / \hbar) \int_{-\infty}^t \varepsilon(t') dt'. \quad (10)$$

3 数值结果与讨论

3.1 初态对 V 型三能级系统拉比振荡的影响

对于理想体系(没有衰减和失谐量为零的情况), 可以得到(5)式的解析解, 这有利于对系统拉比振荡特性进行分析和讨论。将 $\nu_{xv} = \nu_{yv} = 0, \nu_{xy} = 0, \nu_x^{\text{ph}} = \nu_y^{\text{ph}} = 0, \nu_{xy}^{\text{phn}} = 0, \Delta = 0$ 代入(5)式得

$$\begin{aligned} \rho_{xx}(t) = & \frac{1}{2} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} - \left(\frac{1}{2} \sin^2 \alpha_{\text{eff}} - \frac{3}{2} \sin^4 \alpha_{\text{eff}} \right) \rho_{xx}(0) - \left(\frac{1}{2} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} - \frac{3}{2} \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \right) \rho_{yy}(0) + \\ & 2[\rho_{xx}(0) - \rho_{yy}(0)] \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \cos \theta_{\text{eff}}(t) + \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \alpha_{\text{eff}}) \rho_{xx}(0) + \right. \\ & \left. (1 - \cos^2 \alpha_{\text{eff}}) \rho_{yy}(0) - \frac{1}{2} \right] \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \cos \theta_{\text{eff}}(t), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \rho_{yy}(t) = & \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_{\text{eff}} + \left(\sin^2 \alpha_{\text{eff}} - \frac{3}{2} \sin^4 \alpha_{\text{eff}} \right) \rho_{xx}(0) + \left(\cos^2 \alpha_{\text{eff}} - \frac{3}{2} \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \right) \rho_{yy}(0) - \\ & 2[\rho_{xx}(0) - \rho_{yy}(0)] \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \cos \left[\frac{1}{2} \theta_{\text{eff}}(t) \right] + \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \alpha_{\text{eff}}) \rho_{xx}(0) + \right. \\ & \left. (1 - \cos^2 \alpha_{\text{eff}}) \rho_{yy}(0) - \frac{1}{2} \right] \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \cos \theta_{\text{eff}}(t), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\rho_{vw}(t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \rho_{xx}(0) - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \rho_{yy}(0) - \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \alpha_{\text{eff}}) \rho_{xx}(0) + \left(1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \right) \rho_{yy}(0) - 1/2 \right] \cos \theta_{\text{eff}}(t), \quad (13)$$

式中 $\rho_{xx}(0), \rho_{yy}(0), \rho_{vw}(0)$ 是初始时刻 $|x\rangle, |y\rangle, |v\rangle$ 态的粒子数。三个有效参量的引入简化了(5)式解析解的形式。

3.1.1 初态处在真空态时系统拉比振荡的特性

设 $\rho_{xx}(0) = \rho_{yy}(0) = 0, \rho_{vw}(0) = 1$ 即系统的初态处在真空态 $|v\rangle$ 时, 由(11)~(13)式得(5)式的解析解为

$$\begin{cases} \rho_{xx}(t) = \cos^2 \alpha_{\text{eff}} \sin^2 [\theta_{\text{eff}}(t)/2], \\ \rho_{yy}(t) = \sin^2 \alpha_{\text{eff}} \sin^2 [\theta_{\text{eff}}(t)/2], \\ \rho_{vw}(t) = \cos^2 [\theta_{\text{eff}}(t)/2], \end{cases} \quad (14)$$

