

亮孤子在宇称时间对称波导中的传输和控制

党婷婷 王娟芬 安亚东 刘香莲 张朝霞 杨玲珍

Transmission and control of bright solitons in parity-time symmetric waveguide

Dang Ting-Ting Wang Juan-Fen An Ya-Dong Liu Xiang-Lian Zhang Zhao-Xia Yang Ling-Zhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 064211 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.064211

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064211>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微结构光纤近红外色散波产生的研究

Study of near-infrared dispersion wave generation for microstructured fiber

物理学报.2015, 64(3): 034215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034215>

负性介电各向异性向列相液晶中空间光孤子的理论研究

Theoretical investigation of spatial optical solitons in nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy

物理学报.2014, 63(18): 184207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184207>

耦合广义非线性薛定谔方程的相互作用表象龙格库塔算法及其误差分析

A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture algorithm for simulating coupled generalized nonlinear Schrödinger equation and its error analysis

物理学报.2013, 62(15): 154205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.154205>

光纤放大器中非自治光畸波的传播控制研究

Transmission control of nonautonomous optical rogue waves in nonlinear optical media

物理学报.2013, 62(2): 024216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.024216>

变系数非线性 Schrödinger 方程的孤子解及其相互作用

Solitons of nonlinear Schrödinger equation with variable-coefficients and interaction

物理学报.2011, 60(6): 064214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.064214>

亮孤子在宇称时间对称波导中的传输和控制*

党婷婷 王娟芬† 安亚东 刘香莲 张朝霞 杨玲珍

(太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

(2014年7月30日收到; 2014年9月16日收到修改稿)

基于光波在宇称-时间 (PT) 对称波导中传输的理论模型, 数值研究了亮孤子在呈高斯分布的 PT 对称克尔非线性平板波导中的传输和控制. PT 对称波导, 要求波导的折射率分布呈偶对称, 而增益/损耗分布呈奇对称. 结果表明: 当波导的折射率分布强度为正时, PT 对称波导的中心折射率最大, 即使没有自聚焦克尔非线性效应, PT 对称波导也可以束缚光波, 形成波浪形光束且长距离传输; 当折射率分布强度为负时, PT 对称波导的中心折射率最小, 光波的传输方向发生偏移. 而增益/损耗分布可控制光波的偏移方向: 增益/损耗分布强度为正, 光波向左偏移; 强度为负, 光波向右偏移; 强度为零时, 光波被分为两束. 且当折射率分布强度为负时, 可以很好地抑制相邻亮孤子间的相互作用. 该研究结果可为未来 PT 对称波导在全光控制方面的应用提供一定的理论依据.

关键词: 亮孤子, 宇称时间对称, 复折射率, 光波传输

PACS: 42.81.Dp, 42.65.Tg, 42.65.Hw, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.64.064211

1 引言

宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的概念最初来自于量子力学. 量子力学中要求每个物理可观察量所对应的算符必须是厄米算符, 因为厄米算符的本征值是实数. 所以在一般情况下, 哈密顿算符也必须是厄米的, 从而保证其能量本征值是实数. 然而, 1998年, Bender 和 Boettcher^[1] 研究发现满足 PT 对称的一系列非厄米哈密顿算符, 也具有实的能量本征谱. 一个具有 PT 对称的非厄米哈密顿算符要求复势能函数必须满足 $V(x) = V^*(-x)$, 即要求势能函数的实部是偶函数, 而虚部是奇函数. 2007年, Ganainy 等^[2-4] 将 PT 对称的概念引入到光学领域中. 光学中, 由 Maxwell 方程在傍轴近似下导出的光波传输线性方程与量子力学的薛定谔方程形式非常类似, 其 PT 对称系统可通过波导中偶对称的折射率分布和奇对称的增益/损耗分布来实现.

近年来, PT 对称在光学实验上的实现^[5,6] 引

起了人们对它的广泛关注, 特别是空间光波在非线性 PT 对称波导系统中的传输问题. 在一定条件下, 空间光波在非线性波导中传输可以形成空间光孤子^[7-12]. 2011年, Hu 等^[13] 研究了在呈高斯分布的 PT 对称克尔非线性平板波导中的基态孤子、二阶孤子以及三阶孤子的存在性与稳定性. 另外在不同复折射率分布的非线性 PT 对称波导, 如周期分布 (即光格子)^[14-18]、双曲分布^[19-25]、Bessel 分布^[26] 和抛物线分布^[27] 等各种系统中的空间光孤子也已得到了研究. 2012年, He 等^[28] 还研究了在同时含有线性和非线性光学晶格的 PT 对称克尔非线性介质中晶格孤子的存在和稳定性. 2013年, PT 对称晶格中的啁啾孤子^[29] 以及 PT 对称超晶格中的缺陷孤子^[30] 也已做了相应的研究. 然而在众多关于 PT 对称波导空间光孤子的研究中, 双曲型亮孤子在呈高斯分布的 PT 对称波导中的直接传输还未得到研究.

本文基于光波在 PT 对称波导中传输的理论模型, 数值研究亮孤子在呈高斯分布的 PT 对称克尔非线性波导中的传输和控制. 首先讨论不同宽度的

* 国家自然科学基金 (批准号: 61001114, 61107033) 和山西省自然科学基金 (批准号: 2013011019-6) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangjuanfen@126.com

亮孤子在PT对称波导中的传输特性, 其次讨论复折射率的强度对亮孤子传输的影响, 最后讨论相邻两个亮孤子在PT对称波导中的相互作用. 本文的研究结果可为未来PT对称波导在全光控制方面的应用提供一定的理论依据.

2 理论模型

由Maxwell方程组可导出光波在各向同性介质中的传输方程^[31]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

\mathbf{E} 表示电场强度矢量, ε 为介电常数, μ_0 为真空中的磁导率. 这里考虑一个线偏振的单色平面波, 则 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{x}E(r) \exp(-i\omega_0 t)$, 其中 ω_0 为光波的圆频率, 代入方程(1)可得下面标量方程:

$$\nabla^2 E = -\omega_0^2 \mu_0 \varepsilon E, \quad (2)$$

其中介电常数 $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$, 这里 ε_0 为真空中的介电常数, 介质的折射率 $n = n_0 + \Delta n$, n_0 表示波导的基底折射率, Δn 为折射率的变化量. 假设光波沿 z 方向传输, 即令 $E(r) = A(x, y, z) \exp(ikz)$, 其中波数 $k = 2\pi n_0 / \lambda_0$, λ_0 表示真空中的光波波长. 上述关系式代入方程(2), 并在傍轴近似下, 可得如下方程:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 A + k \frac{\Delta n}{n_0} A = 0, \quad (3)$$

其中 A 表示光波的振幅, 横向拉普拉斯算符 ∇_{\perp}^2 代表 $(\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2)$. 方程(3)可描述空间光束在非线性介质中的传输动力学行为. 当只考虑(1+1)维空间光束的传输时, 方程中的算符 ∇_{\perp}^2 代表 $\partial^2 / \partial x^2$. 在不同的非线性介质中, 方程(3)中的折射率变化量 Δn 的表达形式也不同^[32].

