

激光与光电子学进展

艾里-高斯光束在高斯型 PT 对称介质中的传输与控制

赵政春, 文兵, 邓杨保*, 杨冰

湖南城市学院信息与电子工程学院, 湖南 益阳 413000

摘要 以非线性薛定谔方程为理论模型,研究了艾里-高斯光束在高斯型 PT (Parity-time) 对称介质中的传输与控制。详细分析了高斯型 PT 对称介质的特征参数(调制深度 P 、调制因子 ω 、增益/损耗系数 W_0)和艾里-高斯光束的特征参数(截断系数 a 、分布因子 χ_0)对艾里-高斯光束的传输特性的影响。结果表明:在高斯型 PT 对称介质中,艾里-高斯光束可以形成振荡孤子,且可稳定传输。孤子的峰值强度随 P 、 W_0 、 a 的增大而增大,随 ω 的增大而减小;振荡周期随 P 和 ω 的增大而减小,随 W_0 的增大而增大。当 χ_0 增大时,在 $0 < \chi_0 < 0.55$ 范围内,孤子的峰值强度变化不明显;当 $\chi_0 > 0.55$ 时,孤子的峰值强度迅速减小。该研究结果可为孤子在复杂非均匀介质中的传输及全光控制方面的应用提供理论基础。

关键词 非线性光学; 艾里-高斯光束; 宇称时间对称介质; 复折射率; 孤子传输

中图分类号 O437 文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP221708

Propagation and Control of Airy-Gaussian Beams in Gaussian Parity-Time Symmetric Media

Zhao Zhengchun, Wen Bing, Deng Yangbao*, Yang Bing

College of Information and Electronic Engineering, Hunan City University, Yiyang 413000, Hunan, China

Abstract In this study, the propagation and control of Airy-Gaussian beams in Gaussian parity-time (PT) symmetric media are investigated numerically, by utilizing the nonlinear Schrödinger equation as a theoretical model. The impacts of the characteristic parameters of Gaussian PT symmetric media (modulation depth P , modulation factor ω , and gain/loss factor W_0) and the characteristic parameters of Airy-Gaussian beams (truncation factor a , distribution factor χ_0) on propagation characteristics of Airy-Gaussian beams are examined in detail. The results demonstrate that the Airy-Gaussian beams can produce oscillating solitons and transmit steadily in Gaussian PT symmetric media. The soliton strength increases with the increase of P , W_0 , and a , and decreases with the increase of ω . The oscillation period decreases with the increase of P and ω and increases with the increase of W_0 . When χ_0 increases, when $0 < \chi_0 < 0.55$, the peak intensity of the soliton does not change obviously; when $\chi_0 > 0.55$, the peak intensity of the soliton decreases rapidly. This research can offer a theoretical foundation for the use of soliton transmission in complicated heterogeneous media and all-optical control.

Key words nonlinear optics; Airy-Gaussian beams; parity-time symmetric media; complex refractive index; soliton transmission

1 引言

1979年, Berry等^[1]在研究中发现,艾里(Airy)函数是薛定谔方程的一个无衍射波包解,含有该解的粒子具有横向自加速等特点。2007年,在实验中首次产生了有限能量的艾里光束^[2],其无衍射、自愈性、自加速等特性^[3-5]受到了研究者的广泛关注,艾里光束迅速

成为光学领域的研究热点,在空间光通信、粒子操纵、光路由等领域有着重要应用。高斯光束是一种应用广泛且容易产生的光束。目前,大多数激光器都能输出高斯光束。把艾里光束通过高斯光阑调制后可以得到艾里-高斯光束(Airy-Gaussian beams, AiG beams)。艾里-高斯光束既有艾里光束的特性,又有高斯光束的特点,可以通过调节艾里-高斯宽度比来改变光束的场

收稿日期: 2022-05-26; 修回日期: 2022-06-18; 录用日期: 2022-07-05; 网络首发日期: 2022-07-15

基金项目: 湖南省自然科学基金(2022JJ50276, 2021JJ40020)、湖南省教育厅研究项目(21A0499, 20B107)

通信作者: *dyb5202008@aliyun.com

分布。因此,艾里-高斯光束的可操控性更高,便于实现艾里波包的传播^[6-7]。研究者对艾里-高斯光束在非线形介质中的传播特性展开了研究^[8-9]。肖燕等^[10]研究了线性势作用对艾里-高斯光束的传输特性和光束相互作用的影响。陈卫军等^[11]对多次聚焦竞争型介质中艾里-高斯光束的相互作用进行了研究,发现入射光初始发射角的变化会影响光孤子的形成。此外,还有学者研究了艾里-高斯光束在克尔介质、光折变介质、孔径近轴光学系统等媒介中的传输特性^[12-14]。然而,艾里-高斯光束在 PT (Parity-time) 对称介质中的传输特性尚未得到研究。

