

纵波光学声子耦合对级联型电磁感应透明半导体量子阱中暗-亮光孤子类型的调控

唐宏 王登龙 张蔚曦 丁建文 肖思国

Controlling of dark or bright soliton type in a cascade-type electromagnetically induced transparency semiconductor quantum well by the coupling longitudinal optical phonons

Tang Hong Wang Deng-Long Zhang Wei-Xi Ding Jian-Wen Xiao Si-Guo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 034202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.034202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.034202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

负性向列相液晶中 1+1 维空间光孤子: 微扰法

(1+1)-dimensional spatial optical soliton in nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy: perturbation method

物理学报.2016, 65(9): 094204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094204>

拉曼增益和自陡峭效应对艾里脉冲传输特性的影响

Influences of Raman gain and self-steepening on the propagation characteristic of Airy pulse

物理学报.2016, 65(7): 074204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074204>

在反常色散区艾里脉冲与光孤子相互作用规律的研究

Research on the interaction of Airy pulse and soliton in the anomalous dispersion region

物理学报.2016, 65(2): 024208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024208>

拉曼增益对高双折射光纤中暗孤子俘获的影响

Raman effect on dark soliton trapping in high birefringence fiber

物理学报.2015, 64(18): 184211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184211>

电磁诱导透明系统中的暗孤子

Dark soliton in the system of electromagnetically induced transparency

物理学报.2015, 64(6): 064202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064202>

纵波光学声子耦合对级联型电磁感应透明半导体量子阱中暗-亮光孤子类型的调控*

唐宏¹⁾ 王登龙^{1)†} 张蔚曦²⁾ 丁建文¹⁾ 肖思国¹⁾

1) (湘潭大学物理与光电工程学院, 湘潭 411105)

2) (铜仁学院物理与电子工程学院, 铜仁 554300)

(2016年4月19日收到; 2016年10月3日收到修改稿)

利用多重尺度法, 解析地研究了计及纵波光学声子耦合弛豫效应下级联型三能级电磁诱导透明半导体量子阱介质中时间光孤子的动力学特征. 结果表明: 纵波光学声子耦合强度的大小能有效调控体系时间光孤子的类型; 发现孤子的群速度也可通过纵波光学声子耦合强度和控制光来调控. 这为实验上如何操控半导体量子阱的孤子动力学提供了一定的理论依据.

关键词: 纵波光学声子耦合, 电磁诱导透明, 半导体量子阱

PACS: 42.65.Tg, 42.81.Dp, 73.21.Fg, 78.67.De

DOI: 10.7498/aps.66.034202

1 引言

通过电磁诱导透明 (EIT) 技术^[1,2], 光学介质能获得显著的非线性效应且极大地抑制了介质对入射光的吸收^[3-5]. 通常人们把利用电场诱导透明技术应用的光学介质称为 EIT 介质. 最早 EIT 介质的应用是在超冷原子体系, 早在二十世纪九十年代就受到关注^[6-9]. 最具代表意义的是 Hau 等^[9]在超冷钠原子介质中把光脉冲的群速度降到了 17 m/s, 由于光的超慢传输便以将其存储起来. 因此, EIT 介质中光孤子超慢传输^[9-14]和光存储^[15]一直是非线性光学研究的热点之一. 然而, 由于超冷原子介质温度过低, 材料性能难以精准控制, 很难形成大规模处理, 因而在实际应用中受到很大制约. 随着半导体工艺的发展, 半导体量子阱、量子点、量子线等半导体量子局限材料被认为是最有希望实现 EIT 应用的介质. 这是因为这类材料不仅具有分立的能级结构, 而且还拥有很大的非线性光学

参数、电偶极矩、参数可调及灵活性很强等^[16-18]性质.

作为半导体量子结构局限材料之一的半导体量子阱, 其导带能级之间的纵波光学声子交叉耦合效应已被实验证实^[19-22]. 研究表明, 纵波光学声子交叉耦合效应能调节 N 型四能级非对称半导体量子阱中的光孤子的幅度和群速度^[23]; 且当考虑高阶效应时, 纵波光学声子交叉耦合效应对 N 型四能级非对称半导体量子阱的孤子动力学具有一定的影响^[24]. 然而, 迄今为止很少研究级联型量子阱中纵波光学声子耦合效应对孤子动力学性质的影响.