本文讨论光波在一维PT对称波导系统中的传输, 该波导的折射率可表示为

$$n(x) = n_0 + n_R(x) + i n_I(x) + n_2 |A|^2, \quad (4)$$

其中 n_2 可正可负, 分别表示波导中的自聚焦或自散焦克尔非线性效应; $n_R(x)$ 和 $n_I(x)$ 分别是复折射率的实部和虚部, 分别表示波导的折射率分布和增益/损耗曲线分布. 要满足PT对称条件, 则复折射率必须满足如下条件:

$$n_R(-x) = n_R(x), \quad n_I(-x) = -n_I(x), \quad (5)$$

也就是说波导的折射率分布 $n_R(x)$ 必须是横向空间坐标 x 的偶函数, 而增益/损耗分布 $n_I(x)$ 是坐

标 x 的奇函数, 即要求折射率分布呈偶对称, 而增益/损耗分布呈奇对称. 将(4)式代入方程(3), 可得到描述光波在PT对称克尔非线性波导中的传输方程如下:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{k}{n_0} (n_R + i n_I) A + k \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A = 0, \quad (6)$$

该方程是一个修正后的非线性薛定谔方程. 如果不考虑克尔非线性效应, 方程(6)可退化为文献[5]中的线性模型. 下面我们引入变换: $U = ka(|n_2|/n_0)^{1/2} A$, $X = x/a$, $Z = z/L_D$, 其中 a 和 $L_D = ka^2$ 分别表征PT对称复折射率分布的宽度和衍射长度, 它们具有长度的量纲. 经变量代换, 方程(6)可写成下面无量纲的形式^[13]:

$$i \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + [V(X) + iW(X)]U + \sigma |U|^2 U = 0, \quad (7)$$

这里 U , X , Z 分别表示无量纲的振幅, 横向坐标和传播距离.

$$V(X) = \frac{k^2 a^2}{n_0} n_R(x), \quad W(X) = \frac{k^2 a^2}{n_0} n_I(x)$$

分别表示无量纲的折射率和增益/损耗几何分布^[25]. 其中 $\sigma = n_2 / |n_2| = \pm 1$, 式中“ \pm ”分别代表波导中的自聚焦或自散焦非线性效应.

本文考虑的PT对称波导具有文献[13]中的高斯形式:

$$V(X) = V_0 e^{-X^2}, \quad W(X) = W_0 X e^{-X^2}, \quad (8)$$

式中, V_0 , W_0 分别表示折射率分布和增益/损耗分布的强度. 对于高斯分布的复PT对称势, 当折射率分布的强度比增益/损耗分布强时, 即 $|V_0| > |W_0|$, 该PT对称系统具有实的本征谱, 否则该PT对称系统的本征值处于混合状态^[13,33]. (8)式描述的PT对称平板波导如图1所示.

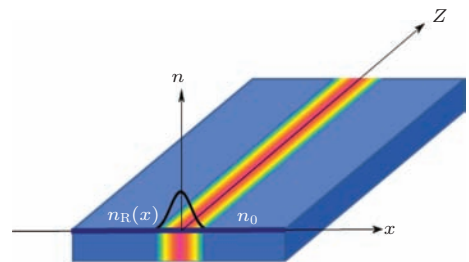


图1 (网刊彩色)PT对称平板波导示意图

基于方程(7), 文献[13]中已通过数值求解的方法研究了一定条件下该PT对称波导中具有基阶、二阶和三阶的稳态孤子模式. 而这里我们主要通过数值模拟的方法讨论双曲型亮孤子在(8)式所示的PT对称波导中的传输特性. 由于方程(7)是一个修正后的非线性薛定谔方程, 所以这里通过MATLAB软件采用分步傅里叶变换算法[31]进行数值模拟.

3 数值模拟结果与讨论

3.1 不同宽度的亮孤子在PT对称波导中的传输

在(8)式所描述的PT对称波导中, 初始输入一个双曲线型的亮孤子, 其表达式如下:

$$U(X, 0) = \text{sech}(X/\eta), \quad (9)$$

其中 η 表示亮孤子的宽度. 图2给出了PT对称波导中强度 $V_0 = 1$, $W_0 = 1$ 时, 其折射率分布函数 $V(X)$, 增益/损耗分布函数 $W(X)$ 和不同宽度的初始输入亮孤子的曲线. 从图2中可看出, PT对称波导中的折射率分布函数 $V(X)$ 呈偶对称, 增益/损耗分布函数 $W(X)$ 呈奇对称, 因而满足PT对称的基本条件. 由图2中 $V(X)$ 的曲线可看出, 由于 $V_0 > 0$, 所以在整个横向区域内 $V(X) \geq 0$, 且在 $X = 0$ 的位置, $V(X)$ 的值最大, 远离 $X = 0$, $V(X)$

值逐渐趋于0. 说明当强度 V_0 大于0时, PT对称波导的中心折射率最大; 远离中心, 折射率逐渐减小到等于基底折射率. 由增益/损耗分布函数 $W(X)$ 的曲线可看出, 由于 $W_0 > 0$, 所以在 $X < 0$ 区域, $W(X) \leq 0$, 而 $X > 0$ 区域, $W(X) \geq 0$, 且 $W(X)$ 绝对值的最大值出现在 $X = 0$ 附近(约在 ± 0.7 处). 远离中心位置, $W(X)$ 逐渐趋于0. 说明在 $X < 0$ 且在波导中心位置附近区域内, 呈现的是损耗, 而 $X > 0$ 的区域呈现的是增益. 远离中心区域, 增益/损耗都逐渐趋于0. 另外, 由亮孤子振幅曲线与 $W(X)$ 的曲线相比较可看出, 孤子在 $X < 0$ 区域将承受损耗, 而在 $X > 0$ 区域将获得增益.

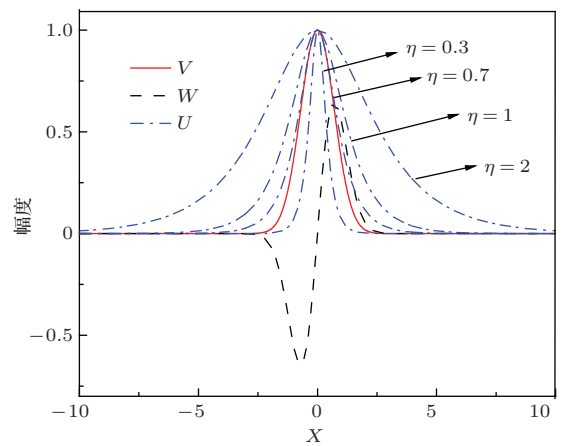


图2 (网刊彩色) 折射率分布函数 $V(X)$ 、增益/损耗分布函数 $W(X)$ 以及不同宽度亮孤子的曲线. 其中亮孤子的宽度分别取 $\eta = 0.3, 0.7, 1, 2$, 强度 $V_0 = 1, W_0 = 1$