由(14)式得到 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态上粒子数的比值为 $\rho_{xx}/\rho_{yy} = \cot^2 \alpha_{\text{eff}}$, 即 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态的粒子数以相同的频率和位相振荡, 且两态上的粒子数的比值与时间无关, 仅与有效偏向角(即只与激发场的偏振方向)有关。设 $\mu_y/\mu_x = 1.3$, 取激发场的偏振角 $\alpha = 37.57^\circ$ 时则有效偏向角 $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$, 代入(14)式得: $\rho_{xx}(t) = \rho_{yy}(t)$ 表示 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态的粒子数相等, 且有 $\rho_{xx}(t) + \rho_{yy}(t) = \sin^2(\theta_{\text{eff}}/2)$, 该式在形式上与二能级系统单激发态上粒子数的拉比振荡函数形式相同, 因此可以认为该 V 型三能级系统可等效为两个子能级 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 构成的叠加态 $|xy\rangle$ 与真空态 $|v\rangle$ 耦合的二能级系统。结合(10)式可以认为 θ_{eff} 是叠加态的输入脉冲面积, 而 μ_{eff} 则是 $|xy\rangle \sim |v\rangle$ 的跃迁偶极矩。由(9)式可

以看出: 当 $\mu_x = \mu_y = \mu$ 时, $\alpha_{\text{eff}} = \alpha, \mu_{\text{eff}} = \mu$; 当 $\mu_x \neq \mu_y$ 时, 通过改变激发场的偏振角 α , 可以调节等效跃迁偶极矩 μ_{eff} 的大小。

由(5)式计算得到各态上粒子数随有效脉冲面积的变化关系如图 2 所示, 在图中实线表示理想体系各态上粒子数的振荡, 虚线表示非理想体系(有衰减)各态上粒子数的振荡。计算中取锁模激光器光场为

$$\epsilon(t) = (1/\tau_p^{1/2}) \cdot \epsilon_0 \operatorname{sech}[1.76(t-t_0)/\tau_p],$$

式中 $\tau_p = 4.5$ ps, $t_0 = 20$ ps, 其他相关参数值为 $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4, \delta_{xv} = \delta_{yv} = 0$, 初始条件 $\rho_{xx}(0) = \rho_{yy}(0) = 0, \rho_{vw}(0) = 1; \gamma_{xv} = \gamma_{yv} = 0.02$ ps⁻¹。计算中忽略了纯失相退相干项。

由图 2 可以看出, 当系统初态处于真空态时: 1) 对于理想体系, $|x\rangle, |y\rangle$ 和 $|v\rangle$ 拉比振荡的周期都为 2π , $|x\rangle, |y\rangle$ 态的振幅分别为 $\cos^2 \alpha_{\text{eff}}$ 和 $\sin^2 \alpha_{\text{eff}}$, $|x\rangle, |y\rangle$ 态的粒子数随有效输入脉冲面积增大而振幅不变; 2) 对于非理想体系, 各态拉比振荡的周期均为 2π , 振幅比理想体系的小, 但振幅并不随有效输入脉冲面积增大而改变, 这种振荡特性与原子分子体系中观察到的拉比振荡的线性符合较好^[15], 但与半导体量子点体系中激子拉比振荡随输入脉冲面积的增大而迅速衰减不符^[19]。

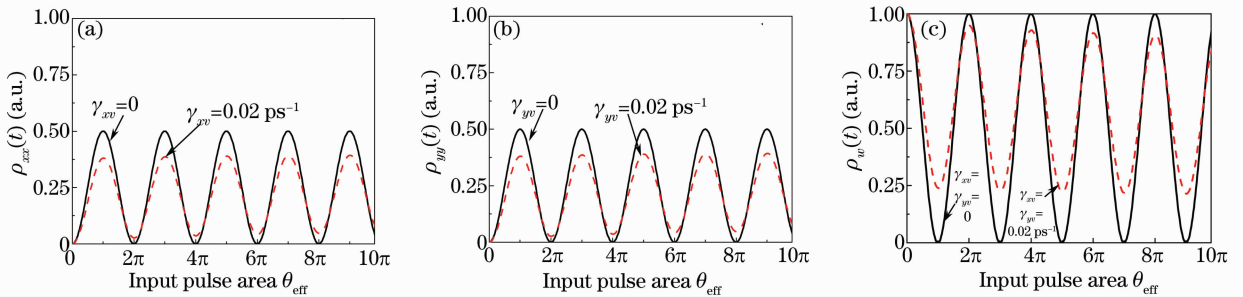


图 2 $\rho_{vw}(0) = 1, \rho_{xx}(0) = \rho_{yy}(0) = 0, \alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ 时理论计算得到各态粒子数随有效输入脉冲面积的变化曲线, (a), (b) 和 (c) 分别表示 $|x\rangle$ 态、 $|y\rangle$ 态和 $|v\rangle$ 态