近年来的研究表明, 暗孤子在传输上较亮孤子有明显的优势. 例如在相同的介质中, 传输相同的距离, 暗孤子的脉冲幅度衰减比亮孤子慢, 暗孤子的脉冲展宽也比亮孤子慢. 此外, 在相同的噪声背景下, 暗孤子受到噪声的影响比亮孤子要小^[25]. 因此, 怎样实现由亮孤子向暗孤子类型的转化是一个很有意义的研究课题. 尽管已有研究表明, 在半导体

* 国家自然科学基金 (批准号: 11474245, 11374252, 51372214) 和贵州省教育厅自然科学研究项目 (批准号: KY(2015)384, KY(2015)446) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dlwang@xtu.edu.cn

体量子阱中, 可以通过改变子带间偶极矩跃迁的强度, 实现亮孤子和暗孤子之间的相互转换^[26]; 在半导体量子点中, 通过改变控制光强度的大小可实现亮孤子和暗孤子之间的相互转化^[27]. 然而一直未展开纵波光学声子交叉耦合效应能否实现对量子阱中亮孤子和暗孤子的转化研究.

半导体量子阱中的暗孤子不仅保持了光孤子在EIT介质中超慢传输便于存储的特点, 还能充分利用暗孤子在信息传输上的优势提高半导体材料实际应用的潜力. 因此, 很有必要研究在量子结构材料中如何实现由亮孤子向暗孤子的转化.

因此, 本文重点考虑级联型三能级量子阱中纵波光学声子耦合效应对亮孤子和暗孤子类型的调节作用. 研究表明: 当纵波光学声子交叉耦合强度较小时, 能在级联型三能级量子阱中得到稳定的暗孤子; 而当纵波光学声子耦合强度较大时, 能在级联型三能级量子阱中得到稳定的亮孤子; 通过改变纵波光学声子耦合强度的大小还能实现孤子群速度正-负之间的相互转化.

2 级联型三能级半导体量子阱中光孤子的解析解

目前, 实验上^[28]已能在GaAs/AlInAs多量子阱中利用反Stark分裂效应使半导体量子阱体系能级分裂为键态和反键态, 从而形成级联型三能级EIT多量子阱模型, 且其能级之间会出现量子相干效应. 基于此, 我们考虑了一个级联型三能级量子阱, 它是由4.8 nm的In_{0.47}Ga_{0.53}As, 0.2 nm的Al_{0.48}In_{0.52}As以及4.8 nm的In_{0.47}Ga_{0.53}As耦合形成的量子阱, 相邻的耦合量子阱之间由36 nm厚的调制掺杂Al_{0.48}In_{0.52}As的势垒隔开, 共30层^[28]; 以及纵波光学声子弛豫交叉耦合过程, 如图1所示. 图中的能级|1>表示粒子布局的初始态,

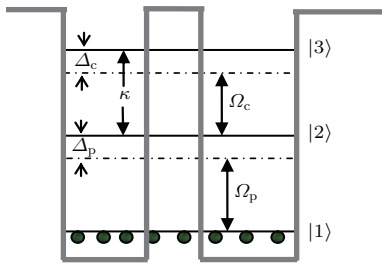


图1 级联型三能级多量子阱模型

Fig. 1. The model of a multiple cascade-type three-level semiconductor quantum well.

能级|2>, |3>分别为反Stark分裂后所形成的键态和反键态. 其中探测光 Ω_p 作用在能级|1>和|2>之间; 控制光 Ω_c 作用在能级|2>和|3>之间; κ 表示|2>, |3>能级之间经过反Stark分裂效应使体系能级分裂为键态和反键态能级之后形成的纵波光学声子弛豫交叉耦合的过程. 在相互作用表象下, 采用旋波近似和电偶极近似后, 级联型三能级EIT多量子阱的哈密顿量为

$$H_{\text{int}} = \hbar[\Delta_p|2\rangle\langle 2| + (\Delta_p + \Delta_c)|3\rangle\langle 3| - (\Omega_p|2\rangle\langle 1| + (i\kappa + \Omega_c)|3\rangle\langle 2|) + \text{h.c.}], \quad (1)$$

其中 $\Omega_p = u_{21}E_p/2\hbar$ 和 $\Omega_c = u_{32}E_c/2\hbar$ 分别表示探测光和控制光的半拉比频率; $\Delta_p = \omega_{21} - \omega_p$ 与 $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ 分别为探测光和控制光与相应能级的单光子失谐. ω_p 和 ω_c 分别为探测和控制光的中心频率. $\mathbf{u}_{ij} = u_{ij} \cdot \mathbf{e}_L (i, j = 1, 2, 3)$ 表示在能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 的电偶极矩. 系统的电场矢量 $\mathbf{E} = \sum_{l=b,c,p} \mathbf{e}_l \varepsilon_l \exp[i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega_l t)] + \text{E.c.}$, 其中 $\mathbf{e}_l, \mathbf{k}_l$ 及 ε_l 分别是极化方向、波矢及第 l 个场所形成的包络; E.c.表示电场的复共轭项. (1)式中的h.c.代表体系哈密顿量的复共轭项. 运用线性薛定谔方程 $i\hbar\partial\Psi/\partial t = H_{\text{int}}\Psi$, 就可得到相互作用表象中的麦克斯韦-薛定谔方程组:

$$i\frac{\partial A_1}{\partial t} + \Omega_p^* A_2 = 0, \quad (2a)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial t} + d_2\right)A_2 + \Omega_p A_1 + (\Omega_c^* - i\kappa)A_3 = 0, \quad (2b)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial t} + d_3\right)A_3 + (\Omega_c + i\kappa)A_2 = 0, \quad (2c)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_p + \frac{c}{2\omega_p}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Omega_p + k_{12}A_2A_1^* = 0, \quad (2d)$$