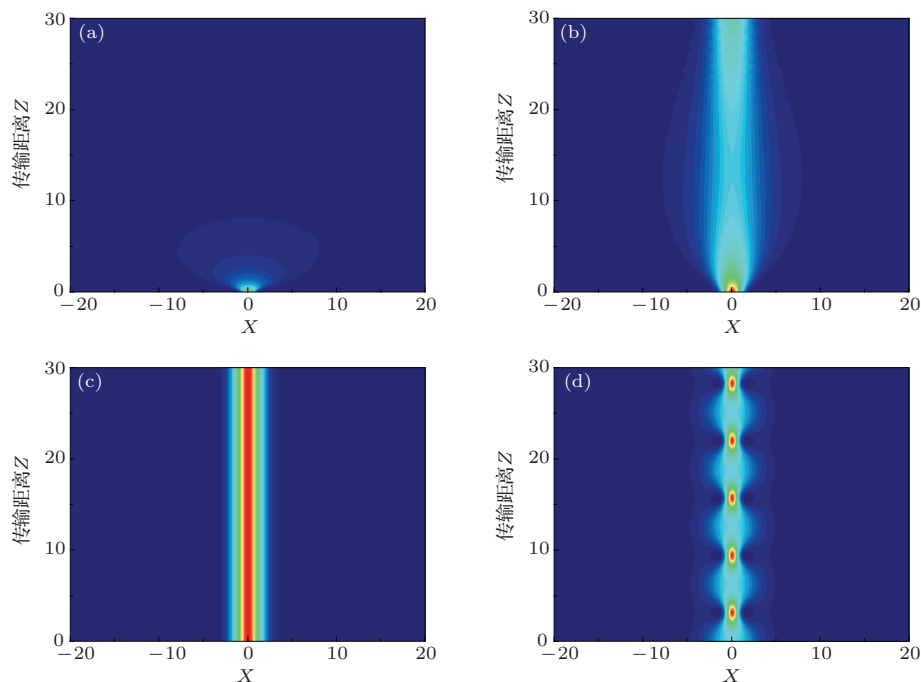


图3 (网刊彩色) 亮孤子在只有衍射和非线性的普通克尔非线性介质波导中的传输演化. 其中亮孤子宽度分别为(a) $\eta = 0.3$; (b) $\eta = 0.7$; (c) $\eta = 1$; (d) $\eta = 2$, 强度 $V_0 = 0, W_0 = 0$

下面讨论亮孤子在(8)式所示的PT对称波导中的传输特性. 首先考虑在模型(7)中没有PT对称时亮孤子的传输图, 即亮孤子在只具有衍射和自聚焦非线性效应($\sigma = 1$)的普通克尔非线性介质波导中的传输情况. 图3给出了不同宽度的亮孤子在波导中的传输. 从图中可看出, 只有当宽度 $\eta = 1$ 时, 衍射和非线性得到平衡, 才可以形成稳定传输的亮孤子, 如图3(c)所示. 当 $\eta < 1$ 时, 亮孤子承受的衍射大于自聚焦克尔非线性效应, 所以亮孤子在传输过程中不断地被扩散, 且宽度越窄, 扩散越厉害, 如图3(a)和(b)所示. 而在图3(d)中, $\eta = 2$, 亮孤子所承受的衍射小于自聚焦克尔非线性效应, 由于自聚焦克尔非线性具有类透镜的效应, 所以亮孤子在传输过程中出现了周期汇聚的形式.

其次考虑在模型(7)中没有克尔非线性($\sigma = 0$), 只有衍射和(8)式所示的PT对称相互作用时, 亮孤子在PT对称波导中的传输特性. 图4给出了

不同宽度的亮孤子在PT对称波导中的传输. 从图中可以看到, 即使没有自聚焦克尔非线性效应, 亮孤子仍然可以被束缚到波导中心稳定传输, 并形成波浪形的光束. 这是由于在(8)式所示的PT对称波导中, 如图2所示, 波导折射率分布函数 $V(X)$ 在中心值最大, 即波导中心的折射率最大, 远离中心, 其折射率逐渐减小, 所以PT对称波导中心具有束缚光的作用. 另外由于波导的增益/损耗分布函数 $W(X)$, 孤子在 $X < 0$ 区域承受损耗, 而在 $X > 0$ 获得增益, 因而导致孤子在传输过程中内部出现横向能量流动, 从而形成波浪形的光束. 且孤子在获得增益的区域, 峰值功率增加, 因而在传输过程中可周期形成高功率的光波. 从图4(a)—(d)可以看出, 不同宽度的亮孤子在波导中心传输时, 都可以被束缚, 只是当入射孤子的宽度与折射率分布函数 $V(X)$ 的宽度如图2所示差别较大时, 在传输的初始阶段, 会有部分能量被耗散, 如图4(d)所示.

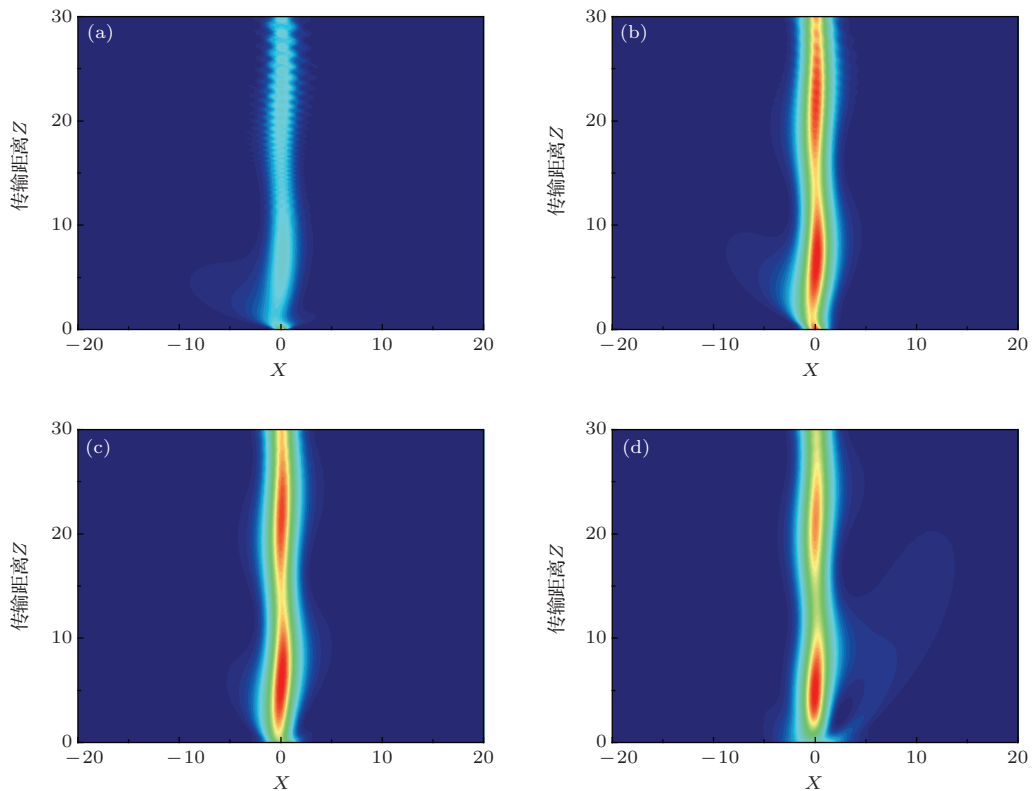


图4 (网刊彩色) 亮孤子在具有色散和PT对称的波导中的传输演化 其中强度 $V_0 = 1$, $W_0 = 1$, 亮孤子宽度同图3

最后考虑亮孤子在衍射、PT对称和克尔非线性($\sigma = 1$)都存在的情况下, 即在PT对称克尔非线性波导中的传输, 如图5所示. 从图5(a)—(c)中可看出, 在自聚焦非线性效应再次聚焦的作用下, 仍

然可形成波浪形光束. 由于三种效应的相互作用, 导致出现高功率光波的频率增加. 但当亮孤子宽度增加到大于等于2时, 光波传输将变得不稳定, 如图5(d)所示.

