

纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统中 光孤子的存储与读取*

曾莹¹⁾²⁾ 余彦超^{1)2)†} 张蔚曦¹⁾ 杨红^{2)‡}

1) (铜仁学院物理与电子工程系, 铜仁 554300)

2) (吉首大学物理与机电工程学院, 吉首 416000)

(2024 年 1 月 28 日收到; 2024 年 6 月 25 日收到修改稿)

本文解析研究了基于纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统中时间光孤子存储和读取. 结果表明, 由于半导体量子点分子中点间隧穿诱导透明效应, 系统中的光吸收被大大抑制. 同时, 纳米光纤的横向约束能增强光与系统的相互作用, 增强的系统非线性响应能平衡色散效应得到稳定的时间光孤子. 进一步研究表明, 通过关闭和打开点间隧穿耦合, 系统中可实现光孤子的高效率和高保真度的存储与读取. 上述结果对于固体量子材料中全光信息处理的实际应用具有一定的指导意义和潜在的应用价值.

关键词: 隧穿诱导透明, 光孤子的存储和读取, 量子点, 纳米光纤

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Tg, 73.40.Gk

DOI: 10.7498/aps.73.20240184

1 引言

信息时代科技的快速发展对高效率及高品质的信息处理和传输技术提出了越来越高的要求. 当下主流的磁存储技术日渐不能满足日益增长的信息科技发展需求. 基于电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 的光存储与读取技术, 由于具有较高的存储效率, 较长的存储时间和较好的存储保真度, 成为近年来光与量子信息处理探索中一个备受关注的研究课题^[1-5]. 目前这方面研究大部分依赖于冷原子介质. 2010 年, Adams 等^[6]利用超冷里德伯原子中的 EIT 能级结构实现了光信号的存取. Huang 等^[7-11]在冷原子 EIT 体系中陆续研究了 1+1 维光孤子、高维光孤子、涡旋和暗孤子的存储读取. 然而, 冷原子气介

质需要极低的工作温度, 材料的性能也难以精确控制^[12,13]. 这些不利于未来信息器件微型化和集成化, 因而在实际的应用中存在很大的局限性. 对于热原子介质, 有限的光学深度, 可能存在的信号光泄露以及多普勒展宽也是难以克服的缺陷. 所幸的是, 新技术的发展为优化 EIT 光存储提供了可能, 如纳米光纤的光限制及微波优化等^[14-16]. 2015 年, Gouraud 等^[17,18]在实验上证明了纳米光纤中基于 EIT 的光存储可以在单光子级别实现. 但这方面的研究工作主要围绕线性响应区域进行, 光脉冲具有的强色散效应将限制光存储质量的改善. 然而随着半导体工艺的发展, 相比较于超冷原子, 基于点间隧穿诱导透明 (tunneling induced transparency, TIT) 效应的半导体量子点 (semiconductor quantum dot, SQD) 分子介质具有较长的退相干时间、较大的电偶极矩、较显著的非线性光学效应及易于集成等优

* 国家自然科学基金 (批准号: 12165016)、贵州省科技厅基础研究项目 (批准号: ZK[2023]049, ZK[2021]034, ZK[2021]021, ZK[2022]558) 和铜仁市科技局科学技术基金 (批准号: [2023]41) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yeshe@xtu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yanghong@jsu.edu.cn

势, 被认为是实现 EIT 应用的理想介质^[19-26]. 最早在 2002 年, Ku 等^[27,28] 提出基于量子点 EIT 半导体全光存储器. 利用 EIT 可在 SQD 中产生弱光条件下的巨克尔非线性, 光学双稳等多种非线性光学效应, 为光存储提供了一种新的研究思路.

基于此, 本文探究了基于纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统中时间光孤子的存储和读取. 利用多重尺度变换法求解描述光与耦合系统的相互作用的麦克斯韦-布洛赫 (Maxwell-Bloch, MB) 方程. 结果表明, 点间隧穿耦合诱导的 TIT 效应激发的强非线性效应能有效的平衡系统的色散效应, 使耦合系统中的光孤子能稳定形成. 进一步研究表明, 纳米光纤的横向限制增强了 TIT 的效果, 系统中的光孤子能以高效率和高保真度进行存储和读取. 研究结果对于光孤子的主动控制以及在光信息处理和传输中的潜在应用具有一定的参考价值.

2 模型和 Maxwell-Bloch 方程

本文考虑了纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统, 如图 1 所示. 信号光在光纤基模下受到纳米光纤引导, 纳米光纤如图 1(a) 所示, 纤芯的半径 $r_0 = 125 \text{ nm}$, 折射率 $n_1 = 1.456$, 包层为真空, 折射率为 $n_2 = 1$. 在纤芯中置入非对称双量子点分子, 如图 1(b) 所示. 通过沿系统水平方向施加一个栅电压 V , 调控隧穿强度 T_e , 实现双量子点耦合. 图 1(c) 描述了非对称双量子点分子模型的能级图. 频率为 ω_s 的信号场射入左边量子点, 与 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 能级跃迁耦合. 信号场的电矢量可写成

$$E_s = e_s \sqrt{\hbar \omega_s / 2 \varepsilon_0 V_s^{\text{eff}}} \varepsilon_s(z, t) u_s(x, y) e^{i(\beta_s z - \omega_s t)} + \text{c.c.},$$