式中 $d_2 = -\Delta_p + i\gamma_2$, $d_3 = -(\Delta_p + \Delta_c) + i\gamma_3$. 能级 $|j\rangle$ 中粒子布局概率幅 A_j 满足于归一化条件 $\sum_{j=1}^3 |A_j|^2 = 1$. 能级 $|j\rangle (j = 2, 3)$ 总的衰减率 γ_j 由粒子数衰减 γ_{jl} (主要受纵波光学声子低温辐射的影响)和相移衰减率 γ_{jd} (受电子-电子散射、声子散射、弹性截面的粗糙程度的影响)组成, 即 $\gamma_j = \gamma_{jl} + \gamma_{jd}$. $\kappa = (\gamma_{2l}\gamma_{3l})^{1/2}$ 描述了|2>和|3>能级之间纵波光学声子弛豫的强度, 其大小与介质体系温度和相移衰减有关^[19-21]. 方程(2d)的第二项

描述的是系统的衍射效应. $k_{12} = 2\pi N_a |u_{12}|^2 \omega_p / \hbar c$ 是传播系数, 其中 N_a 表示原子数密度.

由于方程 (2) 不可积, 一般无法直接得到其解析解. 因此我们在此采用多重尺度法 [29–32] 来研究探测场的演变并对概率幅和探测光做渐近展开,

$$\begin{aligned} A_1 &= 1 + \sum_{l=2}^{\infty} \varepsilon^l A_1^l, \\ A_l &= \sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon^l A_j^l, \\ \Omega_p &= \sum_{l=1}^{\infty} \varepsilon^l \Omega_p^l, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 ε 是描述基态粒子布局损耗的微小参量, 且假定概率幅 $A_j^l (j = 2, 3; l = 1, 2, 3)$ 和探测光 Ω_p^l 都是多重尺度变量 $t_l = \varepsilon^l t (l = 0, 1)$, $z_l = \varepsilon^l z (l = 0, 1, 2)$, $x_1 = \varepsilon x$, 及 $y_1 = \varepsilon y$ 的函数. 将方程 (3) 代入方程 (2) 就可得到麦克斯韦薛定谔方程组的演化方程为

$$i \frac{\partial A_1^l}{\partial t_0} = \alpha^l, \quad (4a)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t_0} + d_2 \right) A_2^l + \Omega_p^l + (\Omega_c^* - i\kappa) A_3^l = \beta^l, \quad (4b)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t_0} + d_3 \right) A_3^l + (\Omega_c + i\kappa) A_2^l = \gamma^l, \quad (4c)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_p^l + k_{12} A_2^l = \delta^l. \quad (4d)$$

然后, 假设 $\Omega_p^l = F \exp(i\theta)$, 其中 $\theta = K(\omega)z - \omega t$, F 为慢变量 $x_1, y_1, t_1, z_j (j = 1, 2, 3)$ 的待定包络函数.

在一阶的情况下, 可得到体系的线性色散关系式为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \frac{k_{12} D_p}{D}, \quad (5)$$

其中 $D = (\Omega_c^* - i\kappa)(\Omega_c + i\kappa) - (\omega + d_2)(\omega + d_3)$, $D_p = (\omega + d_3)$. 随后将探测光的 $K(\omega)$ 按其中心频率 ($\omega = 0$) 做泰勒展开, 有

$$K(\omega) = K_0 + K_1(\omega) + K_2(\omega) + \cdots, \quad (6)$$

其中 $K_0 = \phi + i\alpha/2$, ϕ 是通过介质后的单位相移量, α 为探测光的线性吸收系数.

$$K_1 = dK(\omega)/d\omega|_{\omega=0},$$

$$K_2 = d^2 K(\omega)/d\omega^2|_{\omega=0},$$

K_1 与探测场的群速度有关, K_2 描述的是探测场的群速度色散效应.

由二阶可解条件可得

$$i \left(\frac{\partial F}{\partial z_1} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial F}{\partial t_1} \right) = 0, \quad (7)$$

其中 $V_g = \text{Re}(1/K_1)$ 是探测光场包络 F 的传播群速度.