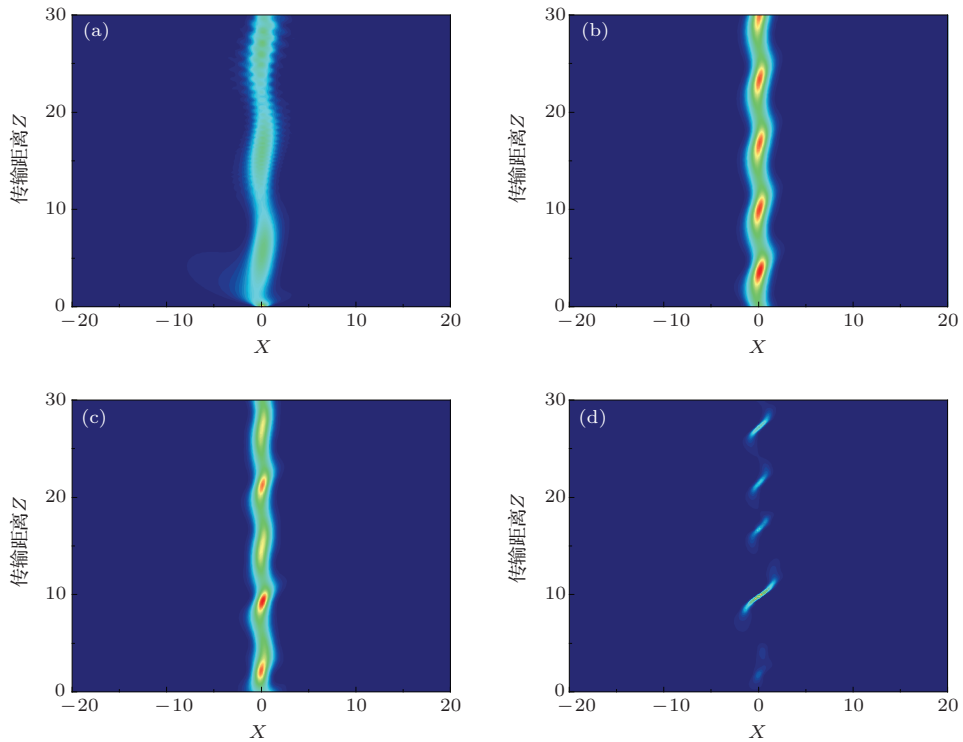


图5 (网刊彩色) 亮孤子在(8)式所示的PT对称克尔非线性波导中的传输演化. 亮孤子宽度和其他参数同图4

3.2 复折射率的强度对亮孤子传输的影响

首先讨论增益/损耗分布强度 W_0 对亮孤子传输的影响. 图6给出了当 $V_0 = 1$, 取不同的 W_0 值时亮孤子的传输演化情况. 增益/损耗分布函数

$W(X)$ 会导致孤子在传输过程中出现能量的横向流动. 当 W_0 值较小时, 如图6(a)所示, 孤子在传输过程中, 能量的横向流动较小. 当 W_0 值逐渐增大, 孤子能量的横向流动也逐渐增大, 如图6(b)—(d)

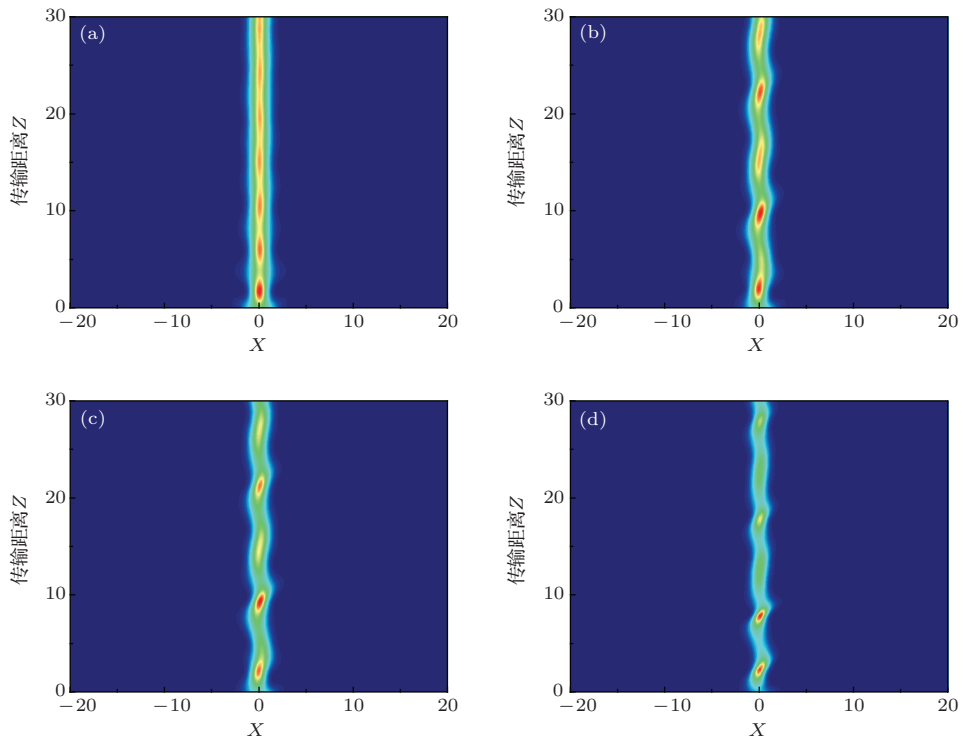


图6 (网刊彩色) 亮孤子在(8)式所示的PT对称克尔非线性波导中的传输演化. 其中 W_0 的取值分别为 (a) $W_0 = 0.1$; (b) $W_0 = 0.8$; (c) $W_0 = 1$; (d) $W_0 = 1.5$; 其他参数为 $V_0 = 1, \eta = 1$

所示. 但经模拟发现, W_0 值不能比 V_0 值大得太多, 否则孤子传输将不稳定. 这是由于 $W_0 = V_0$ 处是 PT 对称出现实数本征值和混合状态的临界点^[33], 也就是 PT 对称的破缺点. 而 W_0 只能取小于破缺点或破缺点附近的值时, 亮孤子才可以稳定传输. 另外从图 6 (b), (c) 可以看出, 在 PT 对称破缺点附近, 亮孤子的传输会形成波浪形光束的独特现象, 因此本文研究亮孤子的传输主要集中在 PT 对

称破缺点附近来讨论.

其次讨论折射率分布强度 V_0 对亮孤子传输的影响. 图 7 给出了当强度 V_0 大于 0 且逐渐增大时亮孤子的传输演化. 强度 V_0 逐渐增大, 即 PT 对称波导中心的折射率逐渐增大, 则它对光的束缚能力也在逐渐增强. 从图 7 中可看出, 从图 7 (a)—(d), 随着强度 V_0 逐渐增大, 出现高功率光波的频率也在逐渐增大, 且亮孤子可稳定传输.