这里 $\varepsilon_s(z, t)$ 表示信号场的慢变包络, V_s^{eff} 是有效模式体积, c.c. 表示共轭复数. 系统的哈密顿量在相互

作用绘景下可表示为

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{int}} = & -\hbar \sum_{j=2}^3 \Delta_j |j\rangle \langle j| - \hbar [\zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s |2\rangle \langle 1| \\ & + \zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e |3\rangle \langle 2| + \text{h.c.}], \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $\zeta_s(\rho, \theta) = e_{21} \cdot u(\rho, \theta)$, $\zeta_{T_e} = e_{32} \cdot u(\rho, \theta)$, 模式函数 $u(\rho, \theta)$ 是柱坐标系下的向量函数. 其中, 矢量 ρ 的变化是第一类或第二类修正贝塞尔函数, 矢量 θ 的变化是余弦函数或正弦函数^[29]. $\Omega_s = |P_{21}| \varepsilon_s / \hbar$ 是信号场的半拉比频率, T_e 是通过栅电压调控的隧穿耦合强度, e_{ij} 是与能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 跃迁联系的电偶极跃迁矩阵元的单位矢量, 即 $|P_{ij}| = |p_{ij}| e_{ij}$.

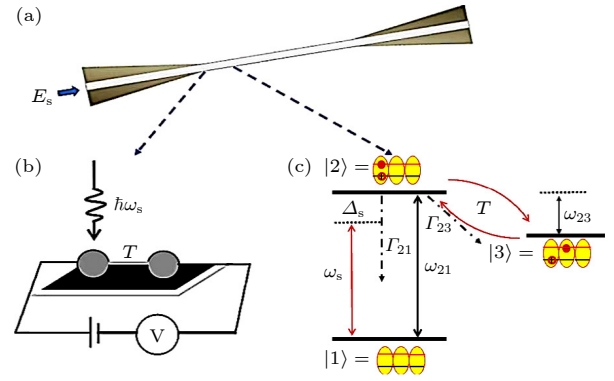


图 1 纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统物理模型 (a) 模型平面示意图, 纳米光纤引导信号光脉冲; (b) 量子点分子原理图; (c) 非对称双量子点模型能级图

Fig. 1. Physical model of nanofiber-semiconductor quantum dot molecule coupling system: (a) Schematic diagram of the model plane, nanofiber guiding signal light pulses; (b) schematic diagram of quantum dot molecule; (c) energy level diagram of asymmetric double quantum dot model.

考虑电偶极近似及旋转波近似^[30-36], 密度矩阵 σ_{ij} 在相互作用绘景下运动方程为 $i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma \right) \sigma = [\hat{H}_{\text{int}}, \sigma]$, 可以得到:

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{31} \right) \sigma_{11} - i\Gamma_{12} \sigma_{22} + \zeta_s^*(\rho, \theta) \Omega_s^* \sigma_{21} - \zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s \sigma_{21}^* = 0, \quad (2a)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{12} \right) \sigma_{22} - i\Gamma_{23} \sigma_{33} + \zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s \sigma_{21}^* + \zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^* \sigma_{32} - \zeta_s^*(\rho, \theta) \Omega_s^* \sigma_{21} - \zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e \sigma_{32}^* = 0, \quad (2b)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_{23} \right) \sigma_{33} - i\Gamma_{31} \sigma_{11} + \zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e \sigma_{32}^* - \zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^* \sigma_{32} = 0, \quad (2c)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + d_{21} \right) \sigma_{21} + \zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^* \sigma_{31} + \zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s (\sigma_{11} - \sigma_{22}) = 0, \quad (2d)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + d_{31} \right) \sigma_{31} - \zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s \sigma_{32} + \zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e \sigma_{21} = 0, \quad (2e)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial t} + d_{32} \right) \sigma_{32} - \zeta_s^*(\rho, \theta) \Omega_s^* \sigma_{31} + \zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e (\sigma_{22} - \sigma_{33}) = 0, \quad (2f)$$

其中 $d_{21} = \Delta_2 + i\gamma_{21}$, $d_{32} = \Delta_2 + i\gamma_{32}$. σ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) 表示密度矩阵算符 σ 的各密度矩阵元. $i\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$ 表示态 $|i\rangle$ 和态 $|j\rangle$ 之间的相干衰减率. 总衰减率 $\Gamma_j = \sum_{i < j} \Gamma_{ij}$, 式中 Γ_{ij} 是从态 $|j\rangle$ 到态 $|i\rangle$ 的能级弛豫率.