类似地, 通过三阶可解条件有

$$\begin{aligned} i \frac{\partial F}{\partial z_2} - \frac{K_2}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial t_1^2} + \frac{c}{2\omega_p} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) F \\ - W \exp(-\bar{\alpha} z_2) |F|^2 F = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\bar{\alpha} = 2\alpha$, $W = \frac{k_{12} D_p}{D} \left(\frac{|D_p|^2 + D - D_p}{|D|^2} \right)$, 此处 W 是刻画系统的非线性效应.

由方程 (7) 和 (8) 可得

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} \right) U - \frac{K_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} \\ + \frac{c}{2\omega_p} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) U - W |U|^2 U = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

在推导方程 (9) 的过程已利用关系式 $\Omega_p \approx \varepsilon \Omega_p^1 = \varepsilon F \exp(iK_0 z) = U \exp(iK_0 z)$ 和 $\tau = t - z/V_g$. 由于非线性方程 (9) 是复系数方程, 往往是不可积的. 然而, 根据现有实验条件 [22,31,33], 可计算出系数 K_2 和 W 的虚部远远小于其实部, 从而方程 (9) 可表示成

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} \right) U - \frac{K_{2r}}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} \\ + \frac{c}{2\omega_p} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) U - W_r |U|^2 U = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

方程 (10) 中字母下标 r 表示仅取 K_2 和 W 的实部. 当 $W_r < 0$ 引入无量纲变量 $z = 2L_D s$, 而 $W_r > 0$ 引入 $z = -2L_D s$, 其他无量纲变量为 $\tau = \tau_0 \sigma$, $(x, y) = R_\perp (x', y')$, $U = U_0 u$. 此外, 引入无量纲参数 $d_0 = 2L_D/L_0$, $d_{\text{diff}} = 2L_D/L_{\text{diff}}$, 其中 $L_D = \tau_0^2/K_{2r}$ 是特征色散长度, $L_0 = 2/\alpha$ 为探测光有效传输的吸收距离, $L_{\text{diff}} = 2\omega_p R_\perp^2/c$ 是衍射距离. 假设 $L_D = L_{\text{NL}}$ (L_{NL} 是特征非线性效应的长度) 就意味着色散效应和非线性效应相平衡形成时间光孤子.

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial s} \pm \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u \\ = i d_0 u + d_{\text{diff}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

如果 L_0 和 L_{diff} 远远大于 L_D , 在传播距离小于 L_D 内有 $d_0 \ll 0, d_{\text{diff}} \ll 0$ [23,27], 然后分两种情况讨论.

如果 $K_{2r}W_r < 0$ 那么方程 (11) 可化成非线性薛定谔 (NLS) 方程,

$$i\frac{\partial u}{\partial s} - \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2u = 0, \quad (12)$$

其孤子解为 [27]

$$\Omega_p = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{K_{2r}/W_r} \tanh \left[\frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{z}{V_{gr}} \right) \right] \times \exp \left(iK_{0r}z + i\frac{z}{2L_D} \right). \quad (13)$$

为了检验孤子的稳定情况, 基于现有的实验条件 [22,31,33], 我们可选取实验参数为 $\tau_0 = 10^{-12}$ s, $\Delta_p = 0$ meV, $\Delta_c = 0.3 \times 10^{12}$ s $^{-1}$, $\Omega_c = 5$ meV, $\gamma_{2d} = \gamma_{3d} = 0$ meV, $\omega = 0$, $k_{12} = 1.0 \times 10^{17}$ s $^{-1}$, $c = 3.0 \times 10^{10}$ cm/s 和 $\kappa = 0.3 \times 10^{12}$ s $^{-1}$. 随后以方程 (13) 为初始条件数值计算原始方程, 给出不同时刻探测光强度随距离的传播情况, 结果如图 2 所示. 从图 2 可以看出, 当 $t = 1.0\tau_0$ (图 2 中实线) 时, 发现光强度曲线向下凹, 且最小值为零, 这说明系统中形成了暗孤子. 随着时间的推移, 当 $t = 3.0\tau_0$ (如图 2 中虚线) 及 $t = 5.0\tau_0$ (如图 2 中点线) 时, 暗孤子向左平移, 同时孤子中心处稍稍增大, 但波形整体稳定不变. 这说明暗孤子可以在系统中稳定地传播.