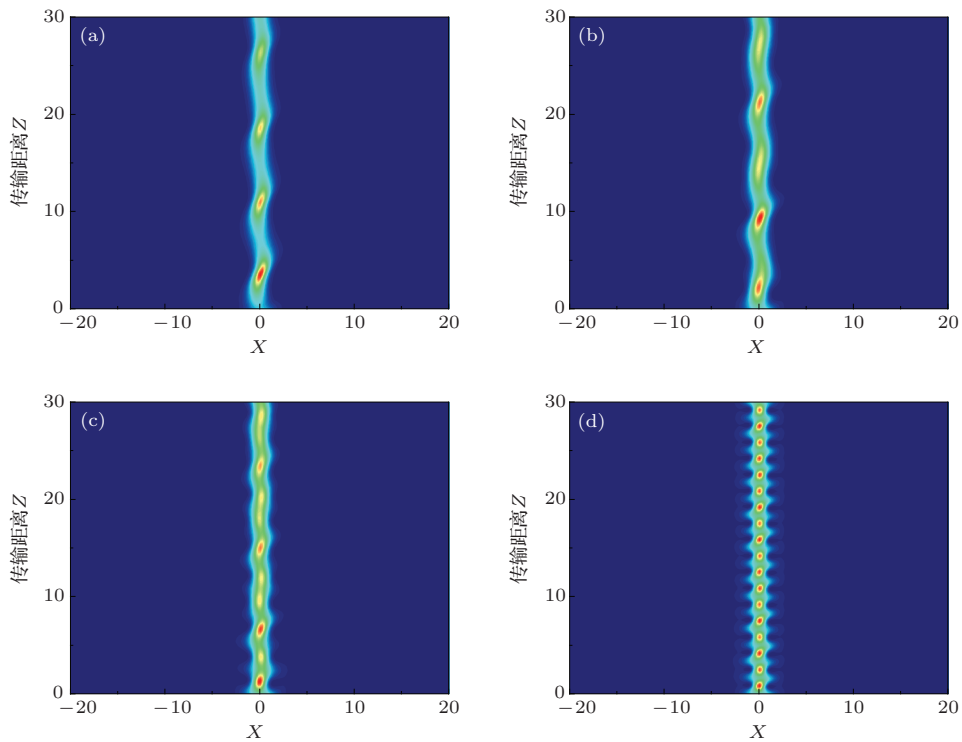


图 7 (网刊彩色) 亮孤子在 (8) 式所示的 PT 对称克尔非线性波导中的传输演化. 其中 V_0 的取值分别为 (a) $V_0 = 0.5$; (b) $V_0 = 1$; (c) $V_0 = 2$; (d) $V_0 = 4$; 其他参数为 $W_0 = 1, \eta = 1$

上面讨论了增益/损耗分布强度 W_0 和折射率分布强度 V_0 分别都大于 0 的情况. 下面分别讨论当强度 W_0 和折射率分布强度 V_0 小于 0 时对亮孤子传输的影响. 图 8 给出了当 $V_0 = 1, W_0$ 分别取 1, 0, -1 时, 亮孤子的传输演化情况. 从图 8 (a) 中可看出, 当 $W_0 = 1$ 时, 形成的波浪形光束, 初始输入端, 光波传输方向先向左再向右. 而图 8 (c) 中当 $W_0 = -1$ 时, 其传输方向与图 8 (a) 正好相反. 这是因为当 $W_0 = 1$ 时, $X < 0$ 区域呈现的是损耗, 说明孤子在传输过程中能量先向左流向损耗区域, 但由于波导中心折射率对光的束缚, 使孤子再向右折回到中心区域并流向增益区域, 如此周期循环下去形成波浪形光束. 图 8 (b) 给出了当 $W_0 = 0$ 时亮孤子的演化情况. $W_0 = 0$, 即 PT 对称波导中没有增益/损耗. 从图中可看出亮孤子可以被束缚在波导中心稳定传输. 由此可见, 复折射率的增益/损耗强

度 W_0 的正负可以控制亮孤子起始传输方向.

图 9 给出了当 $V_0 = -1, W_0$ 分别取 1, 0, -1 时, 亮孤子的传输演化情况. V_0 小于 0, 即对称波导中心的折射率小于基底折射率. 当 $W_0 = 0$ 时, 即在无增益/损耗的 PT 对称波导中, 如图 9 (b) 所示, 亮孤子在传输的初始阶段被分裂成两束强度相等的光波, 随着传输距离的增加, 光波逐渐扩散, 强度逐渐减弱. 这是由于波导中心的折射率比周围小, 所以光波向两边扩散, 且分裂后的光波能量减小, 非线性效应减小, 因而引起光波的发散. 在有增益/损耗的波导中, 如图 9 (a) 所示, 当 $W_0 > 0$, 亮孤子向左偏转且稳定传输. 而当 $W_0 < 0$ 时, 亮孤子向右偏转如图 9 (c). 这是由于孤子向损耗区域偏移, 当 $W_0 > 0$ 时, 在波导中心位置附近 $X < 0$ 的区域呈现损耗, 孤子向左偏移, 当 $W_0 < 0$ 时, 则在 $X > 0$ 区域呈现损耗, 所以孤子向右偏移. 由此同样可看

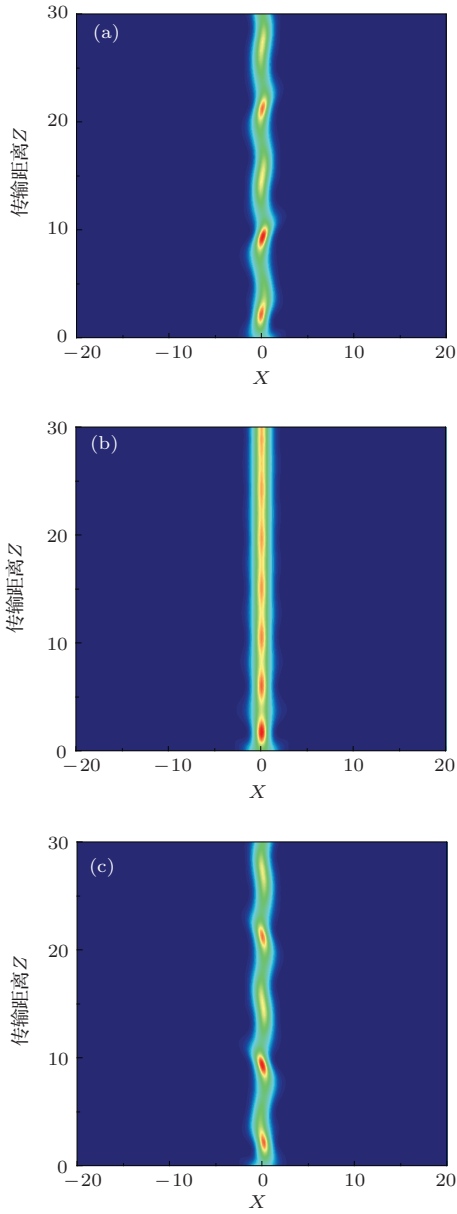


图8 (网刊彩色) 亮孤子在(8)式所示的PT对称克尔非线性波导中的传输演化 增益/损耗强度 W_0 分别为(a) $W_0 = 1$; (b) $W_0 = 0$; (c) $W_0 = -1$; 其他参数为 $V_0 = 1, \eta = 1$

