

饱和非线性介质中艾里光束与孤子的交互作用

王涛, 廉城, 王连镨, 宦克为, 母一宁, 陈卫军*

长春理工大学理学院, 吉林 长春 130022

摘要 基于分步傅里叶法研究了饱和非线性介质中艾里光束与孤子的交互作用。仿真结果表明, 单艾里光束与孤子作用时, 可通过调节艾里光束与孤子的初始强度比、光束初始间隔及相位差控制交互作用后光波的传播模式。弱能量艾里光束与孤子碰撞后会形成峰值强度呈阻尼振荡的呼吸孤子, 而同相位时, 强能量艾里光束与孤子碰撞后会使呼吸孤子的峰值强度位置左移; 反相位时, 则会产生峰值强度不等且存在一定夹角的孤子对。双艾里光束与孤子作用时, 可通过调节三光束间的初始间隔和相位差调整呼吸孤子的平均峰值强度, 且艾里光束主瓣及旁瓣会随双艾里光束与孤子初始振幅比的增加发生能量脱落, 此时呼吸孤子和孤子对共存。

关键词 非线性光学; 艾里光束; 孤子; 交互作用

中图分类号 O437 **文献标志码** A

doi: 10.3788/CJL202148.1308001

1 引言

1979 年, Berry 等^[1]在量子力学研究中发现艾里函数是薛定谔方程的一个特解, 具有这种解的粒子具有无衍射及横向自加速等特点。但理想艾里波包具有无穷的能量, 实际中无法产生。2007 年, Siviloglou 等^[2]从理论上提出了指数衰减的有限能量艾里光束 (FEAB) 概念, 并利用 FEAB 功率谱具有的立方相位因子高斯分布特性, 通过空间光调制器对高斯光束进行立方相位调制后再进行傅里叶变换, 从而观察到了 FEAB^[3]。之后, 这种新型横向自加速光束的传输调控及应用研究引起了科研人员的广泛关注。人们发现艾里光束在光子弹^[4-5]、光学微粒操控^[6]、弯曲的等离子体通道产生^[7]、光路由^[8]、光互连^[9]、真空电子加速^[10]、自聚焦阵列艾里光束合成^[11]、环形艾里光束远距离传输^[12]、自聚焦光束合成^[13]及激光导引电火花技术^[14]等方面均具有很高的研究价值和应用前景。

当光束在非线性介质中传输时, 由于非线性效应的存在, 光束的演化会受到各方面因素的制约, 可能出现新奇的现象, 如在光束的衍射效应与介质的

非线性聚焦效应平衡时, 可形成空间光孤子^[15]。典型的光孤子主要在克尔非线性介质中形成^[16], 但对于高功率入射光来说, 高阶非线性的影响导致克尔非线性难以描述光诱导的折射率变化, 最终, 光诱导折射率的变化会趋于饱和^[17]。一方面, 人们已经研究了饱和非线性介质中光孤子的传输动力学特性^[15]; 另一方面, 对于非线性聚焦介质中 FEAB 的传输, 当初始能量较小时, 其传输模式与自由空间中一致, 无孤子产生; 当初始能量较大时, 主瓣能量脱落导致光束聚焦效应与衍射效应动态平衡, 从而产生呼吸孤子^[18-31]。当艾里或艾里高斯光束在饱和或其他非线性介质中传输与交互时, 在给定参数条件下, 可形成呼吸式光孤子或孤子对^[32-33]; 且多艾里光束在光折变非线性介质中交互时, 可以观察到多孤子分量^[34]。但上述研究仅关注孤子或 FEAB 在饱和非线性介质中的动力学特性, 关于 FEAB 与孤子之间的相互作用研究较少^[35-36], 尤其是强能量、弱能量 FEAB 或多 FEABs 对孤子传输的影响及其交互后光波模式的操控。

针对上述问题, 本文研究了饱和非线性介质中 FEABs 与孤子间的相互作用, 通过数值模拟分析特

收稿日期: 2020-11-16; 修回日期: 2020-12-20; 录用日期: 2021-01-08

基金项目: 国家自然科学基金(61905026)、国家自然科学基金联合基金(U2031113)、吉林省教育厅“十三五”科学技术研究项目(JJKH20200733KJ)、吉林省科技发展计划(20190701024GH)、吉林省产业技术开发专项(2016C082)