在半经典理论中, 信号场由 Maxwell 方程描述, 通过慢变包络近似, 可得

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_2^2}{cn_{\text{eff}}^s} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_s + \kappa_{12} \sigma_{21} = 0, \quad (3)$$

其中 $n_{\text{eff}}^s = c\beta_s/\omega_s$ 是信号场的有效折射率, $\kappa_{12} = N_a \omega_s |P_{12}|^2 / (2\epsilon_0 cn_{\text{eff}}^s \hbar)$ 是耦合系数, ϵ_0 是真空的介电常数, N_a 表示原子密度. 考虑到光纤的横向囚禁效应, 光信号空间分布近似为常数. 本文重点考虑光场在时域上的展宽与非线性效应平衡可能导致的时间光孤子演化, 所以方程 (3) 中描述光场在空间上展宽的衍射项可以被忽略. (2) 式和 (3) 式构成了描述信号场与纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统相互作用的 MB 方程.

3 线性光学性质

首先讨论线性响应区域, 当信号光还未进入体系时, (即 $\Omega_s = 0$), 可以从方程得到体系的初态 (零近似态), 即:

$$\sigma_{11}^{(0)} = \frac{\Gamma_{12}\Gamma_{23}|d_{32}|^2 + 2\gamma_{32}\Gamma_{12}|\zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e|^2}{\Gamma|d_{32}|^2 + 2\gamma_{32}\Gamma_{12}|\zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e|^2 (\Gamma_{12} + 2\Gamma_{31})}, \quad (4a)$$

$$\sigma_{22}^{(0)} = \frac{\Gamma_{31}}{\Gamma_{12}} \sigma_{11}^{(0)}, \quad (4b)$$

$$\sigma_{33}^{(0)} = 1 - (\sigma_{11}^{(0)} + \sigma_{22}^{(0)}), \quad (4c)$$

$$\sigma_{32}^{(0)} = \frac{\zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e}{d_{32}} (\sigma_{33}^{(0)} - \sigma_{22}^{(0)}), \quad (4d)$$

$$\sigma_{31}^{(0)} = \sigma_{21}^{(0)} = 0, \quad (4e)$$

$$\Gamma = \Gamma_{12}\Gamma_{23} + \Gamma_{23}\Gamma_{31} + \Gamma_{31}\Gamma_{12}. \quad (4f)$$

可以注意到, 如果系统中没有引入非相干泵浦, 即 $\Gamma_{31} = 0$, 相干 $\sigma_{32}^{(0)}$ 将消失, 体系中的粒子数

布居仅仅局限在基态 $|1\rangle$ 上, 然而, 当系统引入非相干泵浦时即 $\Gamma_{31} \neq 0$, 体系中激发态 $|2\rangle$ 上也将有粒子数布居, 即 $\sigma_{22}^{(0)} \neq 0$, 且 $\sigma_{32}^{(0)} \neq 0$, 相干将出现, 这意味着信号场将获得类拉曼类型的增益.

一般情况下, MB 方程是不可积的, 无法直接求出其解析解. 在此, 使用多重尺度法 [6-11] 对其近似求解. 设各项渐进展开式分别为

$$\sigma_{ij} = \sum_l \varepsilon^l \sigma_{ij}^{(l)} \quad (l = 0, 1, 2, 3),$$

$$\Omega_s = \sum_l \varepsilon^l \Omega_s^{(l)} \quad (l = 1, 2, 3),$$

其中 ε 为一微小参量, 表征基态的布居耗散. 同时, 设各展开项均为多尺度变量 $z_l = \varepsilon^l z$ ($l = 0, 1, 2$) 和 $t_l = \varepsilon^l t$ ($l = 0, 1$) 的函数. 随后, 将多重尺度展开式的各项代入 MB 方程, 其一阶解的具体形式为

$$\Omega_s^{(1)} = F e^{i\Theta}, \quad (5a)$$

$$\sigma_{21}^{(1)} = \frac{D_1}{D} \zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s^{(1)}, \quad (5b)$$

$$\sigma_{31}^{(1)} = \frac{D_2}{D} \zeta_s(\rho, \theta) \Omega_s^{(1)}, \quad (5c)$$

其中, F 是信号场脉冲的包络函数, 其自变量是 z_l ($l = 0, 1, 2$) 和 t_l .

$$\Theta = K(\omega) z - \omega t,$$

$$D = (\omega + d_{21})(\omega + d_{31}) - |\zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e|^2,$$

$$D_1 = (\omega + d_{31}) (\sigma_{22}^{(0)} - \sigma_{11}^{(0)}) - \zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^* \sigma_{32}^{(0)},$$

$$D_2 = (\omega + d_{21}) \sigma_{32}^{(0)} - (\sigma_{22}^{(0)} - \sigma_{11}^{(0)}) \zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e.$$

此外, $\sigma_{11}^{(1)} = \sigma_{22}^{(1)} = \sigma_{33}^{(1)} = \sigma_{32}^{(1)} = 0$.