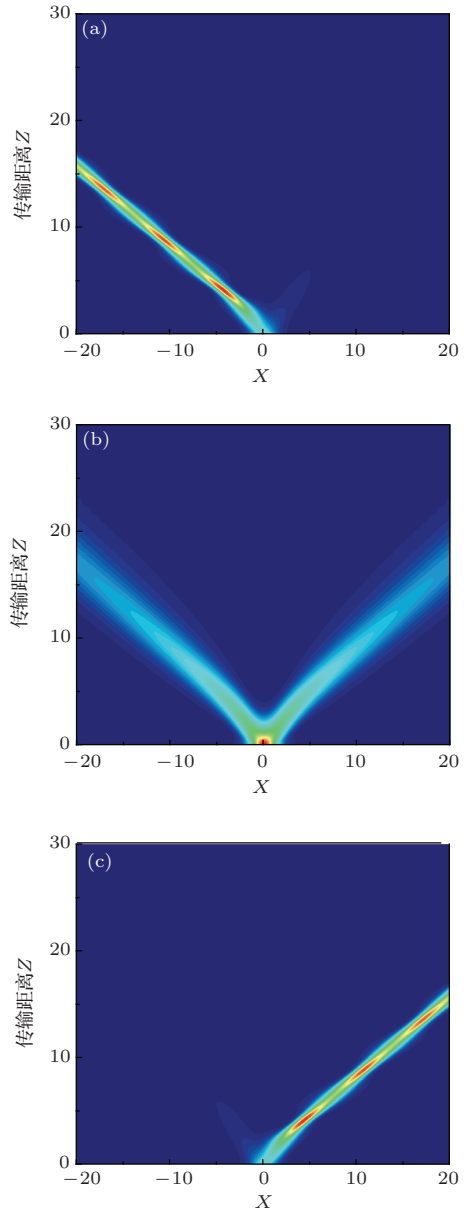


图9 (网刊彩色) 亮孤子在(8)式所示的PT对称克尔非线性波导中的传输演化 其中(a) $W_0 = 1$; (b) $W_0 = 0$; (c) $W_0 = -1$; 其他参数为 $V_0 = -1, \eta = 1$

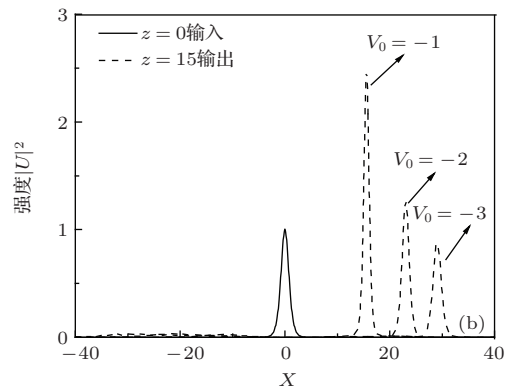
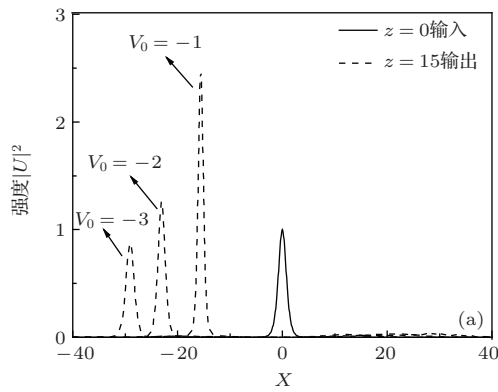


图10 亮孤子强度分布 实线和虚线分别表示亮孤子的输入和输出; (a) $W_0 = 1$; (b) $W_0 = -1$; 其他参数为 $\eta = 1$

出,增益/损耗分布的强度 W_0 的正负可以控制亮孤子传输的偏转方向. 图 10 给出了折射率分布强度 V_0 为负且依次减小时, 亮孤子的初始输入和在 $z = 15$ 处的输出波形. 从图中可看出, 随着 V_0 的减小, 亮孤子传输偏转的角度逐渐增大, 且输出波形的峰值强度越来越弱, 光束宽度越来越宽. 说明 PT 波导中心折射率越小, 亮孤子偏转角度越大. 在实际应用中, 可利用上述特性来控制光波的传输方向.

3.3 亮孤子偏离波导中心位置的传输特性

以上讨论的都是亮孤子位于波导中心位置时的传输情况. 下面讨论亮孤子偏离波导中心位置的传输特性. 此时初始输入的亮孤子的表达式为

$$U(X, 0) = \text{sech}[(X - X_c)/\eta], \quad (10)$$

式中参数 X_c 表示亮孤子的初始中心位置. 图 11 给出了初始位置 $X_c = 0, 1, 3, 4, 5, 6$ 时亮孤子的传输演化情况. 从图 11(a) 和 (b) 中可看出, 当参数 $X_c = 0, 1$ 时, 亮孤子可以被束缚到波导中心位置, 且传输相对稳定; 当 X_c 取 3, 4, 5 时, 即亮孤子中心逐渐偏离 PT 对称波导中心, 波导中心可束缚的光波越来越弱; 直到当 X_c 取 6 时, 光孤子的传输已经脱离 PT 对称波导的影响, 形成稳定传输的亮孤子.

3.4 相邻两个亮孤子在 PT 对称波导中的相互作用

下面讨论相邻两个亮孤子在 PT 对称波导中的相互作用. 初始输入相邻两个亮孤子的表达式为

$$U(X, 0) = \text{sech}(X - X_c) + \text{sech}(X + X_c), \quad (11)$$

两个亮孤子之间距离相差 $2X_c$. 图 12 给出了当 $X_c = 3, 4, 5$ 时相邻两个亮孤子传输演化情况. 当 $V_0 = 1$, 参数 X_c 较小时, 两个亮孤子都无法正常稳定地传输, 如图 12(a) 和 (d) 所示. 这是因为两个孤子之间的距离太近, 干扰太强. 当 $X_c = 5$ 时, 除中心有部分光被束缚外, 亮孤子传输基本稳定, 如图 12(g) 所示. 当 $V_0 = 5$ 时, 波导中心折射率增大, 对亮孤子的束缚能力增强. 两个亮孤子在传输过程中发生了碰撞, 且在碰撞中心位置出现干涉现象, 如图 12(b), (e) 和 (h) 所示. 随着 X_c 的增大, 碰撞次数减少, 并且发生第一次碰撞的传输距离逐渐增大. 当 $V_0 = -1$ 时, 两个亮孤子传输时出现了排斥现象, 如图 12(c), (f) 和 (i) 所示. 并随着 X_c 的增大, 排斥力度逐渐减弱, 直到 $X_c = 5$ 时, 两个亮孤子几乎互相不受影响地稳定向前传输, 如图 12(i) 所示. 这是因为当 $V_0 < 0$ 时, PT 对称波导的中心