Fig. 2 Theoretical evolution of the populations as a function of effective input pulse area θ_{eff} with $\rho_{vw}(0) = 1, \rho_{xx}(0) = \rho_{yy}(0) = 0, \alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ for states (a) $|x\rangle$, (b) $|y\rangle$ and (c) $|v\rangle$

3.1.2 初态处在 $|x\rangle$ 态时系统拉比振荡的特性

假设系统的初始态处在 $|x\rangle$ 态, 即初始条件为 $\rho_{vw}(0) = \rho_{yy}(0) = 0, \rho_{xx}(0) = 1$, (5)式解析解为

$$\begin{cases} \rho_{xx}(t) = \{1 - 2\cos^2 \alpha_{\text{eff}} \sin^2 [\theta_{\text{eff}}(t)/4]\}^2, \\ \rho_{yy}(t) = \{\sin(2\alpha_{\text{eff}}) \sin^2 [\theta_{\text{eff}}(t)/4]\}^2, \\ \rho_{vw}(t) = \{\cos \alpha_{\text{eff}} \sin [\theta_{\text{eff}}(t)/2]\}^2, \end{cases} \quad (15)$$

取 $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ 时, 则(15)式化简为

$$\begin{cases} \rho_{xx}(t) = \cos^4 \left[\frac{\theta_{\text{eff}}(t)}{4} \right], \\ \rho_{yy}(t) = \sin^4 \left[\frac{\theta_{\text{eff}}(t)}{4} \right], \\ \rho_{vv}(t) = \frac{1}{2} \sin^4 \left[\frac{\theta_{\text{eff}}(t)}{2} \right], \end{cases}$$

利用数值求解作出的各态粒子数随等效脉冲面积的变化曲线, 如图 3 所示, 实线为理想体系(取弛豫速率 $\gamma_{xv} = \gamma_{yv} = 0$), 虚线为非理想体系(取弛豫速率 $\gamma_{xv} = \gamma_{yv} = 0.02 \text{ ps}^{-1}$), 计算中取 $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$, $\delta_{xv} = \delta_{yv} = 0$, 忽略了纯失相退相干项。由图 2, 图 3 可以

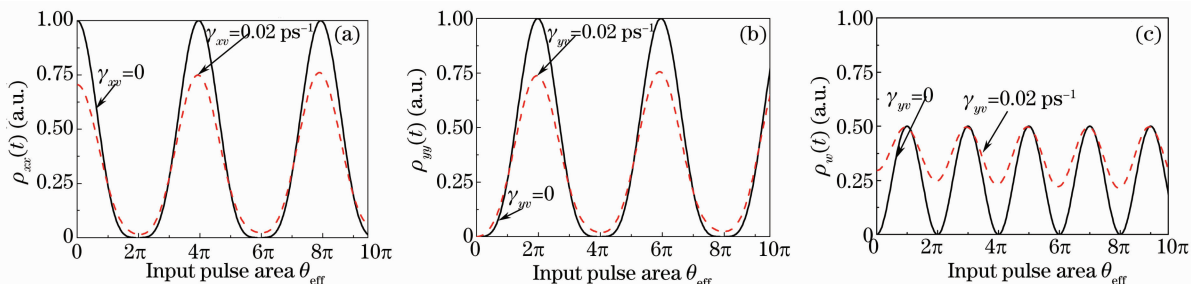


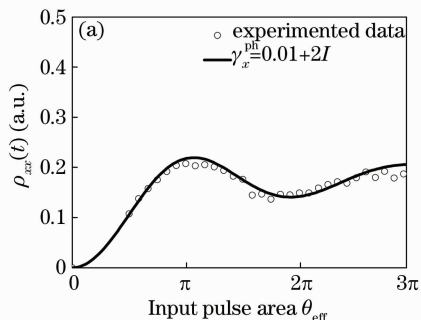
图 3 $\rho_{xx}(0) = 1$, $\rho_{xv}(0) = \rho_{yv}(0) = 0$, $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ 时理论计算得到各态粒子数随有效输入脉冲面积的变化曲线, (a), (b) 和 (c) 分别表示 $|x\rangle$ 态、 $|y\rangle$ 态和 $|v\rangle$ 态