PT 对称的概念来源于量子力学。2007 年, El-Ganainy 等^[15]将 PT 对称概念引入光学领域,通过光学介质的复折射率分布来实现光学中的 PT 对称系统;其中,复折射率的实部为偶函数,虚部为奇函数。自从 2008 年 Musslimani 等^[16]首次在 PT 对称介质中发现光孤子以来,研究人员对不同复折射率的非线性 PT 对称系统中的光孤子演化特性展开了研究。Huang 等^[17]尝试通过调整 PT 对称势的虚部分量形状来稳定光孤子的传输。Chen 等^[18]、Yao 等^[19]分别研究了余弦势 PT 对称光学晶格中的艾里光束和矢量涡旋光的传输特性。此外,在高斯分布、双曲分布等各种复折射率的 PT 对称介质中,光孤子的传输特性得到了研究,包括孤子的功率振荡、稳定性、色散,以及双折射等特性^[20-23]。由于 PT 对称介质存在许多独特的光学性质,且艾里-高斯光束同时具有艾里光束和高斯光束的特征,因此,研究艾里-高斯光束在 PT 对称介质中的传输具有理论价值。

本文采用分步傅里叶方法,数值模拟了艾里-高斯光束在高斯型 PT 对称介质中的传输特性,分析了 PT 对称介质的复折射率特征参数(调制深度、调制因子、增益/损耗系数)和艾里-高斯光束的特征参数(截断系数、分布因子)对传输特性的影响。PT 对称介质是一种典型的非均匀、耗散型介质,因此,本文的研究结果不仅可以丰富光孤子的种类,还可以为 PT 对称介质在全光控制方面的应用提供一定的理论基础。

2 理论模型

在傍轴近似条件下,1+1 维艾里-高斯光束在 PT 对称介质中传输时,沿 z 方向传输,沿 x 方向衍射,满足的归一化非线性薛定谔方程模型为

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + P [v_r(x) + i v_i(x)] \varphi + \Delta n \cdot \varphi = 0, \quad (1)$$

式中: φ 为艾里-高斯光束的无量纲振幅; $x = \eta/x_0$ 和 $z = \xi/(kx_0^2)$ 分别为归一化横向坐标和归一化传输距离, η 为光束的横向宽度, ξ 为光束沿传播方向的传输距离, x_0 为横向特征宽度, kx_0^2 为瑞利长度; Δn 为非线性折射率参数; $v_r(x)$ 和 $v_i(x)$ 分别为 PT 对称介质的

无量纲的复折射率的实部和虚部,实部表示折射率分布,虚部表示增益/损耗分布; P 为介质的调制深度,表示折射率分布的强度。考虑的 PT 对称波导的折射率分布和增益/损耗分布分别采用的高斯形式为

$$v_r(x) = \exp[-(\omega x)^2], \quad (2)$$

$$v_i(x) = W_0(\omega x) \exp[-(\omega x)^2], \quad (3)$$

式中: ω 为 PT 对称介质复折射率的调制因子,表示介质的调制宽度; W_0 为增益/损耗分布强度的系数。当折射率分布强度大于增益/损耗分布强度,即 $|W_0| < 1$ 时,PT 对称系统的本征值为实数。为了保证高斯 PT 对称系统不发生破缺,只考虑实本征值的情形。

艾里-高斯光束作为初始入射光,其场分布函数为

$$\varphi(x, 0) = A(x) \exp(ax) \exp(-\chi_0^2 x^2), \quad (4)$$

式中: $A(x)$ 为初始艾里函数; $a(0 < a < 1)$ 为截断系数,可以改变艾里光束的主瓣和旁瓣的场分布,从而得到有限能量光; χ_0 为分布因子,决定了艾里-高斯光束的艾里-高斯宽度比。 χ_0 越小,艾里-高斯光束越接近艾里光束; χ_0 趋于无穷大,则艾里-高斯光束越接近高斯光束。

图 1(a) 为不同分布因子时的无啁啾艾里-高斯光束,其中, $a=0.05$, χ_0 分别为 0.05、0.30 和 1.00。当 $\chi_0=0.05$ 时,光束的多峰结构明显;随着 χ_0 增大,旁瓣减弱,主瓣宽度略微缩小。图 1(b) 为 $P=1.0$ 、 $W_0=0.5$ 、 $\omega=0.1$ 和 1.0 时,PT 对称波导的折射率分布函数 $v_r(x)$ 和增益/损耗分布函数 $v_i(x)$ 的曲线图。当

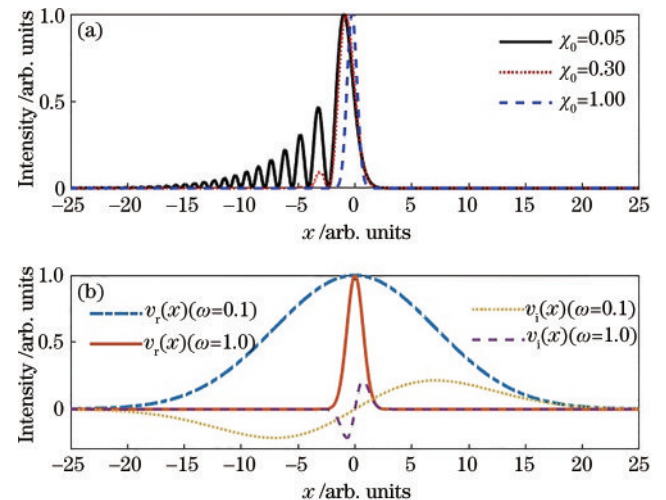


图 1 艾里-高斯光束的光强分布与 PT 对称介质的复折射率分布。(a) 不同分布因子时艾里-高斯光束的波形;(b) 不同调制因子时折射率分布函数及增益/损耗分布函数曲线

