

相干介质中基于矩形势垒调制全光开关的研究

田湘椿, 谭超华*

山东师范大学物理与电子科学学院, 山东 济南 250014

摘要 基于由矩形势垒调制的三能级 Λ 型相干介质中的电磁感应透明(EIT)现象, 提出一种实现弱光水平下全光开关的理论方案。首先, 在半经典理论框架下, 导出描述光脉冲在系统中动力学演化的 Maxwell-Bloch 方程组, 并通过多重尺度法, 得到描述光脉冲在矩形势垒调制下传播的非线性薛定谔方程(NLSE)。其次, 系统研究了单光孤子和双光孤子对称、非对称等入射情况下矩形势垒中传播模式与截止模式的激发特性, 系统分析了入射双光孤子的相位、矩形势垒的强度和宽度等对矩形势垒中不同模式传播特性的影响。最后, 基于上述研究设计出一种弱光水平下, 通过改变矩形势垒特征参数与入射光脉冲相位的全光开关。

关键词 物理光学; 光孤子; 电磁感应透明; 全光开关

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126005

All-Optical Switch in Coherent Medium Based on Modulation via Rectangular Barriers

Tian Xiangchun, Tan Chaohua*

School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, Shandong, China

Abstract On the basis of the electromagnetically induced transparency (EIT) phenomenon which occurs in three-level Λ -type coherent media modulated by rectangular barriers, a theoretical scheme is proposed to achieve an all-optical switch at a weak light level. The Maxwell-Bloch equations are derived to describe the dynamic evolution of optical pulses in the system under the semi-classical framework. By the multi-scale method, the nonlinear Schrödinger equation (NLSE) describing the propagation of optical pulses under the modulation of rectangular barriers is obtained. In different incident cases, such as single optical soliton incidence, as well as symmetric and asymmetric double optical soliton incidence, this study systematically investigates the excitation properties of propagation modes and cut-off modes in the rectangular barrier. Moreover, it analyzes the influence of the phase of incident double optical solitons and the intensity and width of rectangular barriers on the propagation properties of different modes in rectangular barriers. Finally, this paper proposes an all-optical switch at a weak light level by changing the characteristic parameters of rectangular barriers and the phase of the incident optical pulses.

Key words physical optics; optical solitons; electromagnetically induced transparency; all-optical switch

1 引言

全光器件作为构建全光信息网络的基本元件, 由于具有体积小、集成度高等特点, 在微纳光信息处理及量子通信领域有着巨大的应用潜力^[1-4]。在光学传输系统中, 由于传播过程中介质对光的吸收损耗和光波波形所发生的畸变极大地限制了其传输容量, 而光孤子是由非线性效应与色散(或衍射)导致的展宽效应达到平衡而产生的一种光脉冲, 可以实现光脉冲在介质

中长距离的稳定传播^[5-10], 其优越的传输性能为全光通信中的光传输提供了更多的可能性。

相干介质中由于量子干涉效应而产生的电磁感应透明(EIT)现象^[11-12], 不仅能够极大地抑制介质对光的吸收, 而且能够显著增强系统的光学非线性效应^[13-15], 以平衡光场的群速度色散或横向衍射效应, 产生稳定传播的低功率光孤子^[16-18], 所形成的光孤子在弱光水平下低功率全光器件的设计与构建中具有潜在的理论与应用价值。此外, 在相干介质中实现对光的有效操

收稿日期: 2022-05-10; 修回日期: 2022-06-02; 录用日期: 2022-06-13

基金项目: 山东省自然科学基金(ZR2021MA035)、山东省高等学校“青创科技支持计划”(2021KJ006)

通信作者: *tanch@sdnu.edu.cn

控,对未来全光器件的主动操控有着重要意义。其中一种对光脉冲调制的方法是通过在体系中施加外势场来改变介质的光学性质,进而改变光脉冲的传播特性^[19],在不同种类外势的调制下,光脉冲能够表现出不同传播特性。到目前为止,研究人员对于光脉冲在不同种类外势下的传播特性进行了许多研究,包括高斯型势场^[20-22]、周期性势场^[23-26]等,并设计实现了诸多应用,如利用外势场来实现光孤子的俘获^[27-28],改变光脉冲的传播轨迹^[29-34],构建全光器件^[34-37]等。

本文系统研究了矩形势垒调制的相干介质中,在不同入射条件及矩形势垒特征参数情况下,光孤子在势垒中传播及截止的激发和传播特性。首先,在三能级 Λ 型 EIT 系统中,通过在系统中施加一个非共振 Stark 场,为系统在横向上提供一个外势。其次,基于探测场传播所满足的含外势项的非线性薛定谔方程 (NLSE),模拟了光孤子在矩形势垒调制下传播过程中的部分动力学行为,并展示了光孤子脉冲在矩形势

垒中的激发过程与特征模式的传播过程。最后,针对双孤子对称入射条件下势垒激发的传播模式,给出能够影响其激发和稳定传播的主要影响因素,并设计出一种弱光水平下基于矩形势垒特征参数与入射光脉冲相位调制的全光开关。

2 理论模型

考虑一种具有 Λ 型三能级结构的冷原子气体,其理论模型见图 1。系统的能级结构由两个超精细基态能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和一个激发态能级 $|3\rangle$ 组成,其中能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 通过中心频率为 ω_c 的强控制光场耦合,能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 通过中心频率为 ω_p 的弱探测光场耦合。 Δ_3 和 Δ_2 分别为单光子失谐和双光子失谐。 Γ_{13} 与 Γ_{23} 分别描述从能级 $|3\rangle$ 到 $|1\rangle$ 与能级 $|3\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的自发辐射率。受到选择定则限制,基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间为禁戒跃迁。同时,在这样一个冷原子体系中,由多普勒效应引起的能级非均匀展宽可以忽略。