通信作者: *chenweijun@cust.edu.cn

征参数对于交互碰撞后光束演化特性的影响,并讨论了操控光束交互传输的方法。仿真结果表明,该研究可为光学网络器件的制备和应用奠定理论基础。

2 理论模型

考虑到一维情况,在傍轴近似条件下,光波在饱和和非线性介质中的传播满足非线性薛定谔方程,可表示为^[37]

$$i\varphi_\xi + \frac{1}{2}\varphi_\eta + \frac{\beta I}{1+I/I_0}\varphi(\eta,\xi) = 0, \quad (1)$$

式中, $\varphi(\eta,\xi)$ 为光波电场分量的慢变复振幅包络, η 和 ξ 分别为被束宽 x_0 和衍射长度 kx_0^2 归一化的横向和纵向无量纲坐标, φ_η 和 φ_ξ 分别为 $\varphi(\eta,\xi)$ 关于 η 的二阶偏导和关于 ξ 的一阶偏导数。 $k=2\pi n/\lambda$ 为光的波数, n 为介质的折射率, λ 为自由空间中光波的波长, β 为描述非线性强度的参数, I_0 为饱和参数(参考文献^[37]取 $I_0=1$), $I=|\varphi|^2$ 为光波强度。

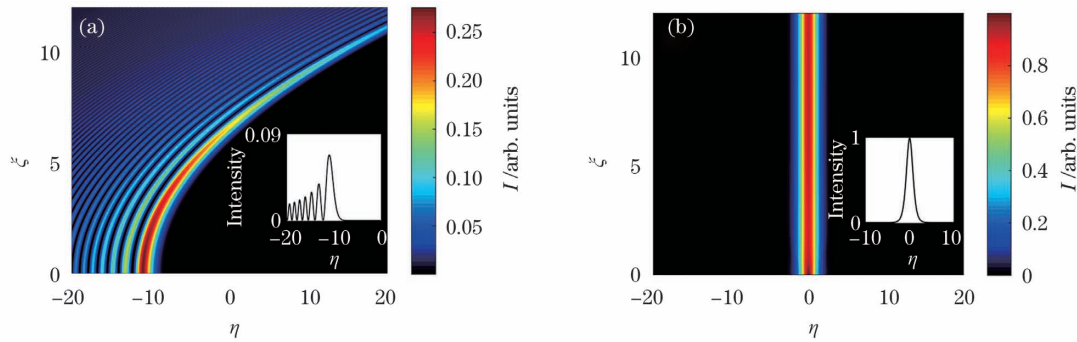


图 1 光束在不同介质中的传输演化图。(a)自由空间中的 FEAB;(b)饱和和非线性介质中的孤子

Fig. 1 Transmission evolution diagrams of light beam in different media. (a) FEAB in free space; (b) soliton in saturated nonlinear medium

为了分析双 FEABs 与孤子的相互作用,讨论各

设初始入射光束为相互作用的单 FEAB 和孤子,可表示为

$$\varphi(\eta,\xi=0) = RF_{\text{Airy}}(\eta-b)\exp[a(\eta-b)]\exp(iQ) + \text{sech}(\eta), \quad (2)$$

式中, R 为 FEAB 与孤子的初始振幅比,可调节两者的初始强度比, F_{Airy} 为艾里函数, a 为调节 FEAB 的衰减系数($a>0$,实验取 $a=0.02$), b 为 FEAB 与孤子峰值强度位置的初始间隔, Q 为相位差, $Q=0$ 表示同相位, $Q=\pi$ 表示反相位,正割函数 sech 可描述孤子。

图 1 为艾里光束和孤子在不同介质中的传输演化图,插图为初始光强的包络。图 1(a)为 FEAB 在自由空间中的演化,可以发现,艾里光束在有限距离内进行自弯曲传输。图 1(b)为正割型孤子在饱和和非线性介质中的稳定传输图,可以发现,在不受外加光场的影响下,孤子传输时的波形保持不变。