在 MB 方程的一阶近似中, 得到了信号场的线性色散关系:

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{n_2^2}{n_{\text{eff}}^s} + \kappa_{12} \times \frac{(\omega + d_{31}) (\sigma_{22}^{(0)} - \sigma_{11}^{(0)}) - \zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^* \sigma_{32}^{(0)}}{(\omega + d_{21})(\omega + d_{31}) - |\zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e|^2}, \quad (6)$$

其中, ω 是相对信号场中心频率的频率偏移. 为了

得到获取耦合系统的吸收特性, 在图 2 中绘制了色散关系虚部随 ω 的变化趋势, 选取的参数为

$$\Delta_2 = \Delta_3 = 0.53 \times 10^{-6} \text{ meV},$$

$$\kappa_{12} = 6.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$\gamma_2 = 1.2\pi \times 10^7 \text{ s}^{-1}, \quad \gamma_3 = 10^{-3}\gamma_2.$$

色散关系的虚部 $\text{Im}K(\omega)$ 随 ω 的变化如图 2 所示, 图中虚线和实线分别表示存在隧穿强度 $T_e = 0$ 和 $T_e = 0.33 \text{ meV}$ 的情况. 当 $T_e = 0$ 的时候, 吸收曲线在中心频率 ($\omega = 0$) 处出现一个高峰, 这表示信号光存在大的吸收, 被介质几乎完全吸收. 当 $T_e = 0.33 \text{ meV}$ 的时候, 吸收谱线会在中心频率 ($\omega = 0$) 附近出现接近于零值的谷. 这表示开启点间隧穿耦合, 体系会出现透明窗口.

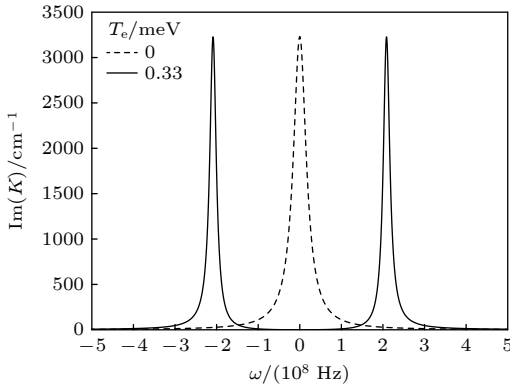


图 2 信号场吸收谱 $\text{Im}(K)$ 随 ω 的变化

Fig. 2. Absorption spectrum $\text{Im}(K)$ of the signal field as a function of ω .

接下来, 讨论 ζ_{T_e} 对信号场吸收谱线 (色散关系虚部) 的影响. 在光纤中, 模式函数描述了光场在光纤横截面上的空间分布和它们沿光纤传播时的相位变化. 因此, 在光纤中的某一点上, 模式函数可以取一个固定的值, 但这个值是特定于该点的位置 (包括横截面坐标和传播方向上的位置), 如

图 3 所示. 在图 3 中通过调节 $|\zeta_{T_e}|$ 的值, 发现透明窗口的宽度会发生变化, 这将会影响体系中光孤子的形成及稳定性, 进而对光孤子的存储和读取产生一定的影响.

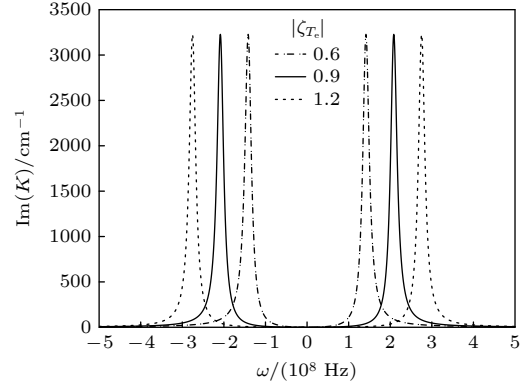


图 3 信号场吸收谱 $\text{Im}(K)$ 随 ω 的变化

Fig. 3. Absorption spectrum $\text{Im}(K)$ of the signal field as a function of ω .

4 非线性光学性质

基于前面的多重尺度渐近展开结合二阶近似, 可解 $i[\partial F / \partial z_1 + \partial F / (V_g \partial t_1)] = 0$, 其中 $V_g = [\partial K(\omega) / \partial \omega]^{-1}$ 是信号场的群速度, 可以得到:

$$\sigma_{11}^{(2)} = a_{11}^{(2)} |\zeta_s(\rho, \theta)|^2 |F|^2 e^{-2\bar{\alpha} z_2}, \quad (7a)$$

$$\sigma_{22}^{(2)} = a_{22}^{(2)} |\zeta_s(\rho, \theta) T_e|^2 |F|^2 e^{-2\bar{\alpha} z_2}, \quad (7b)$$

$$\sigma_{32}^{(2)} = a_{32}^{(2)} |\zeta_s(\rho, \theta)|^2 |F|^2 e^{-2\bar{\alpha} z_2}, \quad (7c)$$

$$\sigma_{21}^{(2)} = a_{21}^{(2)} \zeta_s(\rho, \theta) \frac{\partial F}{\partial t_1} e^{i\Theta}, \quad (7d)$$

$$\sigma_{31}^{(2)} = a_{31}^{(2)} \zeta_s(\rho, \theta) \frac{\partial F}{\partial t_1} e^{i\Theta}, \quad (7e)$$