Fig. 3 Theoretical evolution of the populations as a function of effective input pulse area θ_{eff} with $\rho_{xx}(0) = 1$, $\rho_{xv}(0) = \rho_{yv}(0) = 0$, $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ for states (a) $|x\rangle$, (b) $|y\rangle$ and (c) $|v\rangle$

在半导体量子点中, 由于各向异性使得原本能级简并的激子激发态劈裂成量子数 $m = \pm 1$ 的两个正交的偏振本征态。用特定的脉冲相干操纵 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态上的粒子数与操纵激子自旋的相位和振幅的情况相似, 上述讨论为全光相干操纵多能级激子系统提供了理论依据。

3.2 纯失相对 V 型三能级系统拉比振荡的影响

上述讨论均未考虑纯失相对拉比振荡的影响, 对于实际的固态体系存在纯失相 γ^{ph} ^[20] 它是一个不引起激子态上粒子数的减少, 不直接改变各态上的能级寿命, 仅破坏相干性的弹性散射过程。纯失相



得出如下结论: 1) 对于理想体系, $|x\rangle$, $|y\rangle$ 态拉比振荡的频率相同, 振幅都为 1, 但是 $|x\rangle$, $|y\rangle$ 态变化趋势相反, 可以看作是粒子数在这两个正交本征态之间振荡。由于在这两个正交本征能级之间的直接偶极跃迁是禁戒的, 所以这种振荡是通过它们共有的真空态 $|v\rangle$ 耦合实现的。2) $|x\rangle$ 态和 $|y\rangle$ 态的拉比振荡周期均是真空态 $|v\rangle$ 的拉比振荡周期的两倍。3) 对于非理想体系, $|x\rangle$, $|y\rangle$ 态拉比振荡的频率相等与理想体系相同, 振幅不随等效输入脉冲面积而变, 但振幅小于 1。可见, 通过调节粒子数的初始分布, 可以实现粒子数在两个正交本征态之间的振荡。

的产生机制是由热振动引起的量子点能级的微小随机涨落, 因此可以通过降低温度的方法减小 γ^{ph} ^[20]。

考虑到拉比振荡的振幅随激发光强增大而减小, 引入与强度相关的项 aI (I 为激发光强的平均值, a 为常数), 令 $\gamma^{\text{ph}} = \gamma_0^{\text{ph}} + aI$, 其中 γ_0^{ph} 即为由量子点本身性质决定的内禀纯失相^[9, 20]。基于 $\gamma^{\text{ph}} = \gamma_0^{\text{ph}} + aI$ 这一等效模型, 利用(5)式计算得到了半导体量子点 V 型三能级系统 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 态上的粒子数随入射脉冲面积 θ_{eff} 变化的关系曲线, 如图 4 所示。计算中取: 设锁模激光器光场为 $\epsilon(t) = (1/\tau_p^{1/2}) \cdot \epsilon_0 \text{sech}[1.76(t - t_0)/\tau_p]$, $\delta_{xv} = \delta_{yv} = \omega_{xy}/2$, 初始条

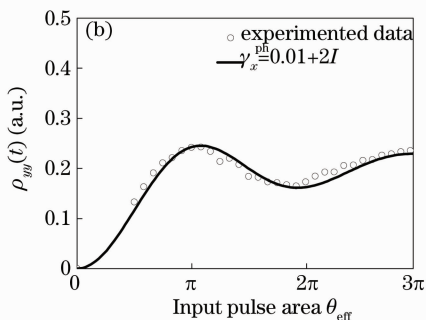


图 4 γ^{ph} 强度相关时, 理论计算得到的激子 $|x\rangle$ 态 (a) 和 $|y\rangle$ 态 (b) 上的粒子数 ρ_{xx} 和 ρ_{yy} 随入射脉冲面积 θ_{eff} 变化的关系