参数对三光束交互作用后的影响,将初始光场表示为

$$\varphi(\eta,\xi=0) = \text{sech}(\eta) + \exp(iQ)R\{F_{\text{Airy}}(\eta-b)\exp[a(\eta-b)] + F_{\text{Airy}}(-\eta-b)\exp[a(-\eta-b)]\}. \quad (3)$$

3 数值仿真结果和分析

实验通过改变参量讨论横向加速艾里光束与孤子的交互传输动力学特性,采用分步傅里叶法分析 FEAB 与孤子间的相互作用。分步傅里叶法的主要思想是计算非线性薛定谔方程中的衍射和非线性效应对应的光束演化过程,先考虑半个步长的衍射作用,再考虑一个步长的非线性效应,然后继续考虑半个步长的衍射作用,模拟至所需的传输距离即可。因此,以(2)式为初始条件,对(1)式进行数值求解,可分析参数 R 、 b 、 Q 对两光束交互作用的影响。求

解过程中横向范围的采样点数为 2^{15} 个,演化步长为 $0.02kx_0^2$ 。

在弱能量单 FEAB 条件下讨论相位差 Q 对于两光束交互作用的影响时,给出了同相位和反相位情况下 FEAB 与孤子的交互演化过程,如图 2 所示。其中,参数 $b=-5$, $\beta=2$, $R\approx 0.5305$,FEAB 与孤子的初始强度比为 8%。可以发现,孤子在传输时受到弱能量 FEAB 的影响,两光束碰撞(范围为 $3<\xi<12$)后孤子的传输模式发生变化,出现了振荡传播特性。原因是聚焦效应与衍射效应之间的平衡被弱 FEAB 打破,出现了小范围的波动,导致孤子

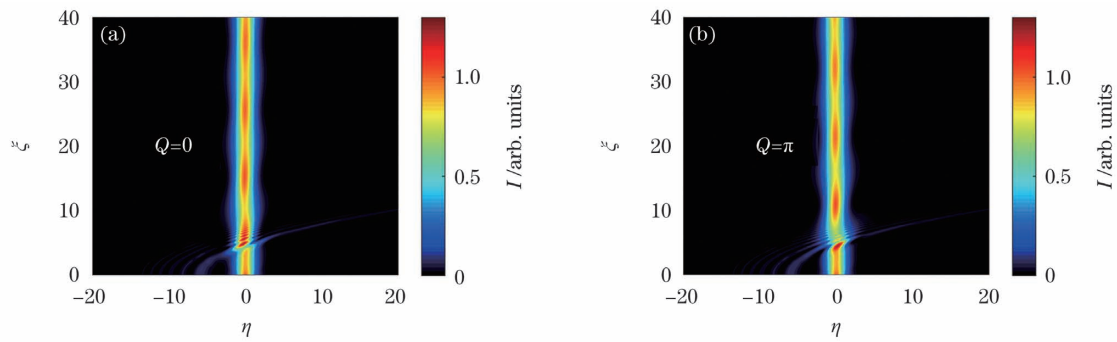


图 2 不同相位差时 FEAB 与孤子的交互作用。(a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

Fig. 2 Interaction between FEAB and soliton at different phase differences. (a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

传输时的强度发生压缩或展宽,这种孤子类型也被称为呼吸式孤子或呼吸子。值得注意的是,在同相位和反相位条件下,弱 FEAB 仅改变了孤子的强度,不会改变孤子的传输方向(平行于 ξ 轴)。

进一步调整相位差 Q ,当 $Q = -\pi/2$ 时,弱 FEAB 与孤子碰撞后形成的呼吸孤子传输时向右倾斜,如图 3(a) 所示;当 $Q = \pi/2$ 时,呼吸孤子传输时向左倾斜,如图 3(b) 所示。还可以发现,当