$$\sigma_{33}^{(2)} = -(\sigma_{11}^{(2)} + \sigma_{22}^{(2)}). \quad (7f)$$

其中,

$$a_{11}^{(2)} = \frac{\left[-i\Gamma_{23} + 2|\zeta_{T_e}(\rho, \theta) T_e|^2 \left(\frac{1}{d_{32}} - \frac{1}{d_{32}^*} \right) \right] \left(\frac{D_1^*}{D^*} - \frac{D_1}{D} \right) + i\Gamma_{12} \left(\frac{1}{d_{32}} \frac{D_2}{D} \zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^* - \text{c.c.} \right)}{\Gamma_{23}\Gamma_{31} + \Gamma_{12}\Gamma_{23} + i(2\Gamma_{31} + \Gamma_{12}) |\zeta_{T_e}(\rho, \theta)|^2 \left(\frac{1}{d_{32}} - \frac{1}{d_{32}^*} \right)},$$

$$a_{22}^{(2)} = \frac{i}{\Gamma_{12}} \left[\left(\frac{D_1^*}{D^*} - \frac{D_1}{D} \right) - i\Gamma_{31} a_{11}^{(2)} \right], \quad a_{32}^{(2)} = \frac{1}{d_{32}} \left[\frac{D_2}{D} - \zeta(\rho, \theta) T_e (2a_{22}^{(2)} + a_{11}^{(2)}) \right],$$

$$a_{21}^{(2)} = i \frac{D_2 \zeta^*(\rho, \theta) T_e^* - (\omega + d_{31}) D_1}{D^2}, \quad a_{31}^{(2)} = -\frac{1}{\zeta_{T_e}^*(\rho, \theta) T_e^*} \left[i \frac{D_1}{D} + (\omega + d_{21}) a_{21}^{(2)} \right].$$

将一阶近似解和二阶近似解结合, 可以得出关于 F 的非线性传播方程:

$$\frac{i\partial F}{\partial z_2} - \frac{K_2 \partial^2 F}{2\partial t_1^2} - W|F|^2 F e^{-2\alpha z_2} = 0. \quad (8)$$

其中, $K_2 = \partial^2 K(\omega)/\partial \omega^2$ 是群速度色散, 自相位调制系数为

$$W = \kappa_{12} \left[(\omega + d_{31}) \left(a_{11}^{(2)} - a_{22}^{(2)} \right) + \zeta_{T_e}^* (\rho, \theta) T_e^* a_{32}^{(2)} / D |\zeta_s(\rho, \theta)|^2 \right].$$

回归到原始变量, 得到了信号场包络的非线性演化方程:

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) U - \frac{K_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - W|U|^2 U = 0, \quad (9)$$

其中 $\alpha = \text{Im}[K(\omega = 0)]$, $U = \varepsilon F e^{-\alpha z}$, $\tau = t - z/V_g$. 上述非线性 Shrödinger 方程中各项系数一般都是复数, 这样的方程是不可积的, 无法得到其解析解. 基于量子点介质的 TIT 效应, 可以在减弱共振介质对信号场吸收的同时, 产生较强的非线性效应. 此时系统对光的色散吸收和非线性效应可能达到平衡并形成孤子. 基于实验参数, 取

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 0.054 \text{ meV}, \quad \gamma_2 = 10^{-3} \gamma_1, \\ \tau_0 &= 3 \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}, \quad T_e = 10\gamma_1, \quad \Delta_2 = 3.5\gamma_1, \\ \Delta_3 &= 3\gamma_1, \quad \kappa_{12} = 3.66 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{meV}. \end{aligned}$$

得到 $\alpha \approx 0$, 可以看到信号光的吸收在适当的条件下几乎都被抑制,

$$\begin{aligned} K_2 &= (3.375 + 6.899 \times 10^{-3}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2, \\ W &= (6.849 + 5.258 \times 10^{-3}i) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2, \end{aligned}$$

可以发现 $|K_{2i}| \ll |K_{2r}|$, $|W_i| \ll |W_r|$, 方程 (9) 系数的实部远大于虚部, 从而可以将方程 (9) 简化成实系数非线性方程, 进而得到其孤子解. 忽略方程 (9) 中各项系数的虚部, 并对该方程进行无量纲化, 可以得到:

$$i \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2} + 2|u|^2 u = 0. \quad (10)$$

式中 $u = U/U_0$, $s = -z/(2L_D)$, $\sigma = \tau/\tau_0$, $U_0 = (1/\tau_0) \sqrt{|\tilde{K}_2|/|\tilde{W}|}$ 是平衡条件下信号场的拉比频率. 此外, 引入无量纲系数 $L_D = \tau_0^2/|\tilde{K}_2|$ 和 $L_N = 1/(U_0^2|\tilde{W}|)$ 分别为特征色散强度和非线性长度. 当色散效应和非线性效应得到平衡时, 无量纲非线性薛定谔方程是有效的, 即孤子形成的稳定条件为

$L_D = L_N$. 方程的亮孤子解为 $u = \text{sech}(\sigma) \exp(is)$. 转变为初始变量后, 可以达到稳定亮孤子解形式:

$$\begin{aligned} E_s(r, t) &= \frac{\hbar}{|P_{12}| \tau_0} \sqrt{\frac{\tilde{K}_2}{\tilde{W}}} u_s(\rho, \theta) \cdot \text{sech} \left[\frac{1}{\tau_0} \left(\tau - \frac{z}{V_g} \right) \right] \\ &\times \exp \left[i \left(k(\omega_s) + \tilde{K}_0 + \frac{1}{2L_D} \right) z - \omega_s t \right] + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (11)$$