Fig. 1 Intensity distribution of Airy-Gaussian beams and complex refractive index distribution of PT-symmetric media. (a) Waveforms of Airy-Gaussian beams with different distribution factors; (b) curves of refractive index distribution function and gain/loss distribution function with different modulation factors

$\omega=0.1$ 或 1.0 时, $v_r(0)$ 均等于 1, 表明波导中心的折射率最大, 离中心越远则折射率越小, 在对称中心可以形成峰值强度的光束。此外, $v_r(x)$ 关于对称中心的奇对称特点使得 $x>0$ 的区域呈现增益, 而 $x<0$ 的区域呈现损耗, 这将导致光束在 PT 对称波导中产生振荡现象。在介质中心区域, $\omega=0.1$ 时, $v_r(x)$ 的介质折射范围很宽, 几乎包含全部艾里-高斯光束; 而 $\omega=1.0$ 时, 介质折射范围变窄, 与艾里-高斯光束的主瓣宽度相近。

3 数值模拟结果及讨论

以式(4)为初始入射光, 以式(1)为理论模型, 采用分步傅里叶方法, 模拟高斯型 PT 对称介质的特征参数 (P, ω, W_0) 和艾里-高斯光束的特征参数 (a, χ_0) 对艾里-高斯光束的传输特性的影响。

3.1 高斯型 PT 对称介质的特征参数对传输的影响

图 2 给出了 $a=0.05, \chi_0=0.1, \omega=0.7, W_0=0.5$ 时, 艾里-高斯光束在不同调制深度 P 的 PT 对称介质中的演化图。研究发现, 当 $P=0$ 时, 即在无介质调制

情况下, 艾里-高斯光束自加速效应非常明显, 光束沿抛物线轨迹传输至 $z=10$ 位置附近时迅速展宽, 能量消失[图 2(a)]。受到介质的调制作用的影响, 艾里-高斯光束形成振荡孤子, 且随着 P 的增大, 孤子的振幅增加, 光束旁瓣逐渐减弱[图 2(b)、(c)]。当 $P>3$ 时, 脱落孤子产生抖动现象, 形态变得不稳定, 且这一现象随着 P 的增大而加剧。这是因为 P 增大时, 波导中心的折射率增大, 对光的束缚能力增强, 自聚焦效应增大, 光束旁瓣的能量更容易聚集到主瓣, 促使主瓣能量脱落, 形成一个峰值强度和展宽呈周期性变化的振荡孤子。孤子包含了光束的大部分能量, 剩余的旁瓣仍然具有自加速的特点。图 2(d) 为传输距离 z 为 0~60、调制深度 P 为 0~2.5 时, 艾里-高斯光束的光强变化。振荡孤子的波峰和波谷呈周期性变化, 并沿 z 轴正方向传输, 形态稳定; P 越大则孤子的峰值强度越大, 孤子的振幅越大。以上特征表明, 通过改变调制深度可以控制艾里-高斯光束的峰值强度和孤子的振幅大小; 在 P 满足一定条件时, 艾里-高斯光束在 PT 对称介质中以孤子形态传输, 且具有较强的稳定性。

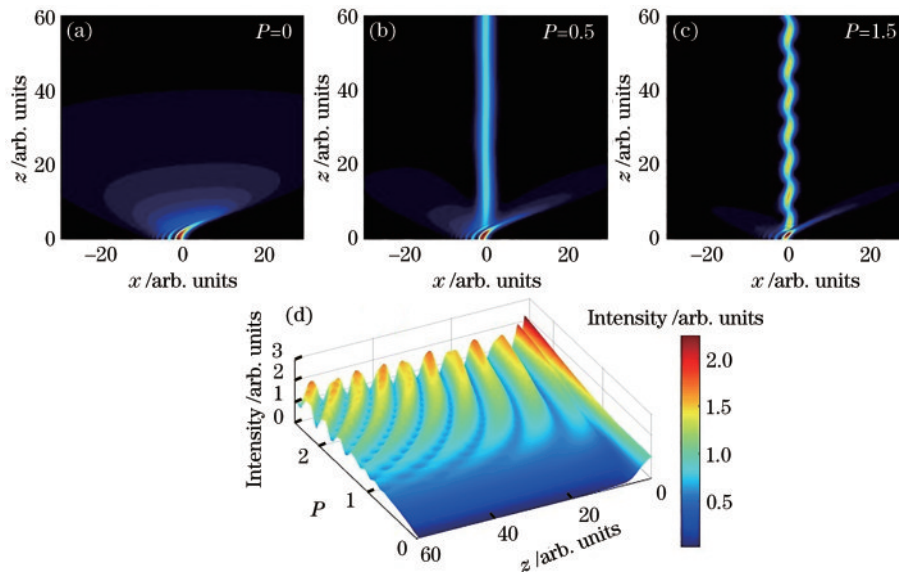


图 2 艾里-高斯光束在不同调制深度下的 PT 对称介质中的空间演化。(a) $P=0$; (b) $P=0.5$; (c) $P=1.5$; (d) 光场强度随传输距离及调制深度的变化关系

Fig. 2 Spatial evolution of Airy-Gaussian beams in PT symmetric media at different modulation depths. (a) $P=0$; (b) $P=0.5$; (c) $P=1.5$; (d) relation diagram of light field intensity with transmission distance and modulation depth