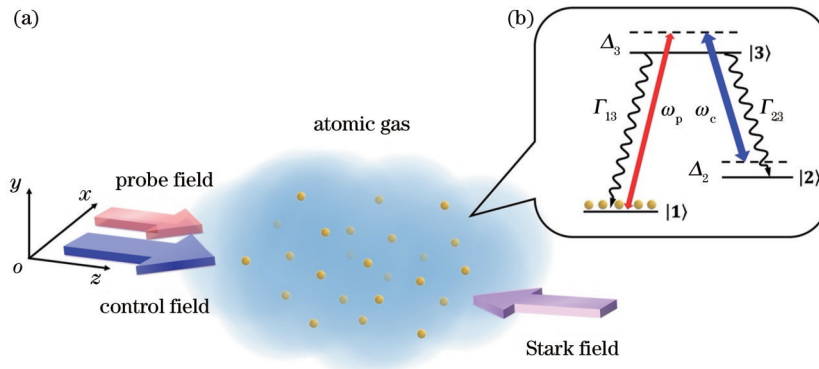


图 1 理论模型示意图。(a)三能级 Λ 型原子气体中探测场、控制场及外加非共振 Stark 场传播示意图;(b)三能级 Λ 型原子气体的能级结构及激发方案

Fig. 1 Schematic of theoretical model. (a) Propagation schematic of probe field, control field, and adscitious non-resonance Stark field in Λ type three energy-level atomic gas; (b) energy-level diagram and excitation scheme of Λ type three energy-level atomic gas

如图 1(a)所示,系统中探测场和控制场沿 z 方向传播,电场的表达式可写为 $E = \sum_{l=p,c} e_l \mathcal{E}_l \exp[i(k_l z - \omega_l t)] + c.c.$,其中 \mathcal{E}_l 和 e_l ($l = p, c$) 分别为探测场和控制场的振幅和单位偏振矢量, k_l 和 ω_l 分别为探测场和控制场的波矢和角频率, t 为时间, $c.c.$ 为复共轭项, i 为虚数单位。该体系中,还引入了一个沿 z 方向传播且角频率为 ω_s 的非共振激光场 (Stark 场),可为系统提供一个横向分布的外势。Stark 场的表达式为

$$E_s(x, t) = e_s \sqrt{2} A_s(x) \cos(\omega_s t), \quad (1)$$

式中: $A_s(x)$ 和 e_s 分别为 Stark 场的振幅和单位偏振矢量,这样的一个非共振激光场可以使能级 $|j\rangle$ 发生一个很小的能级偏移 δ_j , 其中 $\delta_j = -\alpha_j \langle E_s^2 \rangle_j / 2 = -\alpha_j |A_s(x)|^2 / 2$, α_j 为能级 $|j\rangle$ 的标量极化率, $\langle E_s^2 \rangle_j = \int_0^T E_s^2 dt / T$ 为一个振荡周期的平均值, T 为 Stark 场的振动周期,考虑到 Stark 场造成的能级偏移,系统的光学

失谐量应被修正为 $\Delta'_j = \Delta_j + \alpha_{jl} |A_s(x)|^2 / 2$, 其中 $\alpha_{jl} = (\alpha_j - \alpha_l) / \hbar$, \hbar 为约化普朗克常量。

在电偶极近似和旋转波近似下,系统在相互作用表象下的哈密顿量为

$$\hat{H}_{int} = -\hbar \left[\sum_{j=1}^3 \Delta'_j |j\rangle \langle j| + \Omega_c |3\rangle \langle 2| + \Omega_p |3\rangle \langle 1| + H.c. \right], \quad (2)$$

式中: $\Omega_c = |p_{23}| \mathcal{E}_c / \hbar$ 和 $\Omega_p = |p_{13}| \mathcal{E}_p / \hbar$ 分别为控制场和探测场的半拉比频率; p_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 与能级 $|j\rangle$ 之间的电偶极矩。因此,在相互作用表象下,原子的运动由光学布洛赫 (Bloch) 方程描述,即

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{int}, \sigma] - L\sigma, \quad (3)$$

式中: σ 为 3×3 的密度矩阵; L 为描述系统自发辐射率和退相干概率的 3×3 弛豫矩阵。系统中探测场的动力学演化由麦克斯韦 (Maxwell) 方程给出,在慢变包络近似下,探测场的 Maxwell 方程^[38] 表示为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Omega_p + \frac{c}{2\omega_p}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\Omega_p + \kappa_{13}\sigma_{31} = 0, \quad (4)$$

式中: $\kappa_{13} = N_a |\mathbf{p}_{13}|^2 \omega_p^2 / [2\epsilon_0 c^2 \hbar k_p]$, 为耦合强度; N_a 为原子数密度; c 为光速。式(3)和式(4)即为能够描述系统相互作用动力学性质的 Maxwell-Bloch (MB) 方程组。

在这样一个 EIT 系统中, 探测场的强度远小于控制场的强度, 因此可以采用多重尺度展开法^[39-40]对 MB 方程进行求解, 将系统中的多尺度变量进行渐进展开, 其渐进展开式为 $\sigma_{jl} - \sigma_{jl}^{(0)} = \epsilon \sigma_{jl}^{(1)} + \epsilon^2 \sigma_{jl}^{(2)} + \epsilon^3 \sigma_{jl}^{(3)} + \dots$, $\Omega_p = \epsilon \Omega_p^{(1)} + \epsilon^2 \Omega_p^{(2)} + \dots$, 其中 ϵ 为描述探测场和控制场振幅比的无量纲化参数, 式(4)左侧的物理量可以写成多尺度变量的函数, 即 $z_j = \epsilon^j z$ ($z = 0, 2$), $x_j = \epsilon^j x$ ($j = 1$), $t_j = \epsilon^j t$ ($j = 0, 2$), 定义 $d_{jl} = \Delta'_j - \Delta'_l + i\gamma_{jl}$, Stark 场的振幅可以写为 $A_s = \epsilon A_s^{(1)}$, 在此条件下 d_{jl} 可以表示为 $d_{jl} = d_{jl}^{(0)} + \epsilon^2 d_{jl}^{(2)}$, 其中 $d_{jl}^{(2)} = \alpha_{jl} |A_s^{(1)}|^2 / 2$ 。将上述展开式代入 MB 方程进行逐阶求解, 经过系统求解, 在一阶解中得到探测场的线性色散关系为