5 光孤子的存储与读取

接下来, 将探究在耦合系统中形成的光孤子的存储与读取. 首先, 假设隧穿耦合强度随时间 t 绝热地改变, 则隧穿耦合强度的开关函数可表示为

$$\begin{aligned} T_e(0, t) &= T_{e0} \left[1 - \frac{1}{2} \tanh \left(\frac{t - T_{\text{off}}}{T_s} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \tanh \left(\frac{t - T_{\text{on}}}{T_s} \right) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

其中 T_{e0} 为常数, 表示隧穿耦合强度的大小, T_{off} , T_{on} 分别表示隧穿耦合强度关闭和打开的时间, T_s 则是度量隧穿耦合强度关闭和开启快慢的时间宽度. 取 $T_{\text{off}}/\tau_0 = 10$, $T_{\text{on}}/\tau_0 = 20$, $T_s/\tau_0 = 0.3$, 下面使用初始条件 $\Omega_s(0, t) = 0.88 \text{sech}(1.736t/\tau_0)$ 对信号场进行数值模拟 (见图 4), 图中彩色曲线编号 1—6 分别表示演化距离 $z = 0, 3L_d, 6L_d, 9L_d, 12L_d$ 和 $15L_d$. 黑色实线则表示隧穿耦合强度随时间的变化关系. 从图 4 可以看到, 随着 t 和 z 的演化, 在存储前 ($t/\tau_0 < 10$) 和读取后 ($t/\tau_0 > 20$), 即点间隧穿耦合关闭前和打开后, 信号光形成的时间

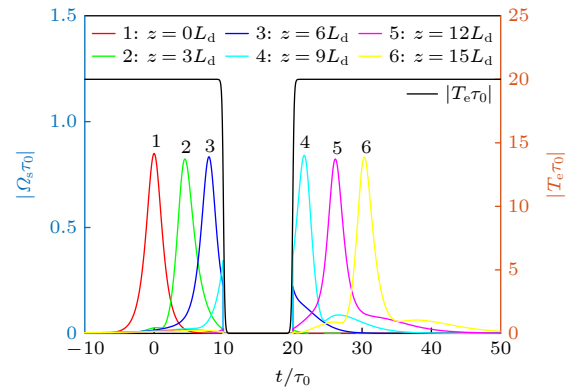


图 4 信号光随时间 t 和演化距离 z 的演化图, 黑色实线表示隧穿耦合强度随时间的变化关系

Fig. 4. Evolution of signal light over time (t) and propagation distance (z), and the solid black line represents the variation of tunneling coupling strength with time.

光孤子的形状几乎不发生任何变化, 即时间光孤子在读取后具有很好的保真度. 而在存储期间 ($10 \leq t/\tau_0 \leq 20$), 时间光孤子则随着隧穿耦合强度的关闭而消失. 这说明, 信号光形成的时间光孤子的存储与读取能够被点间隧穿耦合效应开、关控制.

为了解释这种现象, 使用相同初始条件对系统的相干态 $|\sigma_{13}|$ 进行了数值模拟 (见图 5). 可以发现: 在存储前 ($t/\tau_0 < 10$) 和读取后 ($t/\tau_0 > 20$), 即点间隧穿耦合关闭前和打开后, 系统的相干态具有类似孤子的波形; 而在存储期间 ($10 \leq t/\tau_0 \leq 20$), 系统的相干态却不为零. 造成这一结果的原因可解释为: 当隧穿耦合强度关闭时, 信号场两分量将以相干态的形式存储在量子点介质中, 当隧穿耦合强度开启时, 信号场又重新出现.

为了描述存储的效率, 定义脉冲的存储效率为输出脉冲 $\Omega_s^{\text{output}}(t)$ 与输入脉冲 $\Omega_s^{\text{input}}(t)$ 的能量的比值 [6-11], 用来衡量输出脉冲的能量损失, 即

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Omega_s^{\text{output}}(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Omega_s^{\text{input}}(t)|^2 dt}. \quad (13)$$

定义脉冲波形的重叠积分为

$$J^2 = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_s(z=0, t) \cdot \Omega_s(z=L, t+T_D') dt \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Omega_s(z=0, t)|^2 dt \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |\Omega_s(z=L, t+T_D')|^2 dt}. \quad (14)$$

其中, 参数 L 和 T_D' 分别是纳米光纤长度和输入、输出脉冲之间的时延. 方程 (14) 综合考虑了光存储效率和波形失真两方面的因素, 可用来衡量平移后的输出脉冲相对输入脉冲的波形重叠程度, 从而可以定义光存储品质的存储保真度为 ηJ^2 . 根据以上定义可得光孤子存储效率 $\eta \approx 0.86$, 重叠积分 $J^2 \approx 0.92$, 存储保真度为 $\eta J^2 \approx 0.80$. 因此在该系统中对时间光孤子进行存储和读取具有较高的存储效率和保真度.