图 3 展现了 $a=0.05, \chi_0=0.1, P=1.0, W_0=0.5$ 时, 艾里-高斯光束在不同调制因子 ω 的 PT 对称介质中的演化。图 3(a) 显示, 当 $\omega=0.4$ 时, 振荡孤子的强度较大, 但形态不规则, 稳定性较弱; 随着 ω 增大, 孤子的强度逐渐减弱, 振幅和周期减小, 形态则趋于规则, 同时, 光束的旁瓣逐渐增加; $\omega=1.0$ 时, 孤子振幅和强度均最小[图 3(b)、(c)]。这是因为 ω 增大时, $v_r(x)$ 的宽度变窄, 使介质的折射范围缩小, 从而减小了光束的可调制展宽, 脱落孤子的能量减弱。图 3(d) 为传播距离 z 为 0~60、调制因子 ω 为 0.3~1.0 时艾里-高斯光

束的光强变化。当 $\omega<0.5$ 时, 振荡孤子的波峰和波谷的变化周期不稳定, 且峰值强度随着 ω 的减小而加速增大; 当 $\omega>0.5$ 时, 孤子的形态及峰值强度基本趋于稳定。这个特征表明, 调制因子不仅可以控制孤子的强度和振荡周期, 还可以影响孤子的形态和稳定性。

图 4 为 $a=0.05, \chi_0=0.1, P=1.0, \omega=0.7$ 时, 艾里-高斯光束在不同增益/损耗系数 W_0 的 PT 对称介质中的演化。当 W_0 增大时, 振荡孤子的强度和振荡周期均增大, 同时, 光束的旁瓣减弱[图 4(a)~(c)]。图 4(d) 为传输距离 z 为 0~60、增益/损耗系数 W_0 为

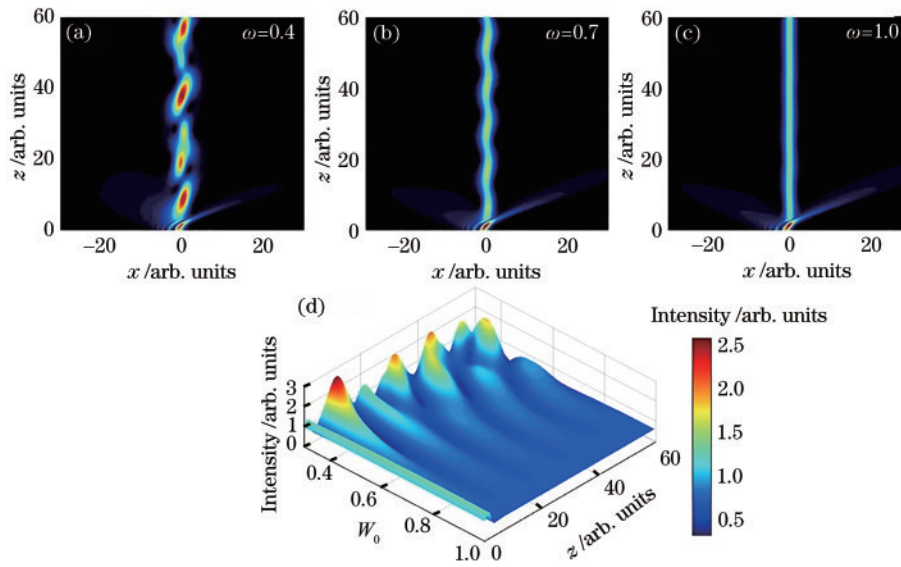


图 3 艾里-高斯光束在不同调制因子下的 PT 对称介质中的空间演化。(a) $W_0=0.4$; (b) $W_0=0.7$; (c) $W_0=1.0$; (d) 光场强度随传输距离及调制因子的变化关系

Fig. 3 Spatial evolution of Airy-Gaussian beams in PT symmetric media with different modulation factors. (a) $W_0=0.4$; (b) $W_0=0.7$; (c) $W_0=1.0$; (d) relation diagram of light field intensity with transmission distance and modulation factor

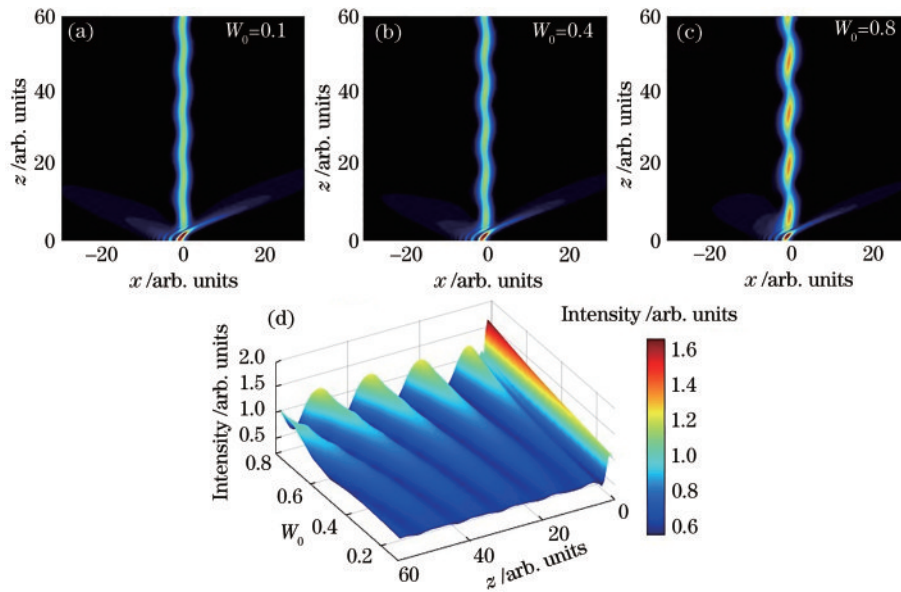


图 4 艾里-高斯光束在不同增益/损耗系数下的 PT 对称介质中的空间演化。(a) $W_0=0.1$; (b) $W_0=0.4$; (c) $W_0=0.8$; (d) 光场强度随传输距离及增益/损耗系数的变化关系