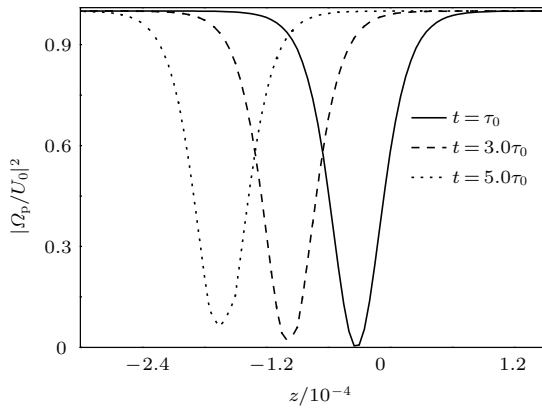


图 2 暗孤子的稳定性分析

Fig. 2. The stability analysis of dark soliton.

如果 $K_{2r}W_r > 0$, 那么方程 (11) 可以化成 NLS 方程,

$$i\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2u = 0, \quad (14)$$

其孤子解是 [27]

$$\Omega_p = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{K_{2r}/W_r} \operatorname{sech} \left[\frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{z}{V_{gr}} \right) \right]$$

$$\times \exp \left(iK_{0r}z - i\frac{z}{2L_D} \right). \quad (15)$$

方程 (15) 描述的是一个以 V_{gr} 为速度传播的亮孤子. 为了检验该亮孤子的稳定情况, 我们仅改变纵波光学声子交叉耦合强度的大小, 而其他参数与图 2 选定的参数的取值完全相同, 并给出了不同时刻探测光强度随距离的传播情况, 如图 3 所示. 图 3 所示为以孤子解 (15) 为初始条件, 数值模拟方程 (2) 的结果 (实线、划线及点线分别表示演化时间为 $t = 1.0\tau_0$, $t = 3.0\tau_0$ 及 $t = 5.0\tau_0$). 可以看出, 当孤子演化时间 $t = 1.0\tau_0$ 时, 光场强度随距离演化存在峰值, 且曲线具有高度的对称性, 这就是亮孤子. 同样地, 随着时间的演化, $t = 3.0\tau_0$ 及 $t = 5.0\tau_0$ 时, 可以看见亮孤子主体仍然能稳定地向左传播, 虽然主波的前沿辐射出小振幅色散波, 且孤子幅度有一定的降低, 这是由系统的高阶色散贡献的. 我们在本文中没有考虑高阶效应. 因此, 图 3 说明亮孤子也能在体系中稳定传播.

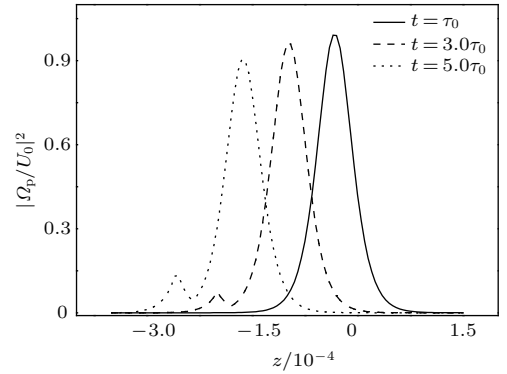


图 3 亮孤子的稳定性分析

Fig. 3. The stability analysis of bright soliton.

3 纵波光学声子耦合强度对体系孤子类型的影响

如前所述, 当 $K_{2r}W_r < 0$ 时体系中存在稳定传播的是暗孤子, 而当 $K_{2r}W_r > 0$ 时亮孤子能在体系中稳定地传播. 图 4 给出了群速度色散效应和非线性效应系数实部的乘积 ($K_{2r}W_r$) 随纵波光学声子耦合强度系数 κ 的变化, 图中所选其他参数与图 2 一致.

从图 4 可以看出, 群速度色散效应和非线性效应系数实部的乘积 ($K_{2r}W_r$) 随纵波光学声子耦合强度系数 κ 的增加而增加. 并且, 纵波光学声子耦合强度大小范围在 $0 \leq \kappa < 0.5 \times 10^{12}$ s $^{-1}$

时, 有 $K_{2r}W_r < 0$, 则体系会产生暗孤子; 而当纵波光学声子耦合强度大小范围为 $0.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} < \kappa \leq 1.0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时, 有 $K_{2r}W_r > 0$ 则体系会产生亮孤子. 因此, 纵波光学声子耦合强度的大小将能直接决定在体系中所形成的暗孤子或亮孤子类型. 这可以解释为纵波光学声子可通过辅助跃迁效应引起能级粒子布局的改变并影响体系内的量子相干与干涉效应, 进而改变探测光在介质中的正常色散和反常色散关系, 实现孤子暗-亮类型的有效调控.