Fig. 4 Numerical simulation of ρ_{xx} (a) and ρ_{yy} (b) as functions of effective input pulse area θ_{eff} when γ^{ph} is intensity dependent

件 $\rho_{xx}(0) = \rho_{yy}(0) = 0, \rho_{ww}(0) = 1; \tau_p = 4.5 \text{ ps}$, $t_0 = 20 \text{ ps}, \gamma_{xv} = \gamma_{xw} = 0.05 \text{ ps}^{-1}, \gamma_x^{\text{ph}} = \gamma_y^{\text{ph}} = (0.01 + 2I) \text{ ps}^{-1}$ 。图中圆圈为 Wang 等^[9]的实验数据, 实线是理论模拟的结果。由图 4 可见, 纯失相 γ^{ph} 强度相关理论模拟的结果与报道的实验结果符合得较好, 证明纯失相强度相关等效模型是合理的。此外, 这种振荡特性说明半导体量子点体系与原子分子体系不同, 半导体量子点体系中激子拉比振荡随输入脉冲面积的增大而迅速衰减, 其能量弛豫过程比原子和分子体系更复杂。Wang^[21]课题组已于 2005 年研究表明, 在 InGaAs 量子点中, 量子点与浸润层的相关作用是导致激子拉比振荡衰减的主要机制, 本文研究表明在只考虑粒子数随入射场的变化时, 可以用简单的纯失相强度相关衰减模型^[22]来等效地分析 V 型三能级系统的 Rabi 振荡衰减特性。

4 结 论

通过单脉冲激发下粒子数运动方程, 计算了 InGaAs 量子点 V 型三能级系统的拉比振荡。分析表明, 在无衰减的理想情况下密度矩阵方程的解析解给出了系统基本特征, 即当初态处在真空态、 $\alpha_{\text{eff}} = 0$ 或 $\pi/2$ 时, 此三能级系统退化为简单的二能级系统; 当 $\alpha_{\text{eff}} = \pi/4$ 时, 可等效为两个子能级 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 构成的叠加态 $|xy\rangle$ 与真空态 $|v\rangle$ 耦合的二能级系统, 而 $|xy\rangle$ 与真空态 $|v\rangle$ 之间的等效跃迁偶极矩 α_{eff} 可以通过改变激发场的偏振角 α 进行调节, 各态上的粒子的振荡周期均为 2π ; 当初态处在 $|x\rangle$ 时, 通过真空态耦合作用粒子数在两个正交子能级 $|x\rangle$ 和 $|y\rangle$ 之间振荡; 在纯失相中引入强度相关的等效模型, 通过数值模拟结果与已有的实验结果比较, 证实了该等效模型的合理性, 说明当仅仅只考虑粒子数随入射场的变化时, 可以用简单的纯失相强度相关衰减模型来等效地分析量子点 V 型三能级体系的拉比振荡衰减特性。

致谢 对武汉大学物理学院王取泉教授给予的有益讨论及程木田博士的帮助, 深表谢意!

参 考 文 献

- 1 I. Chiorescu, Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans *et al.*. Coherent quantum dynamics of a superconducting flux qubit[J]. *Science*, 2003, **299**(5614): 1869~1871
- 2 N. H. Bonadeo, J. Erland, D. Gammon *et al.*. Coherent optical control of the quantum state of a single quantum dot[J]. *Science*, 1998, **282**(5393): 1473~1476
- 3 Q. Q. Wang, A. Muller, P. Bianucci *et al.*. Quality factors of qubit rotations in single semiconductor quantum dots[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**(3): 031904