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \kappa_{13} \frac{(\omega + d_{21}^{(0)})}{|\Omega_c|^2 - (\omega + d_{21}^{(0)})(\omega + d_{31}^{(0)})}. \quad (5)$$

在三阶方程组中, 描述探测场包络演化的方程为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_g}\frac{\partial}{\partial t}\right)U + \frac{c}{2\omega_p}\frac{\partial^2}{\partial x^2}U + W_1|U|^2U + W_2|A_s(x)|^2U = -iaU, \quad (6)$$

式中: $V_g^{-1} = \partial K(\omega) / \partial \omega$; $\alpha = \text{Im}[K(\omega)]$; W_1 为描述系统自相位调制的非线性系数; W_2 为外势调制系数。一般情况下, 式(6)中的系数是比较复杂的, 但是当系统工作在 EIT 条件下, 能够找到一组真实物理参数, 使其实部远远大于虚部, 且有 $\alpha \approx 0$ 。为了后续的研究, 对式(6)进行无量纲化处理, 定义无量纲变量 $\xi = x/R_x$, $s = z/L_D$, $\tau = t/\tau_0$, $v = U/u_0$, $g = V_g \tau_0 / L_D$, $\gamma = L_D / L_N$, $\omega = L_D \text{Re}(W_2) A_0^2$, $V(\xi) = (A_s/A_0)^2$, $L_N = 1/\text{Re}[(W_1)u_0^2]$, 其中 u_0 , τ_0 , R_x 分别为探测场的特征半拉比频率、脉冲宽度和衍射方向特征宽度, A_0 为 Stark 场的特征强度, 令 $v(\tau, s, \xi) = \lambda(\tau, s)u(s, \xi)$, 其中 $\lambda(\tau, s) = [1/(\rho_0 \sqrt{\pi})]^{1/2} \exp[-\rho^2/(2\rho_0^2)]$, $\rho = \tau - s/g$, ρ_0 为自由参数^[40-41]。将上述变量代入式(6), 得到的探测场非线性传播的无量纲 NLSE 为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial s} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial \xi^2}\right)u + \gamma|u|^2u + \omega V(\xi)u = 0. \quad (7)$$

下面选择一个真实的物理系统进行研究, 取超冷⁸⁷Rb 原子气的 D1 线跃迁, 即 $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1\rangle$, $|2\rangle = |5^2S_{1/2}, F=2\rangle$, $|3\rangle = |5^2P_{1/2}, F=2\rangle$ ^[42], 对应系统参数为 $\Gamma_3 \approx 5.75$ MHz, 选择的其他参数为 $N_a \approx 1.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\Omega_c = 9 \times 10^7$ MHz, $\Delta_2 = -6 \times 10^6$ MHz,

$\Delta_3 = -2 \times 10^8$ MHz, 则式(6)中的系数为 $W_1 = -(7.34 + 0.096i) \times 10^{-15} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2$, $W_2 = (5.62 + 0.13i) \times 10^{-9} \text{ cm} \cdot \text{V}^{-2}$, 定义系统的特征参数如下: $u_0 = 2.87 \times 10^7$ Hz, $\tau_0 = 2 \times 10^{-7}$ s, $R_x = 40 \mu\text{m}$, $A_0 = 3.04 \times 10^4 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, 计算得到的相应系数为 $\gamma = 1 - 0.02i$, $\omega = 1 - 0.01i$, 忽略其虚部, 式(7)可化简为

$$\left(i\frac{\partial}{\partial s} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial \xi^2}\right)u + |u|^2u + V(\xi)u = 0. \quad (8)$$

从(8)式可以看出, 体系中沿 x 方向分布的 Stark 场对系统的横向折射率分布产生了相应的调制, 这个影响反映在方程所含的外势项 $V(\xi)$ 上。本文选取横向分布为矩形函数的 Stark 场, 它可以为系统提供一个如下形式的矩形势垒

$$V(\xi) = \begin{cases} V_0, & |\xi| \leq \beta \\ 0, & |\xi| > \beta \end{cases}, \quad (9)$$

式中: V_0 表示矩形势垒 $V(\xi)$ 的强度; β 为势垒宽度的一半。在 $V(\xi) = 0$ 的条件下, 式(8)支持具有如下形式的亮孤子解, 即

$$u(\xi, s) = \zeta_0 \text{sech}[\zeta_0(\xi - \eta_0 s - \xi_0)] \exp\left\{i\left[\eta_0 \xi - (\eta_0^2 - \zeta_0^2)s/2 - \varphi_0\right]\right\}, \quad (10)$$

式中: ζ_0 , η_0 , ξ_0 , φ_0 为自由参数^[29]。相比于均匀克尔介质中光脉冲的传播, 在系统引入矩形外势的调制后, 探测光脉冲的传播性质会因此发生改变, 基于式(8)可以研究探测光脉冲在矩形势垒调制下的激发和传播性质以及孤子间的相互作用等。

3 矩形势垒中模式激发与传播特性研究

在单孤子入射的条件下, 选择一组矩形势垒的特征参数 $V_0 = 5$, $\beta = 4$, 入射光孤子的初始条件为 $u(\xi, 0) = \text{sech}(\xi - 10) \exp(-i0.5\xi)$, 图 2(a) 所示为光孤子演化过程的数值模拟结果, 虚线表示矩形势垒边界。当光脉冲与势垒边界接触时, 其中一部分光脉冲发生了反射, 并且随着传播距离不断增大在横向上发生展宽; 另一部分光脉冲耦合进入势垒并在势垒内部激发了较为明显的传播模式, 但是由于单孤子入射的不对称性, 这种传播模式在势垒内部向前传播的过程中伴随着横向振荡。