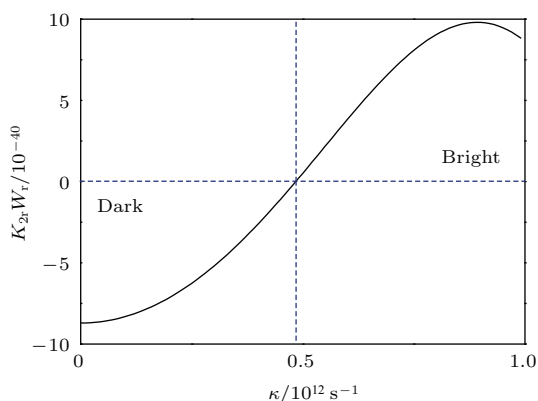


图4 群速度色散效应和非线性效应系数实部的乘积随纵波光学声子耦合强度的变化

Fig. 4. The variation of the product of real parts of the coefficients of group velocity dispersion and nonlinear effects with the strength of the relaxation of longitudinal optical phonons.

4 纵波光学声子耦合强度对体系孤子群速度的影响

如前所述, 通过改变系统纵波光学声子耦合强度, 可实现孤子暗-亮类型的有效调控. 而EIT介质中的光孤子往往可以实现群速度的超慢传输, 为了探究考虑纵波光学声子耦合效应之后光孤子是否仍然具有超慢群速度以及纵波光学声子耦合强度能否对群速度起调控作用, 我们数值计算了在不同控制光强情况下孤子群速度与真空中光速的比值随纵波光学声子耦合系数的变化, 结果如图5所示(参数均与图4相同).

由图5可知, 控制光强度 $\Omega_c = 3.5 \text{ meV}$ (图5中实线), 而纵波光学声子耦合强度在 $0 \leq \kappa \leq 0.35 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 及 $0.6 \leq \kappa \leq 1.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时, 群速度的大小仅是真空中光速的约万分之二(如插图中的纵波光学声子耦合强度在 $0 \leq \kappa \leq 0.2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时的孤子群速度大小, 从插图中实线可以看出群速

度大约为 $-0.0002c$). 纵波光学声子耦合强度在区间 $0.35 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} < \kappa < 0.6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 内, 即区间宽度为 $0.25 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时, 对孤子群速度存在较为明显的调节效果, 尤其是在 $\kappa \approx 0.4 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时群速度大约可由 $-0.015c$ 变为 $+0.015c$. 随后, 增大控制光强度到 $\Omega_c = 4.5 \text{ meV}$ (图5中划线), 当 $0 \leq \kappa \leq 0.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 及 $0.8 \leq \kappa \leq 1.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时群速度约为 $0.0004c$ (插图中划线). 当纵波光学声子耦合强度在区间 $0.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} < \kappa < 0.8 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 内对孤子群速度存在较为明显的调节效果, 特别是当 $\kappa \approx 0.6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时群速度大约由 $-0.035c$ 变为 $+0.035c$. 继续增大控制光强度到 $\Omega_c = 5.5 \text{ meV}$ (图5中点线), 在纵波光学声子耦合强度为 $0 \leq \kappa \leq 0.55 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 及 $1.0 \leq \kappa \leq 1.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时孤子具有约为 $0.0005c$ 的超慢群速度(插图中点线). 当 $0.55 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} < \kappa < 1.0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时(区间宽度为 $0.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$), 纵波光学声子耦合效应对孤子群速度存在较为明显的调节效果, 特别是当 $\kappa \approx 0.8 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时群速度大致可调范围从 $-0.075c$ 变为 $+0.075c$. 最后取较大控制光强度 $\Omega_c = 6.5 \text{ meV}$ (图5点划线), $0 \leq \kappa \leq 0.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 及 $1.3 \leq \kappa \leq 1.5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时群速度的大小大约 $0.0008c$ (插图点划线). 当纵波光学声子耦合强度 $0.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} < \kappa < 1.3 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (区间宽度为 $0.85 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$) 时, 纵波光学声子耦合效应对孤子群速度存在较为明显的调节效果, 尤其当 $\kappa \approx 1.0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 时群速度可调范围大致由 $-0.1c$ 变为 $+0.1c$.

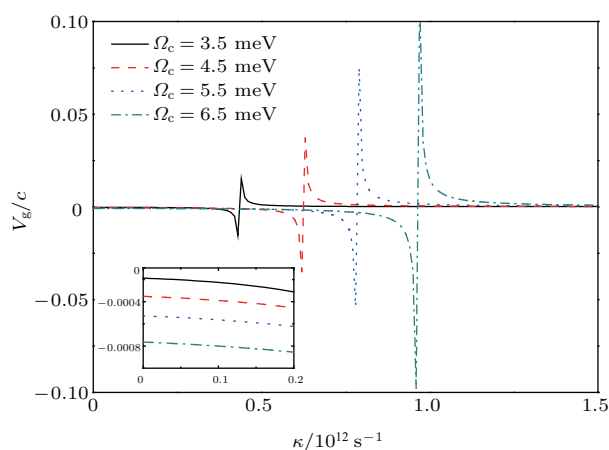


图5 (网刊彩色) 孤子的群速度随纵波光学声子耦合强度的变化

Fig. 5. (color online) The group velocity of the soliton as a function of the coefficient of cross-coupling relaxation of longitudinal optical phonons κ .