6 结 论

本文对纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统中的光孤子及其存储和读取进行了研究. 首先基于描述信号光与耦合系统相互作用的麦克斯韦-布洛赫方程, 采用多重尺度方法进行求解. 线性条件下, 量子点分子中点间隧穿效应能调控系统的吸收谱线. 随着点间隧穿的引入, 系统对信号光的吸收被

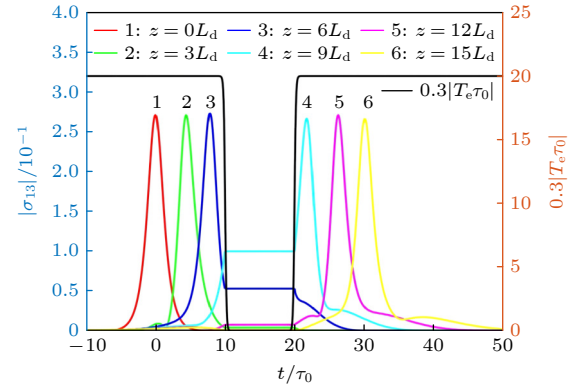


图 5 孤子条件下, 量子相干随时间 t 和距离 z 的演化图, 黑色实线表示隧穿耦合强度随时间的变化关系

Fig. 5. Evolution diagram of quantum coherence over time (t) and distance (z) under soliton conditions, and the solid black line represents the variation of tunneling coupling strength with time.

大大抑制, 形成点间隧穿诱导透明窗口. 在非线性响应区域, 可以导出信号光所满足的复系数非线性包络方程. 由于 TIT 效应的存在, 能在抑制光吸收的同时, 大大增强非线性克尔效应. 这使得非线性包络方程系数的实部远远大于虚部, 方程可近似为实系数的非线性方程, 并得到稳定的孤子解. 进一步地, 从麦克斯韦-布洛赫方程出发研究了系统中光孤子的存储和读取. 结果表明, 在耦合系统中可实现光孤子的存储与读取, 而且他们的存储与读取具有很高的效率与保真度. 研究结果对光与量子信息的存储等问题具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Huang G X, Hang C, Deng L 2008 *Phys. Rev. A* **77** 011803
- [3] Wu Y, Deng L 2004 *Opt. Lett.* **29** 2064
- [4] Wu Y, Deng L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143904
- [5] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094

- [6] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [7] Chen Y, Bai Z Y, Huang G X 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023835
- [8] Chen Y, Chen Z M, Huang G X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023820
- [9] Xu D T, Chen Z M, Huang G X 2017 *Opt. Express* **25** 19094
- [10] Shou C, Huang G X 2020 *Opt. Lett.* **45** 6787
- [11] Shou C, Zhang Q, Luo W C, Huang G X 2021 *Opt. Express* **29** 9772
- [12] Chen H X, Durrant A V, Marangos J P, Vaccaro J A 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1545
- [13] Boon J R, Zekou E, Fulton D J, Dunn M H 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1323
- [14] Sprague M R, Michelberger P S, Champion T F M, England D G, Nunn J, Jin X M, Kolthammer W S, Abdolvand A, Russell P St J, Walmsley I A 2014 *Nat. Photonics* **8** 287
- [15] Xu D T, Bai Z Y, Huang G X 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063857
- [16] Maxwell D, Szwed D J, Barato D P, Busche H, Pritchard J D, Gauguier A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 103001
- [17] Gouraud B, Maxein D, Nicolas A, Morin O, Laurat J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 180503
- [18] Sayrin C, Clausen C, Albrecht B, Schneeweiss P, Rauschenbeutel A 2015 *Optica* **2** 353
- [19] Wang Z P, Yu B L 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 2915
- [20] Yang W, Chen A, Lee R, Wu Y 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013835
- [21] She Y C, Zheng X J, Wang D L, Zhang W X 2013 *Opt. Express* **21** 17392
- [22] Yuan C H, Zhu K D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 052115
- [23] Tian S C, Wan R G, Tong C Z, Fu X H, Cao J S, Ning Y Q 2015 *Laser Phys. Lett.* **12** 125203
- [24] Wang J Y, Huang S Y, Huang G Y, Pan D, Zhao J H, Xu H Q 2017 *Nano Lett.* **17** 4158
- [25] Ren B, She Y C, Xu X F, Ye F Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 224205 (in Chinese) [任波, 余彦超, 徐小凤, 叶伏秋 2021 物理学报 **70** 224205]
- [26] Yang X, Wang Y, Wang D L, Ding J W 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 174203 (in Chinese) [杨璇, 王胤, 王登龙, 丁建文 2020 物理学报 **69** 174203]
- [27] Ku P C, Chang-Hasnain C J, Chuang S L 2002 *Electron. Lett.* **38** 1581
- [28] Chang-Hasnain C J, Ku P C, Kim J 2003 *Proc. IEEE* **91** 1884
- [29] Zhou Y, Yi C, Liu Q, Wang C K, Tan C H 2020 *Opt. Express* **28** 34730
- [30] Tan C H, Huang G X 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033860
- [31] Tan C H, Huang G X 2015 *Phys. Rev. A* **91** 023803
- [32] Liu Q, Li N, Tan C H 2020 *Phys. Rev. A* **101** 023818
- [33] Zorgabad S A, Bonabi R S, Sanders B C 2018 *Phys. Rev. A* **98** 013825
- [34] Zorgabad S A, Berini P, Sanders B C 2019 *Phys. Rev. A* **99** 051802
- [35] Liu M, Luo A P, Luo Z C, Xu W C 2017 *Opt. Lett.* **42** 330
- [36] Chen Z M, Xie H Q, Li Q, Huang G X 2019 *Phys. Rev. A* **100** 013827