如图 2(b) 所示, 在系统中对称地输入两个初始光孤子, 即 $u(\xi, 0) = \text{sech}(\xi - 10) \exp(-i0.5\xi) + \text{sech}(\xi + 10) \exp(i0.5\xi)$, 其他条件与图 2(a) 一致。在传播过程中, 当两光孤子脉冲同时接触势垒边界时, 它们的大部分脉冲耦合进势垒, 并且在横向 ξ 上产生一个准周期的强度分布, 另外一小部分脉冲被反射到势垒外, 并且迅速展宽。这种准周期的强度分布模式有一个类似驻波的形状, 并且可以长距离稳定传播, 与图 2(a) 相比, 图 2(b) 所示的模式具有更高的强度和更好

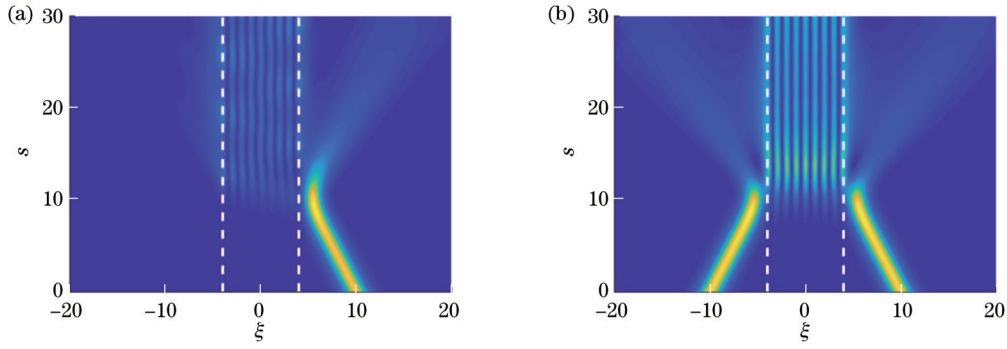


图 2 孤子在势垒中激发的传播模式。(a)单孤子入射时的激发过程;(b)对称双孤子入射时的激发过程

Fig. 2 Propagation modes of soliton excited in the barrier. (a) Excitation process of single soliton incidence; (b) excitation process of double solitons symmetric incidence

的对称性。

这种周期性强度分布模式能够在势垒中稳定传播的物理原因是在对称入射的条件下,由单孤子激发的同种模式之间相互耦合,且耦合进入势垒的脉冲在横向上来回反射并周期性相遇,从而导致量子干涉效应的产生,图 2(b)所示的现象属于相长干涉。

通过改变光孤子的入射位置和入射角度,研究非对称入射时不同种模式之间的耦合情况及其能否在势

垒中激发一种相对稳定的传播模式,结果见图 3。在图 3(a)中,输入的初始光脉冲为 $u(\xi, 0) = \text{sech}(\xi - 11.5)\exp(-i0.5\xi) + \text{sech}(\xi + 15.5)\exp(i0.8\xi)$, 并选择势垒的特征参数为 $V_0 = 6.2, \beta = 4$, 此时大部分脉冲依然耦合到势垒中并激发一种模式,但这种模式在传播过程中伴随着明显的横向振荡,即入射光孤子角度和位置的非对称性会破坏激发过程的横向对称性,并影响传播模式的稳定性。

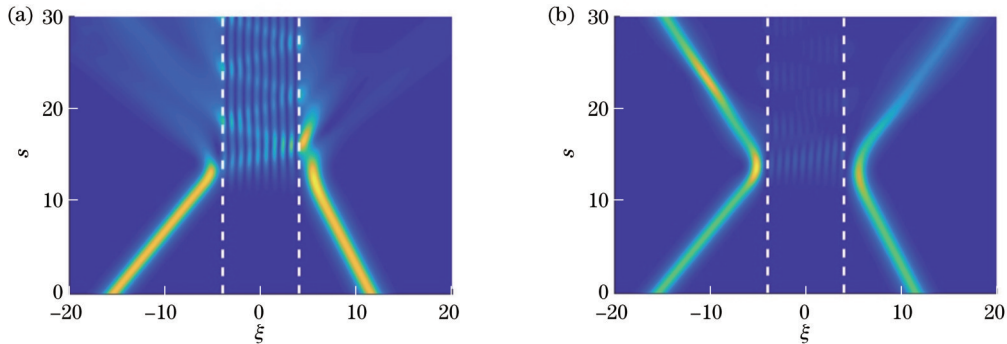


图 3 孤子非对称入射时势垒中激发的传播模式。(a) $V_0 = 6.2, \beta = 4$; (b) $V_0 = 7.5, \beta = 4$

Fig. 3 Propagation modes of soliton excited in the barrier in case of asymmetric incidence. (a) $V_0 = 6.2, \beta = 4$; (b) $V_0 = 7.5, \beta = 4$

如图 3(b)所示,势垒强度 V_0 增至 7.5,其他条件不变,入射孤子的脉冲几乎全部被反射到势垒外,且这部分被反射的脉冲在势垒两侧分布不均。产生这种现象的原因是两脉冲在接触势垒边界被激发,但势垒不支持其所激发的这种模式在势垒内部传播,且由于入射光孤子脉冲具有不对称性,其借助势垒与光脉冲相互作用的瞬态激发过程实现了两侧能量的重新分配。