Fig. 4 Spatial evolution of Airy-Gaussian beams in PT symmetric media with different gain/loss coefficients. (a) $W_0=0.1$; (b) $W_0=0.4$; (c) $W_0=0.8$; (d) relation diagram of light field intensity with transmission distance and gain/loss coefficient

0.1~0.8 时,艾里-高斯光束的光强变化。图中表明,振荡孤子的波峰和波谷呈周期性变化,且其大小随着 W_0 增大而增大。这是因为 W_0 决定了 PT 对称介质中增益/损耗分布强度的大小和方向: W_0 较小时,孤子能量的流动性较小;当 W_0 增大时,孤子能量的流动性增大,表现为孤子的振荡加大。此外, W_0 取值的正负可以控制孤子的起始振荡方向。上述特性表明,增益/损耗系数可以控制孤子的强度和周期,也可以控制孤子的振荡方向。

图 5(a)~(c) 分别统计了图 2~4 中,孤子振荡周

期、孤子脱落所需的传输距离 z_0 与 PT 对称介质的特征参数之间的关系。图 5(a) 表明,孤子的振荡周期随着 P 的增大而减速减小;当 $P < 2$ 时,振荡周期的变化率较大。 z_0 随 P 的增大而加速减小,这是因为 P 增大时波导中心的折射率增大,使旁瓣能量更快地聚集到主瓣而形成脱落孤子。图 5(b) 表明,孤子振荡周期随着 ω 的增大而减速减小;当 $\omega < 0.5$ 时,孤子的周期变化剧烈。 z_0 随 ω 的增大而增大,这是因为 ω 增大时,波导的调制宽度减小,使艾里-高斯光束在传输时的能量聚集能力减弱,推迟了孤子脱落的时间。当 W_0 增大时,

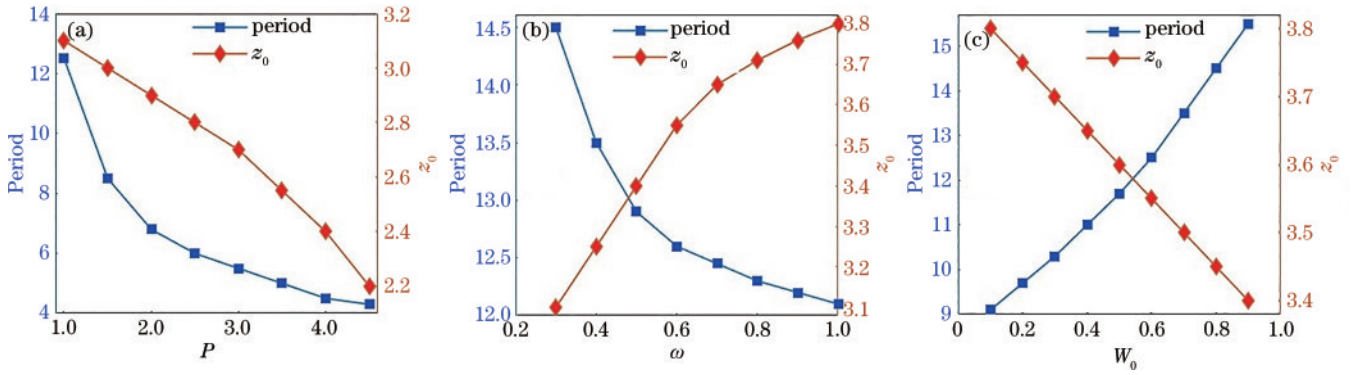


图 5 孤子振荡周期、 z_0 与PT对称介质的特征参数之间的关系。(a)调制深度;(b)调制因子;(c)增益/损耗系数
Fig. 5 Relationship between the oscillation period of shedding soliton, z_0 , and the parameters of PT symmetric media. (a) Modulation depth; (b) modulation factor; (c) gain/loss coefficient

光束能量的横向流动加剧,导致孤子的振荡周期增大, z_0 减小[图5(c)]。

3.2 艾里-高斯光束的特征参数对传输的影响

截断系数 a 可控制艾里-高斯光束的主瓣和旁瓣场强度的分布。图 6 给出 $\chi_0=0.1$ 、 $P=1.0$ 、 $\omega=0.7$ 、 $W_0=0.5$ 时,不同 a 值的艾里-高斯光束在 PT 对称介质中的空间演化。 $a=0.01$ 时,艾里-高斯光束接近艾里光束,其多峰结构明显,旁瓣较多,此时脱落孤子的强度