综上所述,在级联型三能级量子阱中我们不仅实现了孤子群速度的超慢传输;还通过调节纵波光学声子耦合强度实现了一定大小范围内群速度正负的转换,并且随着控制光场强度的增加,纵波光学声子耦合强度对群速度正负的影响效果越明显,而所对应的纵波光学声子耦合强度的有效调节范围就越大.事实上,保持控制光场不变时,若纵波光学声子耦合强度较小,光孤子在介质中表现出反常色散,此时光孤子群速度为负;但纵波光学声子耦合强度较大时,光孤子在介质中表现出正常色散,此时光孤子群速度为正.这些光孤子群速度峰值的跃变,是因为此时体系的纵波光学声子耦合强度恰好能使光孤子在介质中由反常色散过渡到正常色散,也就是群速度由负变为正,此时孤子群速度也就必然存在一个跃变的过程.另外,群速度的正负代表孤子在空间上的传播方向,负的群速度表示群速度的方向与规定的正方向相反.纵波光学声子耦合强度之所以能够对孤子群速度的正负和大小起调节作用,是因为孤子群速度与介质的色散关系有直接的联系.而纵波光学声子可以通过辅助跃迁的效应引起能级粒子布局的改变,进而影响体系内的量子相干与干涉效应,改变探测光在介质中的色散关系,实现对光孤子群速度的调节.

5 结 论

基于现有的实验条件,我们研究了纵波光学声子交叉耦合效应对级联型三能级量子阱中光孤子类型和群速度的影响.首先,在相互作用表象中我们用麦克斯韦-薛定谔方程组描述了光与级联型三能级量子阱之间的相互作用.随后,运用多重尺度法解析求解该方程组,且通过简化获得了一个标准的NLS方程,并求出其光孤子解.数值计算表明:在级联型三能级量子阱中,暗孤子和亮孤子在体系中均具有良好的稳定性.纵波光学声子耦合强度的大小能有效调控体系中所形成的暗-亮孤子的类型.在级联型三能级半导体量子阱中,我们不仅实现了孤子群速度的超慢传输,还通过纵波光学声子耦合强度的调节,实现了一定大小范围内群速度正负的转换.此外,控制光的强度越大,纵波光学声子耦合强度对群速度正负的大小效果越明显,并且相应的纵波光学声子耦合强度能有效调节群速度的变

化范围.这为实验中如何操控半导体量子阱中的孤子提供了理论依据.

参考文献

- [1] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [2] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [3] Kang H, Zhu Y 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 093601
- [4] Tassin P, Zhang L, Koschny T, Economou E N, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 053901
- [5] Wang B, Li S J, Chang H, Wu H B, Xie C D, Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4136 (in Chinese) [王波, 李淑静, 常宏, 武海斌, 谢常德, 王海 2005 物理学报 **54** 4136]
- [6] Kasapi A, Jain M, Yin G Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [7] Xiao M, Li Y, Jin S, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666
- [8] Schmidt O, Wynands R, Hussein Z, Meschede D 1996 *Phys. Rev. A* **53** R27
- [9] Hau L V, Harris S E, Zachary D, Cyrus H B 1999 *Nature* **397** 594
- [10] Wu Y, Wen L, Zhu Y 2003 *Opt. Lett.* **28** 631
- [11] Chen Y, Bai Z, Huang G 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023835
- [12] Huang G, Deng L, Payne M G 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016617
- [13] Wu Y, Deng L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143904
- [14] Wu H B, Chang H, Ma J, Xie C D, Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3632 (in Chinese) [武海斌, 常宏, 马杰, 谢常德, 王海 2005 物理学报 **54** 3632]
- [15] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [16] Yang W X, Hou J M, Lin Y, Lee R K 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033825
- [17] Paspalakis E, Tsaousidou M, Terzis A F 2006 *Phys. Rev. B* **73** 125344
- [18] Li J H 2007 *Phys. Rev. B* **75** 155329
- [19] Wu J H, Gao J Y, Xu J H, Silvestri L, Artoni M, La Rocca G C, Bassani F 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 057401
- [20] Asano T, Noda S, Abe T, Sasaki A 1996 *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** 1285
- [21] Yang W X, Lee R K 2008 *Opt. Express* **16** 17161
- [22] Neogi A, Yoshida H, Mozume T, Wada O 1999 *Opt. Commun.* **159** 225
- [23] Luo X Q, Wang D L, Zhang Z Q, Ding J W, Liu W M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033803
- [24] Tang H, Wang D L, She Y C, Ding J W, Xiao S G 2016 *Eur. Phys. J. D* **70** 22
- [25] Huang J L, Xu J Z, Xiong Y T 2004 *Soliton Conceptions, Theory and Application* (1st Ed.) (Beijing: Higher Education Press) p96 (in Chinese) [黄景宁, 徐济仲, 熊吟涛 2004 孤子概念、原理和应用 (第1版) (北京: 高等教育出版社) 第96页]
- [26] Yang W X, Hou J M, Lee R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033838