与单孤子入射相比,双孤子对称入射时所激发的传播模式具有更好的对称性和稳定性,因此接下来针对双孤子对称入射情形下,势垒中的模式能够被激发和稳定传播的条件进行讨论。通过对不同初始条件下光脉冲传播进行数值仿真,发现势垒中的激发模式能够稳定传播的条件主要取决于势垒强度、势垒宽度及入射孤子脉冲的相位差等因素。为了能更直观地判断激发模式能否在势垒中稳定传播,定义横向的平均模

式强度分布为

$$|u|^2(s) = \int_{-\beta}^{\beta} |u(\xi, s)|^2 d\xi / (2\beta). \quad (11)$$

图 4(a)所示为 $s = 30$ 处的平均强度 $|u|^2$ 随 V_0 的变化曲线,初始条件为 $u(\xi, 0) = \text{sech}(\xi - 10) \times \exp(-i0.5\xi) + \text{sech}(\xi + 10) \exp(i0.5\xi)$, $\beta = 4$, 随着 V_0 的增加,势垒中模式的平均强度 $|u|^2$ 呈现准周期性变化。当 V_0 取一些特定值时,图 4(a)中曲线的峰值 [与图 4(b)所示曲线对应],表示入射孤子脉冲的大部分脉冲被耦合到势垒中,并且能够长距离稳定传播。类似地,图 4(a)中曲线的谷值表示该情况下尽管存在模式激发,但是势垒不允许所激发的模式在势垒中长距离稳定传播,即截止模式,且大部分脉冲经过激发过程后被反射到势垒外。

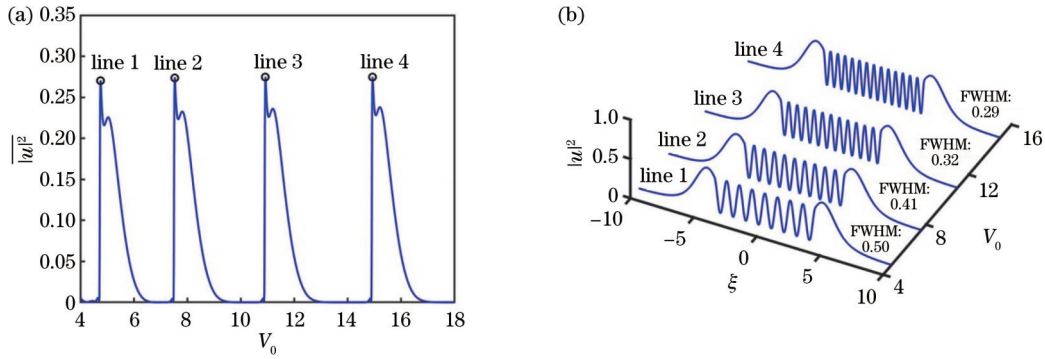


图 4 势垒强度对激发模式的影响。(a) 激发模式的平均强度 $|u|^2$ 随 V_0 的变化; (b) 不同势垒强度下激发模式所对应的波形
Fig. 4 Influence of barrier intensity to excited modes. (a) Average intensity $|u|^2$ of excited modes as a function of barrier intensity V_0 ; (b) corresponding waveshapes of excited modes under different barrier intensities

图 4(b) 给出了不同势垒强度下光脉冲传播至 $s = 30$ 处的波形, 其对应于图 4(a) 中 4 个峰值处的波形。它们在 $s = 30$ 处仍然具有较高的强度, 表明其在传播过程中的能量损失很小。图 4(b) 中还给出了这些传播模式在一个空间周期上的半峰全宽 (FWHM), 随着 V_0 的增加, 这些稳定传播模式的空间周期逐渐减小。

在图 4 中, 通过改变势垒强度进而改变激发模式的空间周期, 且在势垒宽度不变时, 势垒内部只能允许具有特定空间周期大小的激发模式在势垒中远距离传

播, 这表明势垒宽度在一定程度上也对势垒中模式的稳定传播有着影响, 关于势垒宽度对激发模式的影响将在下文进行讨论。

图 5(a) 所示为势垒强度不变时 $s = 20$ 处的模式强度随势垒宽度的变化, 实线表示两输入光子相位差 $\Delta\varphi$ 为 0 的情形, 虚线表示两输入光子相位差 $\Delta\varphi$ 为 π 的情形。随着势垒宽度的改变, 平均模式强度 $|u|^2$ 也呈现出准周期性变化。

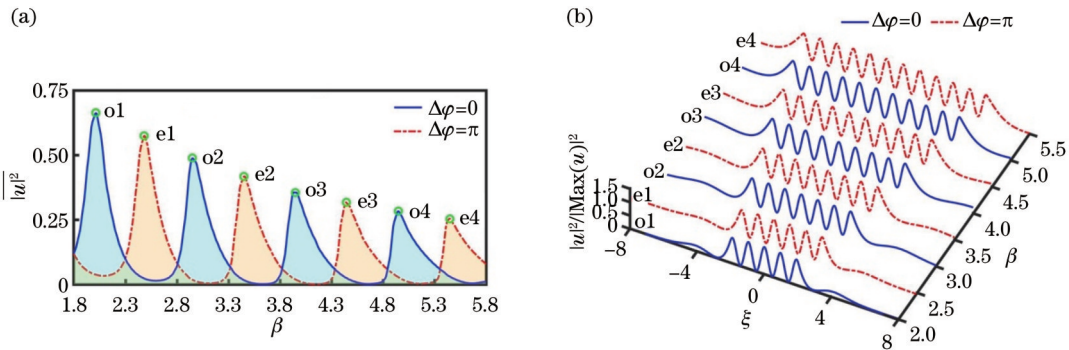


图 5 势垒宽度对激发模式的影响。(a) 激发模式的平均强度 $|u|^2$ 随 β 的变化; (b) 不同势垒宽度下激发模式所对应的波形
Fig. 5 Influence of barrier width to excited modes. (a) Average intensity $|u|^2$ of excited modes as a function of β ; (b) corresponding waveshapes of excited modes under different barrier widths