较小[图6(a)]。当 a 增大时,部分能量转移到主瓣,旁瓣能量减弱,此时脱落孤子的强度增大,但周期不变[图6(b)、(c)]。图6(d)给出传输距离 z 为 0~60、截断系数 a 为 0~1 时,艾里-高斯光束的光强变化情况。 z 增大时,孤子的波峰与波谷呈周期性变化,这代表孤子沿传播方向稳定传输;当 z 值固定时,孤子峰值强度随 a 的增大而增大。这表明,截断系数可以控制艾里-高斯光束的光强分布,但对脱落孤子波形的影响不明显。

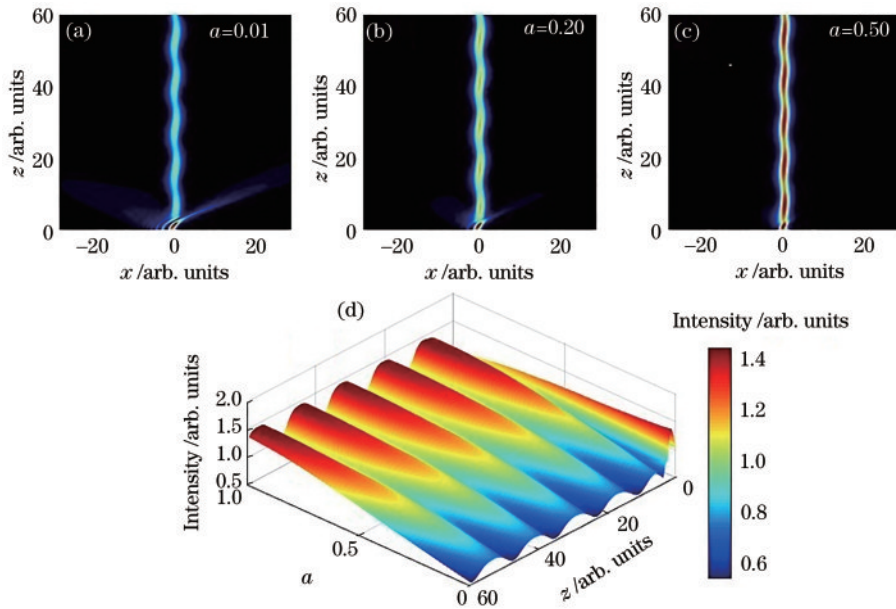


图 6 不同截断系数的艾里-高斯光束在 PT 对称介质中的空间演化。(a) $a=0.01$; (b) $a=0.20$; (c) $a=0.50$; (d) 光场强度随截断系数及传输距离的变化关系

Fig. 6 Spatial evolution of Airy-Gaussian beams with different truncation coefficients in PT symmetric media. (a) $a=0.01$; (b) $a=0.20$; (c) $a=0.50$; (d) relation diagram of light field intensity with truncation coefficient and transmission distance

分布因子 χ_0 可以控制光束的艾里-高斯宽度比。图 7 给出了 $a=0.05$ 、 $P=1.0$ 、 $\omega=0.7$ 、 $W_0=0.5$ 时,不同 χ_0 值的艾里-高斯光束在 PT 对称介质中的演化。图 7(a) 显示,当 $\chi_0=0.05$ 时,光束的多峰结构及振荡孤子均比较明显;当 χ_0 增大时,旁瓣能量减弱,孤子的强度减小、周期不变[图7(b)、(c)]。图7(d)给出了传

输距离 z 为 0~60、分布因子 χ_0 为 0~2 时,艾里-高斯光束的光强变化情况。 χ_0 越小,PT 对称介质中的艾里-高斯波包具有更多的艾里光束的特征;随着 χ_0 增大,波包的高斯光束特征变得明显;当 $\chi_0 < 0.55$ 时,孤子波峰的强度变化不明显;但当 $\chi_0 > 0.55$ 时,孤子波峰的强度迅速减小。沿着 z 轴方向,孤子的波峰与波谷呈周期性变

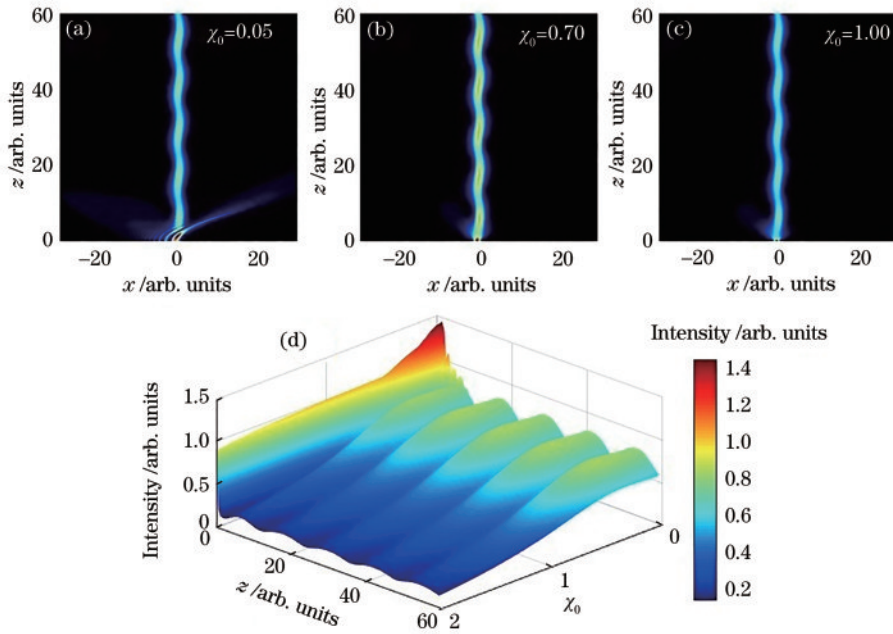


图 7 不同分布因子的艾里-高斯光束在 PT 对称介质中的空间演化。(a) $\chi_0=0.01$; (b) $\chi_0=0.70$; (c) $\chi_0=1.00$; (d) 光场强度随分布因子及传输距离的变化关系