- 4 Ning Yongqiang, Gao Xin, Wang Lijun *et al.*. Lasing characteristics of InGaAs/GaAs ridge-like quantum dots laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **29**(4): 293~296
- 5 宁永强, 高欣, 王立军等. InGaAs/GaAs 量子点类脊型激光器的激射特性[J]. *中国激光*, 2002, **29**(4): 293~296
- 5 D. Bimberg, C. Meuer, M. Lammlin *et al.*. Nonlinear properties of quantum dot semiconductor optical amplifiers at $1.3 \mu\text{m}$ [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(10): 724~726
- 6 Wang Jiaxian, Guo Hengqun, Li Liwei *et al.*. Passive mode-locking in Nd:YAG laser using nanocrystalline silicon embedded in SiNx film[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11): 1498~1501
- 7 王加贤, 郭亨群, 李立卫等. 纳米 Si 镶嵌 SiNx 薄膜实现 Nd:YAG 激光器被动锁模[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11): 1498~1501
- 7 T. H. Stievater, X. Q. Li, D. G. Steel *et al.*. Rabi oscillations of excitons in single quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(13): 133603
- 8 H. Htoon, T. Takagahara, D. Kulik *et al.*. Interplay of Rabi oscillations and quantum interference in semiconductor quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(8): 087401
- 9 Q. Q. Wang, A. Muller, P. Bianucci *et al.*. Decoherence processes during optical manipulation of excitonic qubits in semiconductor quantum dots[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(3): 035306
- 10 Q. Q. Wang, A. Muller, M. T. Cheng *et al.*. Coherent control of a V-type three-level system in a single quantum dot[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(3): 187404
- 11 D. Mogilevtsev, A. P. Nisovtsev, S. Kilin *et al.*. Driving-dependent damping of Rabi oscillations in two-level semiconductor systems[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(1): 017401
- 12 Q. Q. Wang, A. Muller, P. Bianucci *et al.*. Internal and external polarization memory loss in single semiconductor quantum dots [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**(14): 142112
- 13 A. S. Lenihan, M. V. Gurudev Dutt, D. G. Steel *et al.*. Raman coherence beats from entangled polarization eigenstates in InAs quantum dots[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(5): 223601
- 14 A. Muller, Q. Q. Wang, P. Bianucci *et al.*. Determination of anisotropic dipole moments in self-assembled quantum dots using Rabi oscillations[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **84**(6): 981
- 15 S. Swain, P. Zhou, Z. Ficek. Intensity-intensity correlations and quantum interference in a driven three-level atom[J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **61**(4): 043410
- 16 Kong Fanzhi, Zhou Ming, Huang Chunjia. Quantum coherence properties of atom laser induced by light field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7): 1395~1399
- 17 孔凡志, 周明, 黄春佳. 光场诱导的原子激光的量子相干性[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1395~1399
- 17 Liu Wenjuan, Li Yaoyi. Cross-polarized single photon emission from single semiconductor quantum dots with V-type level driven by pulse field[J]. *Commun. Theor. Phys.*, 2008, **50**(6): 1417~1421
- 18 M. T. Cheng, H. J. Zhou, S. D. Liu *et al.*. Quantum interference and population swapping in single quantum dots with V-type three-level[J]. *Solid State Commun.*, 2006, **137**(8): 405
- 19 A. Zrenner, E. Beham, S. Stuffer *et al.*. Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode [J]. *Nature*, 2002, **418**(6989): 612
- 20 V. M. Axt, T. Kuhn, A. Vagov *et al.*. Phonon-induced pure dephasing in exciton-biexciton quantum dot systems driven by ultrafast laser pulse sequences[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(12): 125309
- 21 H. J. Zhou, S. D. Liu, M. T. Cheng *et al.*. Rabi oscillation damped by exciton leakage and auger capture in quantum dots[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(23): 3213~3215
- 22 Liu Wenjuan, Liu Shaoding, Li Jianbo *et al.*. Effect of wetting layer transition and pure dephasing on Rabi oscillation decoherence in semiconductor quantum dots [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(5): 1391~1394
- 柳闻鹃, 刘绍鼎, 李建波等. 半导体量子点中浸润层跃迁与纯失相对 Rabi 振荡退相干的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(5): 1391~1394