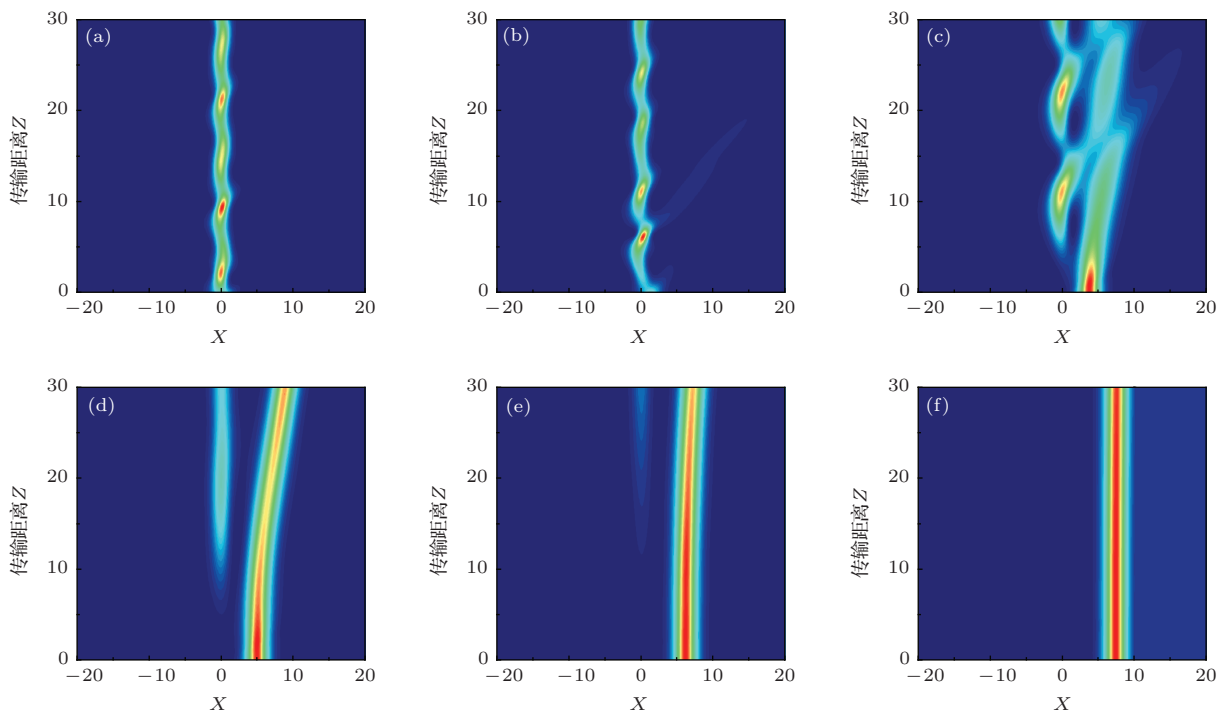


图 11 (网刊彩色) 亮孤子在 (8) 式所示的 PT 对称克尔非线性波导中的传输演化 (a) $X_c = 0$; (b) $X_c = 1$; (c) $X_c = 3$; (d) $X_c = 4$; (e) $X_c = 5$; (f) $X_c = 6$; 其他参数为 $V_0 = 1, W_0 = 1, \eta = 1$

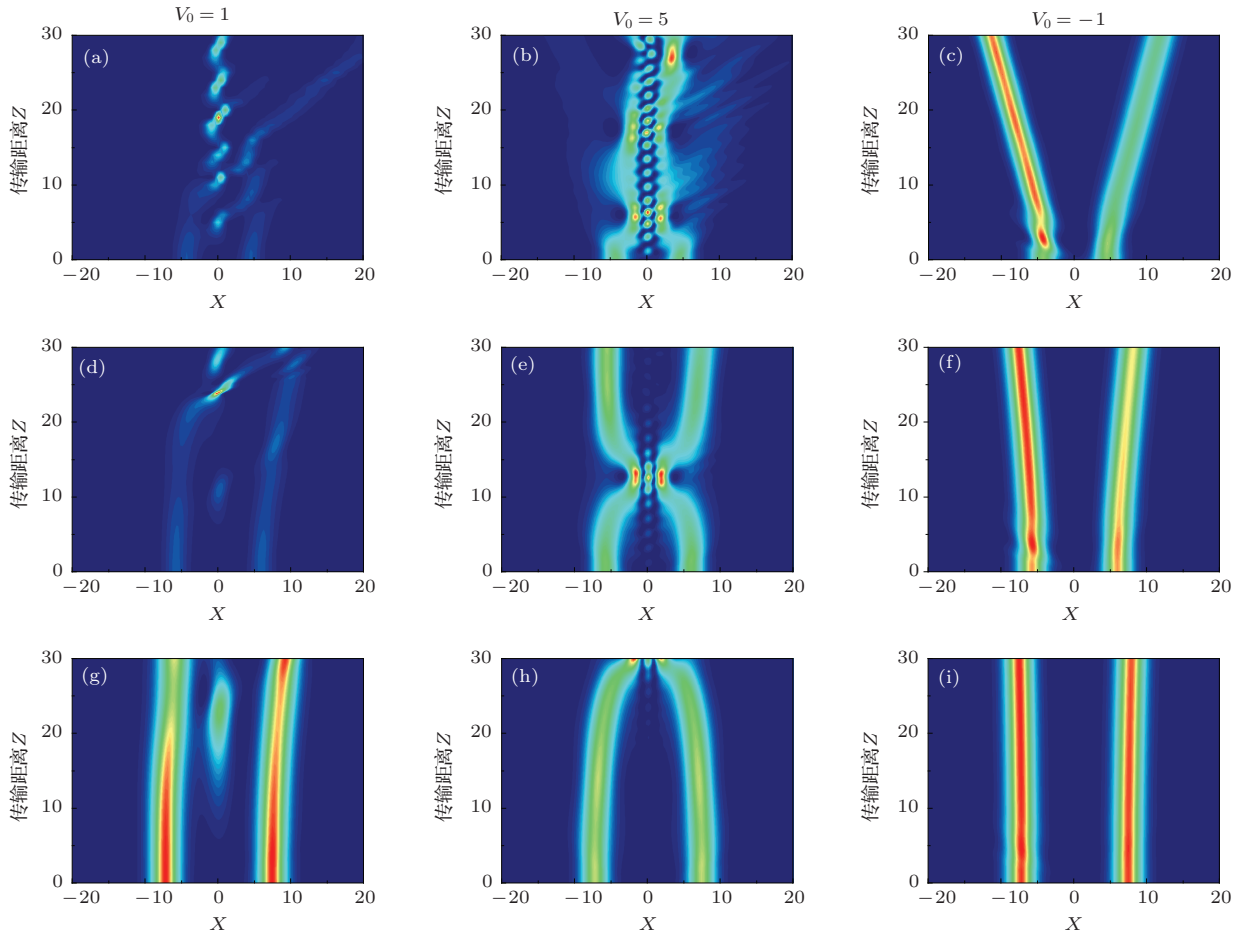


图 12 (网刊彩色) 相邻两个亮孤子在 (8) 式所示的 PT 对称克尔非线性波导中的传输演化 (a)—(c) $X_c = 3$; (d)—(f) $X_c = 4$; (g)—(i) $X_c = 5$; V_0 分别取 1, 5, -1; 其他参数为 $W_0 = 1, \eta = 1$

折射率小于基底折射率. 在 PT 对称波导的影响下亮孤子向两边偏移, 从而抑制了亮孤子间的相互作用力. 由此可看出 V_0 取负值, 可以很好地抑制相邻两个亮孤子间的相互作用.

综上所述, 可以看到 PT 对称系统独特的折射率分布, 可以使亮孤子呈现出许多新颖的传输现象. 该系统折射率的偶对称分布可以对孤子起到束缚或偏移的作用, 而增益/损耗的奇对称分布可以导致孤子出现能量的横向流动. 因此可以人为地合成 PT 对称波导系统, 得到所需要的亮孤子传输图像, 从而实现对亮孤子的全光控制.