Fig. 7 Spatial evolution of Airy-Gaussian beams with different distribution factors in PT symmetric media. (a) $\chi_0=0.01$; (b) $\chi_0=0.70$; (c) $\chi_0=1.00$; (d) relation diagram of light field intensity with distribution factor and transmission distance

化,传输稳定。上述特性表明,分布因子不仅可以控制艾里-高斯光束的强度大小,也能控制光束波形的变化。

图 8 展现了 $a=0.05$ 时,不同 χ_0 的艾里-高斯光束的脱落孤子的最大峰值强度与 P 、 ω 、 W_0 的变化关系。当 χ_0 一定时,孤子的最大峰值强度随着 P 的增大而近似线性地增加,随着 ω 的增大而减速减小,随着 W_0 的

增大而加速增大[图 8(a)~(c)]。需要指出的是, ω 和 W_0 在不同的取值范围时,孤子的最大峰值强度变化率不同。以上特征表明,艾里-高斯光束在 PT 对称介质中传输时,形成的波浪形光束的峰值强度、振荡周期、稳定性、传输距离等可以通过截断系数、分布因子、介质的复折射率特征参数综合控制。

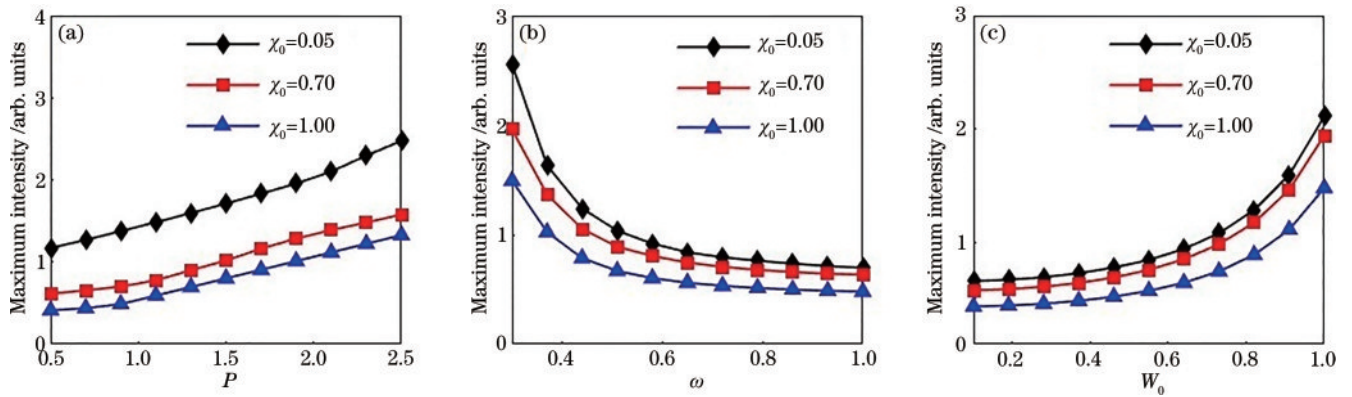


图 8 不同分布因子时艾里-高斯光束脱落孤子的最大峰值强度与 PT 对称介质各参量之间的关系。(a) $W_0=0.5, \omega=0.7$; (b) $P=1.0, W_0=0.5$; (c) $P=1.0, \omega=0.7$

Fig. 8 Relationship between the maximum intensity of the shedding soliton from Airy-Gaussian beams and the parameters of PT symmetric media when distribution factors are different. (a) $W_0=0.5, \omega=0.7$; (b) $P=1.0, W_0=0.5$; (c) $P=1.0, \omega=0.7$

4 结 论

基于光波在高斯型 PT 对称介质中的理论模型,采用分步傅里叶方法,研究了艾里-高斯光束的传输与控制,分别讨论了高斯型 PT 对称介质的复折射率特征参数和截断系数、分布因子对艾里-高斯光束的强

度、振荡周期、稳定性、传输距离等特性的影响。结果表明:艾里-高斯光束在高斯型 PT 对称波导中传输时,具有很高的鲁棒性,其主瓣容易脱落并形成波浪形传输的振荡孤子。分布因子 χ_0 决定了艾里-高斯光束的艾里-高斯宽度比:当 $0 < \chi_0 < 0.55$ 时,孤子的峰值强度变化不明显,此时的波包具有更多艾里波包的特点;当