图 5(b) 给出了不同势垒宽度下光脉冲在 $s = 20$ 处的归一化波形, 在能够激发稳定传播模式的前提下, 对于 $\Delta\varphi = 0$ 的情况, 势垒中激发的传播模式有奇数个完整峰, 定义为奇模; 对于 $\Delta\varphi = \pi$ 的情况, 势垒中激发的传播模式有偶数个完整峰, 定义为偶模。在图 5 中, 虽然势垒宽度发生改变, 但是其所允许的传播模式的空间周期并未发生变化, 只有完整峰的数量随着宽度增大而增多, 且根据能量守恒定律, 随着势垒内波峰数增加, 其峰值呈逐渐下降趋势, 见图 5(a)。

综上, 通过改变势垒强度可以改变激发模式的空间周期, 通过选择适当的势垒宽度可以获得该空间周期下的稳定传播模式, 因此可以选择合适的矩形势垒特征参数来实现对势垒中所激发模式空间结构的调制。

4 相位依赖全光开关

从图 5 看到, 在对称入射的情况下, 入射光脉冲携带的相位信息也会影响势垒中激发模式的传播情况, 特别是对于两种典型的相位差 $\Delta\varphi = 0$ 和 $\Delta\varphi = \pi$, 图 5(a) 所示的强度曲线在 $\Delta\varphi = 0$ 时的峰值对应着在 $\Delta\varphi = \pi$ 时的谷值, 反之则反。根据这个特性可以设计一个基于相位的全光开关或者 XNOR 逻辑门。图 6 给出了具有不同相位差的光孤子脉冲在矩形外势调制下的激发与传播情况, 系统的初始条件为 $u = \text{sech}(\xi - 12) \exp(-i0.5\xi) + \text{sech}(\xi + 12) \exp(i0.5\xi + i\Delta\varphi)$, $V_0 = 5, \beta = 4$ 。

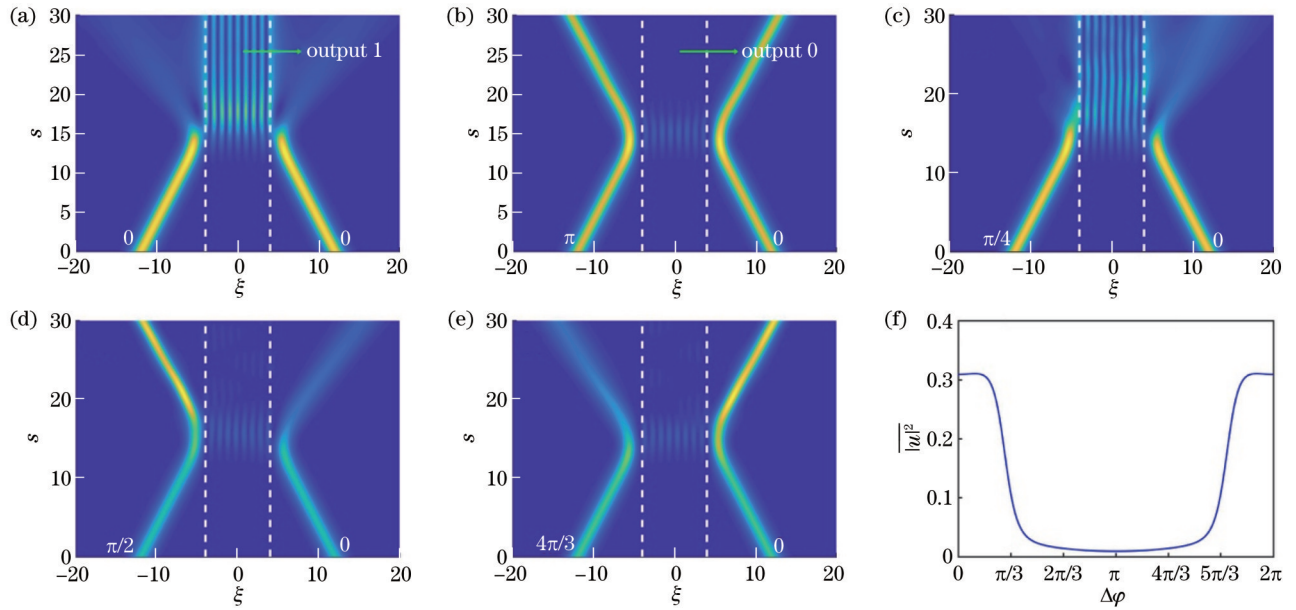


图 6 具有不同相位差的双孤子在矩形势垒中的激发情况。(a) $\Delta\varphi = 0$; (b) $\Delta\varphi = \pi$; (c) $\Delta\varphi = \pi/4$; (d) $\Delta\varphi = \pi/2$; (e) $\Delta\varphi = 4\pi/3$;

(f) $\overline{|u|^2}$ 随 $\Delta\varphi$ 的变化曲线

Fig. 6 Excitation of double solitons with different phase differences in barrier. (a) $\Delta\varphi = 0$; (b) $\Delta\varphi = \pi$; (c) $\Delta\varphi = \pi/4$; (d) $\Delta\varphi = \pi/2$;

(e) $\Delta\varphi = 4\pi/3$; (f) $\overline{|u|^2}$ as a function of $\Delta\varphi$