Storage and retrieval of optical solitons in nanofiber-semiconductor quantum dot molecule coupling systems^{*}

Zeng Ying¹⁾²⁾ She Yan-Chao^{1)2)†} Zhang Wei-Xi¹⁾ Yang Hong^{2)‡}

1) (*Department of Physics and Electronic Engineering, Tongren University, Tongren 554300, China*)

2) (*School of Physics and Mechatronics Engineering, Jishou University, Jishou 416000, China*)

(Received 28 January 2024; revised manuscript received 25 June 2024)

Abstract

The best carrier for quantum information transmission is light signal, which has a fast propagation speed and can carry a large amount of information. However, during the propagation of light, dispersion effect and diffraction effect can cause quantum information to be distorted to a certain extent. On the contrary, optical solitons are formed due to the balance between the system's dispersion (diffraction) effect and nonlinear effect, and they exhibit very high stability and fidelity. Therefore, they have received widespread attention in electromagnetically induced transparency (EIT) media with ultracold atoms. However, cold atomic gas media require extremely low operating temperatures, and the performances of the materials are difficult to control precisely. These factors are unfavorable for the miniaturization and integration of future information devices, thus significantly limiting their practical applications. Semiconductor quantum dot media, on the other hand, possess advantages such as discrete energy level structures and spectral properties similar to those of cold atomic gases, longer decoherence times, larger electric dipole moments, more significant nonlinear optical effects, and easy integration, making them an ideal alternative to cold atomic media. In this work, semiconductor quantum dots are coupled with optical fibers, the most common carrier in optical communication, to explore the formation, storage, and retrieval of temporal optical solitons in the coupled system. The results show that due to the tunneling-induced transparency effect between dots in semiconductor quantum dot molecules, light absorption in the system is greatly suppressed. At the same time, the transverse confinement of the nanofiber can enhance the interaction between light and the system, and the enhanced nonlinear response of the system can balance the dispersion effect, resulting in stable temporal optical solitons. Further research indicates that by turning on and off the inter-dot tunneling coupling, the high-efficiency and high-fidelity storage and retrieval of optical solitons can be realized in the system. These findings have certain guiding significance and potential application value for the processing all-optical information in solid quantum materials.

Keywords: tunneling induced transparency, the storage and retrieval of the optical solitons, semiconductor quantum dot, nanofiber

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Tg, 73.40.Gk

DOI: [10.7498/aps.73.20240184](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240184)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants No. 12165016), the NSF of Guizhou Province Education Department (Grant Nos. ZK[2023]049, ZK[2021]034, ZK[2021]021, ZK[2022]558), and the NSF of Tongren Science and Technology Bureau, China (Grants No. [2023]41).

[†] Corresponding author. E-mail: ycshe@xtu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: yanghong@jsu.edu.cn

纳米光纤-半导体量子点分子耦合系统中光孤子的存储与读取

曾莹 余彦超 张蔚曦 杨红

Storage and retrieval of optical solitons in nanofiber-semiconductor quantum dot molecule coupling systems

Zeng Ying She Yan-Chao Zhang Wei-Xi Yang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 164202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240184

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240184>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

能级构型对InAs/GaAs量子点电磁感应透明介质中光孤子存储的影响

Effect of energy level configuration on storage of optical solitons in InAs/GaAs quantum dot electromagnetically induced transparency medium

物理学报. 2023, 72(8): 084204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221965>

高阶效应下对称三量子点系统中光孤子稳定性研究

Stability of optical soliton in symmetrical three-quantum-dot system under high-order effects

物理学报. 2021, 70(22): 224205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210942>

基于纳米光纤的光学法布里-珀罗谐振腔内模场的表征

Characterization of mode field distribution in optical Fabry-Perot cavity based on nanofiber

物理学报. 2022, 71(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221538>

点间隧穿调控五能级M型三量子点电磁感应透明介质中的孤子碰撞性质

Controlling collision properties of solitons in five-level M-type triple quantum dot electromagnetically induced transparency medium by inter-dot tunneling coupling

物理学报. 2020, 69(17): 174203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200141>

点间隧穿耦合对四能级三量子点电磁感应透明介质孤子动力学的影响

Effect of inter-dot tunneling coupling on soliton dynamical behaviors in four-level triple quantum dot EIT medium

物理学报. 2024, 73(4): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231194>

利用脉冲延迟实现微波波导中量子态存储与异地按需读取

High-fidelity storage and on-demand retrieval of quantum states via a microwave waveguide

物理学报. 2022, 71(13): 130305 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220477>