- [27] She Y C, Zheng X J, Wang D L, Zhang W X 2013 *Opt. Express* **21** 17392
- [28] Dynes J F, Frogley M D, Beck M, Faist J, Phillips C C 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 157403
- [29] She Y C, Wang D L, Zhang W X, He Z M, Ding J W 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 208
- [30] Hang C, Li Y, Ma L, Huang G X 2006 *Phys. Rev. A* **74** 012319
- [31] Zhu C J, Huang G X 2009 *Phys. Rev. B* **80** 235408
- [32] Zhang B, Wang D L, She Y C, Zhang W X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 110501 (in Chinese) [张波, 王登龙, 余彦超, 张蔚曦 2013 物理学报 **62** 110501]
- [33] Roskos H G, Nuss M C, Shah J, Leo K, Miller D A B, Fox A M, Schmitt-Rink S, Köhler K 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2216

Controlling of dark or bright soliton type in a cascade-type electromagnetically induced transparency semiconductor quantum well by the coupling longitudinal optical phonons*

Tang Hong¹⁾ Wang Deng-Long^{1)†} Zhang Wei-Xi²⁾ Ding Jian-Wen¹⁾ Xiao Si-Guo¹⁾

1) (School of Physics and Optoelectronics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

2) (College of Physics and Electronic Engineering, Tongren University, Tongren 554300, China)

(Received 19 April 2016; revised manuscript received 3 October 2016)

Abstract

In the past few years, with developing the technology of electromagnetically induced transparency (EIT) and improving the semiconductor technology, it has become possible to realize the application of optical soliton to communication device. Studies show the reduction of group velocity of the optical soliton in EIT medium under weak driving condition, which possibly realizes the storing of optical pulses in information storage. More importantly, semiconductor quantum wells have the inherent advantages such as large electric dipole moments of the transitions, high nonlinear optical coefficients, small size, easily operating and integrating. So it is considered to be the most potential EIT medium to realize the application of quantum devices. The optical soliton behavior in the semiconductor quantum well is studied, which can provide a certain reference value for the practical application of information transmission and processing together quantum devices.

Although there has been a series of researches on both linear and nonlinear optical properties in semiconductor quantum wells structures, few publications report the effects of the cross-coupling longitude-optical phonon (CCLOP) relaxation on its linear and nonlinear optical properties. However, to our knowledge, the electron-longitude-optical phonon scattering rate can be realized experimentally by varying the sub-picosecond range to the order of a picosecond. According to this, we in the paper study the effects of the CCLOP relaxation on its linear and nonlinear optical properties in a cascade-type three-level EIT semiconductor quantum well.

According to the current experimental conditions, we first propose a cascade-type three-level EIT semiconductor quantum well model. And in this model we consider the longitudinal optical phonons coupling between the bond state and anti-bond state. Subsequently, by using the multiple-scale method, we analytically study the dynamical properties

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11474245, 11374252, 51372214) and the Scientific Research Fund of Guizhou Provincial Education Department, China (Grant Nos. KY(2015)384, KY(2015)446).

† Corresponding author. E-mail: dlwang@xtu.edu.cn

of solitons in the cascade-type three-level EIT semiconductor quantum well with the CCRLOP. It is shown that when the CCRLOP strength is smaller, there exhibits the dark soliton in the EIT semiconductor quantum well. Only if the strength of the CCRLOP is larger, will in the system there exists bright soliton. That is to say, with increasing the strength of the CCRLOP, the soliton type of the system is converted from dark to bright soliton little by little. So, the temporal soliton type can be effectively controlled by the strength of the CCRLOP. In addition, we also find that the group velocity of the soliton can also be controlled by the strength of CCRLOP and the control light. These results may provide a theoretical basis for manipulating experimentally the dynamics of soliton in semiconductor quantum wells.

Keywords: cross-coupling relaxation of longitudinal optical phonons, electromagnetically induced transparency, semiconductor quantum wells

PACS: 42.65.Tg, 42.81.Dp, 73.21.Fg, 78.67.De

DOI: [10.7498/aps.66.034202](https://doi.org/10.7498/aps.66.034202)