如图 6(a)、(b) 所示, 两种具有典型相位差 ($\Delta\varphi = 0$ 和 $\Delta\varphi = \pi$) 的双孤子在与矩形外势相互作用的过程中, 不论是势垒中激发的模式还是被反射到势垒两侧的脉冲, 在传播过程中都关于 $\xi = 0$ 对称, 不存在横向振荡。但是对于其他的一些相位差, 如图 6(c)~(e) 所示, 这种横向上的对称性不复存在。如图 6(c) 所示, 当 $\Delta\varphi = \pi/4$ 时, 入射光脉冲的一部分脉冲可以耦合到势垒中, 另一部分脉冲从势垒的右边界传出, 且所激发的模式在传播过程中伴随着横向上轻微的振荡。图 6(d)、(e) 所示为 $\Delta\varphi = \pi/2$ 和 $\Delta\varphi = 4\pi/3$ 的激发情况, 此时势垒中激发的模式不能向前传播, 几乎所有脉冲被反射到势垒两侧, 且其原有的波形保持不变, 被反射到两侧的光脉冲的能量也在瞬态激发过程中实现了重新分配。

图 6(f) 给出了平均强度 $\overline{|u|^2}$ 随相位差 $\Delta\varphi$ 的变化情况, 在 $\Delta\varphi$ 处于 $[\pi/2, 3\pi/2]$ 的区域, 其输出的平均强度 $\overline{|u|^2}$ 是一个很小的值 (接近于 0), 因此在这个区域内可以选择合适的相位差来实现入射光脉冲输出能量的重新分配。同时在相位差 $\Delta\varphi$ 处于 $[\pi/6, \pi/2]$ 与 $[3\pi/2, 11\pi/6]$ 的区域内, 传播模式的平均强度随相位的变化出现急剧下降与上升, 这种跃阶变化为相位光开关的设计提供了可能。当图 6(a) 中输入脉冲携带的相位均为 0 时, 势垒末端传播模式的强度仍较大, 而当图 6(b) 中输入脉冲携带的相位分别为 0 和 π 时, 势垒末端输出的传播模式强度接近于 0, 这样通过改变输入光脉冲的相位信息, 可以得到一种相位依赖的全光开关。为了更好地判断势垒末端的输出强度是否能

够作为一个可检测的有效输出, 下面给出光脉冲输出的阈值强度, 并定义“1”和“0”两种不同的输出状态, 图 6(f) 所示的输出光脉冲的平均强度 $\overline{|u|^2}$ 随相位差 $\Delta\varphi$ 的变化曲线关于 $\Delta\varphi = \pi$ 对称, 选取相位差 $\Delta\varphi = \pi/3$ 和 $\Delta\varphi = 5\pi/3$ 处对应的输出平均强度 $\overline{|u|^2}_T = 0.1$ 作为输出光脉冲的阈值强度, 当 $\Delta\varphi \in [0, \pi/3] \cup [5\pi/3, 2\pi]$ 时, 其输出的平均强度大于阈值 $\overline{|u|^2}_T$, 定义此时的输出状态为“1”, 当 $\Delta\varphi \in [\pi/3, 5\pi/3]$ 时, 其输出的平均强度小于阈值 $\overline{|u|^2}_T$, 定义输出状态为“0”, 这样就实现了一个相位依赖的全光开关。

5 结 论

提出一种光孤子脉冲在矩形势垒调制下全光开关的设计方案。通过多重尺度法, 得到了描述探测场在非均匀介质中传播的 NLSE, 施加的非共振 Stark 场为体系提供了一个矩形势垒。在孤子与矩形势垒相互作用的过程中, 其可以在势垒中激发一些特定的传播模式, 相较于其他入射情况, 双孤子对称入射所激发的模式在横向上具有良好的周期性强度分布, 激发模式有着更高的对称性与稳定性。基于这种传播模式, 分析了势垒的强度、宽度与入射孤子的相位差对这种模式在激发和传播过程中的影响。最后通过选取适当的外势参数, 设计了一种相位依赖的全光开关。上述针对孤子在外势中非线性传播特性的研究在光信息处理等领域具有良好的应用前景。