$\chi_0 > 0.55$ 时,孤子的峰值强度迅速减小,此时的波包随着 χ_0 的增大而趋近于高斯波包。截断系数 a 可以控制孤子的强度, a 越大则孤子强度越大。当调制深度 P 增大时,波导中心的自聚焦效应增加,使孤子的峰值强度及传输距离增大,振荡周期减小。调制因子 ω 决定了波导的调制宽度: ω 越小,孤子的峰值强度和振荡周期越大;当 $\omega < 0.5$ 时,孤子的形态不稳定。增益/损耗系数 W_0 影响孤子能量的横向流动: W_0 越大时,孤子的峰值强度和振荡周期越大; W_0 取值的正负可以控制孤子的初始振荡方向。此外,艾里-高斯光束形成脱落孤子所需的传输距离 z_0 随 P 和 W_0 的增大而减小,随 ω 的增大而增大。孤子脱落后,剩余旁瓣仍然具有艾里-高斯光束的特点。该研究结论可以为孤子在复杂非均匀介质中的传输提供一定的理论基础,在全光控制方面具有一定的理论价值。

参 考 文 献

- [1] Berry M V, Balazs N L. Nonspreading wave packets[J]. American Journal of Physics, 1979, 47(3): 264-267.
- [2] Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. Optics Letters, 2007, 32(8): 979-981.
- [3] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. Ballistic dynamics of Airy beams[J]. Optics Letters, 2008, 33(3): 207-209.
- [4] Bandres M A, Rodríguez-Lara B M. Nondiffracting accelerating waves: weber waves and parabolic momentum [J]. New Journal of Physics, 2013, 15(1): 013054.
- [5] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. Optics Express, 2008, 16(17): 12880-12891.
- [6] Bandres M A, Gutiérrez-Vega J C. Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems[J]. Optics Express, 2007, 15(25): 16719-16728.
- [7] Deng D, Li H. Propagation properties of Airy-Gaussian beams[J]. Applied Physics B, 2012, 106(3): 677-681.
- [8] Li P F, Malomed B A, Mihalache D. Symmetry breaking of spatial Kerr solitons in fractional dimension [J]. Chaos, Solitons & Fractals, 2020, 132: 109602.
- [9] Zeng L W, Malomed B A, Mihalache D, et al. Bubbles and W-shaped solitons in Kerr media with fractional diffraction[J]. Nonlinear Dynamics, 2021, 104(4): 4253-4264.
- [10] 肖燕, 张静, 王鹏翔. 线性势作用下艾里-高斯光束的周期演化[J]. 中国激光, 2021, 48(1): 0105002.
Xiao Y, Zhang J, Wang P X. Periodic evolution of Airy-Gaussian beams under linear potential[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(1): 0105002.
- [11] 陈卫军, 宋德, 李野, 等. 竞争型非线性介质中艾里-高斯光束相互作用的调控[J]. 物理学报, 2019, 68(9): 094206.
Chen W J, Song D, Li Y, et al. Control on interaction of Airy-Gaussian beams in competing nonlinear medium[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(9): 094206.
- [12] Chen C D, Chen B, Peng X, et al. Propagation of Airy-Gaussian beam in Kerr medium[J]. Journal of Optics, 2015, 17(3): 035504.
- [13] 白小琴, 王宇浩, 张静, 等. 艾里-高斯光束在光折变介质中的孤子脱落[J]. 中国激光, 2019, 46(8): 0805001.
Bai X Q, Wang Y H, Zhang J, et al. Soliton shedding from Airy-Gaussian beams in photorefractive media[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(8): 0805001.
- [14] Liu Y J, Wu L C, Xu C J, et al. Propagation and Wigner distribution of the Airy-Gauss beam through an apertured paraxial optical system[J]. Optics Communications, 2020, 454: 124494.
- [15] El-Ganainy R, Makris K G, Christodoulides D N, et al. Theory of coupled optical PT-symmetric structures[J]. Optics Letters, 2007, 32(17): 2632-2634.
- [16] 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.
- [17] Huang C F, Zeng J L. Solitons stabilization in PT symmetric potentials through modulation the shape of imaginary component[J]. Optics & Laser Technology, 2017, 88: 104-110.
- [18] Chen R H, Hong W Y. Dynamics of Airy beams in parity-time symmetric optical lattices[J]. Chinese Physics B, 2019, 28(5): 054202.
- [19] Yao G, Chew K H, Wu Y, et al. Propagation dynamics of vector vortex beams in a strongly nonlocal nonlinear medium with parity-time-symmetric potentials[J]. Journal of Optics, 2022, 24(3): 035606.
- [20] 党婷婷, 王娟芬. 高斯型 PT 对称波导中高斯光波的控制[J]. 光学学报, 2020, 40(3): 0319001.
Dang T T, Wang J F. Control of Gaussian optical waves in Gaussian parity-time symmetric waveguide[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(3): 0319001.
- [21] 程科, 卢刚, 朱博源, 等. 斜程湍流大气中部分相干艾里光束的偏振特性研究[J]. 中国光学, 2021, 14(2): 409-417.
Cheng K, Lu G, Zhu B Y, et al. Polarization changes of partially-coherent Airy-Gaussian beams in a slanted turbulent atmosphere[J]. Chinese Optics, 2021, 14(2): 409-417.
- [22] Wang H, Ren X P, Huang J, et al. Evolution of vortex and quadrupole solitons in the complex potentials with saturable nonlinearity[J]. Journal of Optics, 2018, 20(12): 125504.
- [23] Qiu Y L, Malomed B A, Mihalache D, et al. Stabilization of single- and multi-peak solitons in the fractional nonlinear Schrödinger equation with a trapping potential[J]. Chaos, Solitons & Fractals, 2020, 140: 110222.