4 结 论

本文基于光波在 PT 对称波导中传输的理论模型, 通过数值模拟的方法研究了双曲型亮孤子在 PT 对称波导中的传输特性. PT 对称波导, 即要求波导的折射率分布是偶函数, 而增益/损耗分布是奇函数. 本文考虑了其复折射率分布具有高斯形式. 通过研究发现: 当折射率分布强度为正时, PT

对称波导的中心折射率最大. 即使在没有自聚焦克尔非线性效应的情况下, PT 对称波导也可以很好地束缚光波, 形成长距离传输的波浪形光束; 当有自聚焦效应再次聚焦的作用下, 波浪形光束中出现高功率光波的频率增加, 且随着折射率分布强度的不断增大, 产生高功率光波的频率也不断增加. 当折射率分布强度为负时, PT 对称波导的中心折射率最小, 光波的传输方向将向两边发生偏移. 波导的增益/损耗分布可控制光波的偏移方向: 增益/损耗分布强度为正, 光波向左偏移; 增益/损耗分布强度为负, 光波向右偏移; 增益/损耗分布强度为零时, 光波被分为两束. 折射率分布强度为负且不断减小时, 光波偏离的角度逐渐增大, 峰值功率逐渐减小. 研究了相邻两个亮孤子在 PT 对称波导中的相互作用, 发现折射率分布强度为负时, 可以很好地抑制相邻亮孤子间的相互作用. 由本文的研究结果可以看到, 高斯型 PT 对称克尔非线性波导不仅可以形成高功率光波的波浪形光束, 而且可以有效地控制光波的传输方向和抑制相邻亮孤子的相互作用. 这一研究结果在全光控制方面具

有很重要的应用意义。

参考文献

- [1] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
- [2] El-Ganainy R, Makris K G, Christodoulides D N, Musslimani Z H 2007 *Opt. Lett.* **32** 2632
- [3] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Musslimani Z H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103904
- [4] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Musslimani Z H 2010 *Phys. Rev. A* **81** 063807
- [5] Rüter C E, Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Segev M, Kip D 2010 *Nat. Phys.* **6** 192
- [6] Guo A, Salamo G J, Duchesne D, Morandotti R, Volatier-Ravat M, Aimez V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093902
- [7] Chiao R Y, Garmire E, Townes C H 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 479
- [8] Kelley P L 1965 *Phys. Rev. Lett.* **15** 1005
- [9] Stegeman G I, Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [10] Gao X H, Zhang C Y, Tang D, Zheng H, Lu D Q, Hu W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044214 (in Chinese) [高星辉, 张承云, 唐冬, 郑晖, 陆大全, 胡巍 2013 物理学报 **62** 044214]
- [11] Li Q, Zhai Y H, Liang G, Guo Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024202 (in Chinese) [李琼, 翟永惠, 梁果, 郭旗 2013 物理学报 **62** 024202]
- [12] Ouyang S G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 040504 (in Chinese) [欧阳世根 2013 物理学报 **62** 040504]
- [13] Hu S, Ma X, Lu D, Yang Z, Zheng Y, Hu W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043818
- [14] Musslimani Z H, Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 030402
- [15] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Musslimani Z H 2010 *Phys. Rev. A* **81** 063807
- [16] Nixon S, Ge L, Yang J 2012 *Phys. Rev. A* **85** 023822
- [17] Abdullaev F K, Kartashov Y V, Konotop V V, Zezyulin D A 2011 *Phys. Rev. A* **83** 041805
- [18] Miri M A, Aceves A B, Kottos T, Kovanis V, Christodoulides D N 2012 *Phys. Rev. A* **86** 033801
- [19] Shi Z, Jiang X, Zhu X, Li H 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053855
- [20] Khare A, Al-Marzoug S M, Bahloul H 2012 *Phys. Lett. A* **376** 2880
- [21] Midya B, Roychoudhury R 2014 *Ann. Phys.* **341** 12
- [22] Al Khawaja U, Al-Marzoug S M, Bahloul H, Kivshar Y S 2013 *Phys. Rev. A* **88** 023830
- [23] Yuan D Z, Li L 2013 *Acta Sin. Quant. Opt.* **19** 155 (in Chinese) [原大洲, 李禄 2013 量子光学学报 **19** 155]
- [24] Xu Y J, Dai C Q 2014 *Opt. Commun.* **318** 112
- [25] Chen Y X, Dai C Q, Wang X G 2014 *Opt. Commun.* **324** 10
- [26] Hu S, Hu W 2012 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45** 225401
- [27] Zezyulin D A, Konotop V V 2012 *Phys. Rev. A* **85** 043840
- [28] He Y, Zhu X, Mihalache D, Liu J, Chen Z 2012 *Phys. Rev. A* **85** 013831
- [29] Li C Y, Huang C M, Dong L W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074209
- [30] Hu S M, Hu W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074201
- [31] Agrawal G P (Translated by Jia D F, Yu Z H) 2002 *Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp26, 34 (in Chinese) [阿戈沃 著 (贾东红, 余震虹 译) 2002 非线性光纤学原理及应用 (北京: 电子工业出版社) 第 26, 34 页]
- [32] Kovsh D I, Yang S, Hagan D J, van Stryland E W 1999 *Appl. Opt.* **38** 5168
- [33] Ahmed Z 2001 *Phys. Lett. A* **287** 295

Transmission and control of bright solitons in parity-time symmetric waveguide*

Dang Ting-Ting Wang Juan-Fen[†] An Ya-Dong Liu Xiang-Lian
Zhang Zhao-Xia Yang Ling-Zhen

(*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

(Received 30 July 2014; revised manuscript received 16 September 2014)

Abstract

Based on the theoretical model of optical wave propagation in parity-time (PT) symmetric waveguide, the transmission and control of bright solitons in PT symmetric Kerr nonlinear planar waveguide with Gaussian distribution are studied numerically. The PT symmetric waveguide requires that the refractive index distribution of waveguide should have to be an even symmetry, whereas the gain/loss distribution should be odd. The results show that when the strength of refractive index distribution of waveguide is positive, the refractive index has a maximum value in the center of the PT symmetric waveguide. Without the self-focusing Kerr nonlinear effect, the waveguide can also restrict optical wave to form the wavy light beam and transmit with long distance. When the strength of refractive index distribution is negative, the refractive index has a minimum value in the center of the PT symmetric waveguide. The transmission direction of optical wave is shifted. The gain/loss distribution can control the transmission direction of optical wave: if the strength of gain/loss distribution is positive, the optical wave is shifted toward the left; if the strength is negative, the optical wave is shifted toward the right; if the strength equals zero, the optical wave is divided into two beams. And when the refractive index distribution is negative, the interaction between adjacent bright solitons can be suppressed very well. The results of this research can provide a theoretical basis for the application of PT symmetric waveguide in all-optical control in the future.

Keywords: bright solitons, parity-time symmetric, complex refractive index, transmission of optical wave

PACS: 42.81.Dp, 42.65.Tg, 42.65.Hw, 42.25.Bs

DOI: [10.7498/aps.64.064211](https://doi.org/10.7498/aps.64.064211)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61001114, 61107033) and the Provincial Natural Science Foundation of Shanxi, China (Grant No. 2013011019-6).

[†] Corresponding author. E-mail: wangjuanfen@126.com