参 考 文 献

- [1] 廖琨, 甘天奕, 胡小永, 等. 基于介电超表面的片上集成纳米光子器件[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823001.
Liao K, Gan T Y, Hu X Y, et al. On-chip nanophotonic devices based on dielectric metasurfaces[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823001.
- [2] 王奕方, 吴侃, 陈建平. MoS₂/WSe₂-PVA 薄膜热光全光调制器[J]. 红外与激光工程, 2019, 48(1): 0103003.
Wang Y F, Wu K, Chen J P. All-optical thermal modulator based on MoS₂/WSe₂-PVA thin film[J]. Infrared and Laser Engineering, 2019, 48(1): 0103003.
- [3] 朱效舒, 刘俊, 贺涓子, 等. 超构表面在量子光学中的研究与应用[J]. 光学学报, 2022, 42(3): 0327006.
Zhu X S, Liu J, He J Z, et al. Research and application of metasurfaces in quantum optics[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(3): 0327006.
- [4] 陈烈裕, 李占成, 程化, 等. 基于超表面的量子态制备与操控研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823016.
Chen L Y, Li Z C, Cheng H, et al. Progress of metasurface-enabled preparation and manipulation of quantum states[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823016.
- [5] Hasegawa A, Tappert F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion[J]. Applied Physics Letters, 1973, 23(3): 142-144.
- [6] Chiao R Y, Garmire E, Townes C H. Self-trapping of optical beams[J]. Physical Review Letters, 1964, 13(15): 479-482.
- [7] Stegeman G I, Kivshar Y. Spatial optical solitons Guiding light for future technologies[J]. Optics and Photonics News, 2002, 13(2): 59-63.
- [8] Segev M, Stegeman G. Self-trapping of optical beams: spatial solitons[J]. Physics Today, 1998, 51(8): 42-48.
- [9] Kivshar Y S. Bright and dark spatial solitons in non-Kerr media[J]. Optical and Quantum Electronics, 1998, 30(7/8/9/10): 571-614.
- [10] 白娟, 杨荣草, 田晋平. 超材料中高阶效应影响下飞秒准亮孤子解及其特性[J]. 光学学报, 2020, 40(2): 0219001.
Bai J, Yang R C, Tian J P. Femtosecond quasi-bright soliton solution and its properties under influence of higher-order effects in metamaterials[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(2): 0219001.
- [11] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 633.
- [12] 黄国翔, 杭超, 朱成杰. 主动拉曼增益介质中快光传播的非线性理论[J]. 光学学报, 2011, 31(9): 0900133.
Huang G X, Hang C, Zhu C J. Theory of fast-light propagation in active Raman gain media[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(9): 0900133.
- [13] Harris S E, Hau L V. Nonlinear optics at low light levels [J]. Physical Review Letters, 1999, 82(23): 4611-4614.
- [14] Schmidt H, Imamoglu A. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency[J]. Optics Letters, 1996, 21(23): 1936-1938.
- [15] Lukin M D, Imamoglu A. Nonlinear optics and quantum entanglement of ultraslow single photons[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(7): 1419.
- [16] Hang C, Huang G X. Parity-time symmetry along with nonlocal optical solitons and their active controls in a Rydberg atomic gas[J]. Physical Review A, 2018, 98(4): 043840.
- [17] Xu H H, Hang C, Huang G X. Nonlocal nonlinear optical X waves and their active control in a Rydberg atomic gas[J]. Physical Review A, 2020, 101(5): 053832.
- [18] Chen Y, Bai Z Y, Huang G X. Ultraslow optical solitons and their storage and retrieval in an ultracold ladder-type atomic system[J]. Physical Review A, 2014, 89(2): 023835.
- [19] Karpa L, Weitz M. A Stern-Gerlach experiment for slow light[J]. Nature Physics, 2006, 2(5): 332-335.
- [20] Weng Y H, Wang H, Chen P J. Propagation of nonlocal vector solitons under Gauss barrier or trap[J]. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(10): 1048001.
- [21] Din M A M, Umarov B, Aklan N A B, et al. Scattering of the vector soliton in coupled nonlinear Schrödinger equation with gaussian potential[J]. Malaysian Journal of Fundamental and Applied Sciences, 2020, 16(5): 500-504.
- [22] Zhang Y D, Tan C H. Coherent control of optical solitons interaction via external potential in electromagnetically induced transparency system[J]. Optik, 2022, 252: 168501.
- [23] Baizakov B B, Malomed B A, Salerno M. Multidimensional solitons in a low-dimensional periodic potential[J]. Physical Review A, 2004, 70(5): 053613.
- [24] Yang R C, Wu X L. Spatial soliton tunneling, compression and splitting[J]. Optics Express, 2008, 16(22): 17759-17767.
- [25] Musslimani Z H, Makris K G, El-Ganainy R, et al. Optical solitons in PT periodic potentials[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(3): 030402.
- [26] Zeng L W, Zeng J H. One-dimensional gap solitons in quintic and cubic-quintic fractional nonlinear Schrödinger equations with a periodically modulated linear potential [J]. Nonlinear Dynamics, 2019, 98(2): 985-995.
- [27] Bai Z Y, Zhang Q, Huang G X. Quantum reflections of nonlocal optical solitons in a cold Rydberg atomic gas[J]. Physical Review A, 2020, 101(5): 053845.
- [28] Kominis Y, Hizanidis K. Power-dependent reflection, transmission, and trapping dynamics of lattice solitons at interfaces[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(13): 133903.
- [29] Chen Z M, Xie H Q, Li Q, et al. Stern-Gerlach deflection of optical Thirring solitons in a coherent atomic system[J]. Physical Review A, 2019, 100(1): 013827.
- [30] Zhou Y, Liu Q, Wang C K, et al. Trapping effect and trajectory control of surface plasmon polaritons in a metal-dielectric-metal waveguide[J]. Physical Review A, 2020, 102(6): 063516.

- [31] Zhu C J, Deng L, Hagley E W, et al. Optical cloaking using alternate Raman gain and free-space media in the presence of spatially distributed pump fields[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(4): 045804.
- [32] Zhu C J, Deng L, Hagley E W. Dynamic light deflection in an active Raman-gain medium using a spatially inhomogeneous pump[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(1): 013841.
- [33] 王涛, 廉城, 王连锴, 等. 饱和非线性介质中艾里光束与孤子的交互作用[J]. *中国激光*, 2021, 48(13): 1308001.
Wang T, Lian C, Wang L K, et al. Interaction of airy beams and soliton in saturable nonlinear medium[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(13): 1308001.
- [34] Liu Q, Li N, Tan C H. All-optical logic gate based on manipulation of surface polaritons solitons via external gradient magnetic fields[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(2): 023818.
- [35] Ghadi A, Sohrabfar S. All-optical multiple logic gates based on spatial optical soliton interactions[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018, 30(6): 569-572.
- [36] Hang C, Li W B, Huang G X. Nonlinear light diffraction by electromagnetically induced gratings with PT symmetry in a Rydberg atomic gas[J]. *Physical Review A*, 2019, 100(4): 043807.
- [37] Lin J Z, Hou K, Zhu C J, et al. Manipulation and improvement of multiphoton blockade in a cavity-QED system with two cascade three-level atoms[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(5): 053850.
- [38] Hang C, Huang G X. Stern-Gerlach effect of weak-light ultraslow vector solitons[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(4): 043809.
- [39] Huang G X, Deng L, Payne M G. Dynamics of ultraslow optical solitons in a cold three-state atomic system[J]. *Physical Review E*, 2005, 72(1): 016617.
- [40] Guan J, Zhu C J, Hang C, et al. Generation and propagation of hyperbolic secant solitons, Peregrine solitons, and breathers in a coherently prepared atomic system[J]. *Optics Express*, 2020, 28(21): 31287-31296.
- [41] Guo Y, Zhou L, Kuang L M, et al. Magneto-optical Stern-Gerlach effect in an atomic ensemble[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(1): 013833.
- [42] Steck D A. Rubidium 87 D line data[EB/OL]. [2021-02-03]. <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>.