$-\pi < Q < 0$ 时,呼吸孤子向右倾斜;当 $0 < Q < \pi$ 时,呼吸孤子向左倾斜。且随着 Q (在 $-\pi < Q < 0$ 或 $0 < Q < \pi$ 范围内)的增加,倾斜角度(偏离 ξ 轴的角度)先增大后减小,在 $Q = \pm\pi/2$ 时倾角最大,分别为 $\pm 3.5^\circ$ (向右倾斜取正,向左倾斜取负)。因此,通过调整相位差可操控呼吸孤子的传输方向在 $\pm 3.5^\circ$ 范围内变化,对于光互连器件的制备具有参考意义。

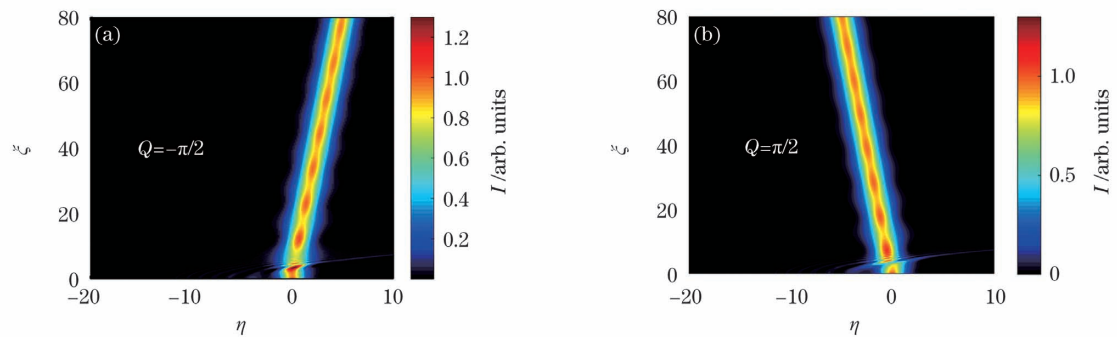


图 3 不同相位差时呼吸孤子的传输。(a) $Q = -\pi/2$; (b) $Q = \pi/2$

Fig. 3 Propagation of breathing soliton with different phase differences. (a) $Q = -\pi/2$; (b) $Q = \pi/2$

为了分析不同参数对弱 FEAB 与孤子交互作用的影响,给出了不同呼吸孤子特征参数的变化曲线,如图 4 所示。从图 4(a) 可以发现,随着传输距离的增加,呼吸孤子的峰值强度呈阻尼振荡特性,但同相位条件下的孤子峰值强度高于反相位条件下的孤子峰值强度。原因是同相位光束相互吸引,光场交叠时能量叠加;而反相位光束相互排斥,光场交叠时能量抵消。图 4(b) 和图 4(c) 分别为同相位和反相位条件下不同初始间隔和不同强度比对孤子平均峰值强度的影响,可以发现,同相位条件下初始振幅比 R 越大,初始间隔越小,呼吸孤子的平均峰值强度线性增加趋势就越明显;当初始间隔较大时,光束间的相互作用减弱,呼吸孤子的平均峰值强度几乎无变化。反相位条件下初始振幅比 R 越大,初始间隔越小,呼吸孤子的平均峰值强度线性减小趋势就

越明显。图 4(d) 为呼吸孤子峰值位置随传输距离的变化情况,可以发现,当 $Q = 0$ 或 π 时,呼吸孤子的峰值位置保持不动;当 $Q = \pm\pi/2$ 时,呼吸孤子的传输出现一定倾斜。

强能量 FEAB (增大初始强度比) 与孤子的交互作用结果如图 5 所示,其中, $b = -5, \beta = 2$ 。可以发现,当 $Q = 0$ 时,FEAB 与孤子交互时光束间的吸引作用导致交互碰撞后孤子峰值强度随初始强度比的增加逐渐增加,且孤子峰值强度的位置逐渐向左平移,如图 5(a) 和图 5(b) 所示。值得注意的是,非线性自聚焦效应随 FEAB 能量的增加而增强,导致艾里光束的旁瓣脱落部分能量形成强度较弱的呼吸孤子,这与文献[33]中的结论类似。当 $Q = \pi$ 时,光束碰撞后形成的呼吸孤子仍沿平行于 ξ 轴的方向传输;当 FEAB 的能量足够强时,艾里旁瓣脱落的孤子

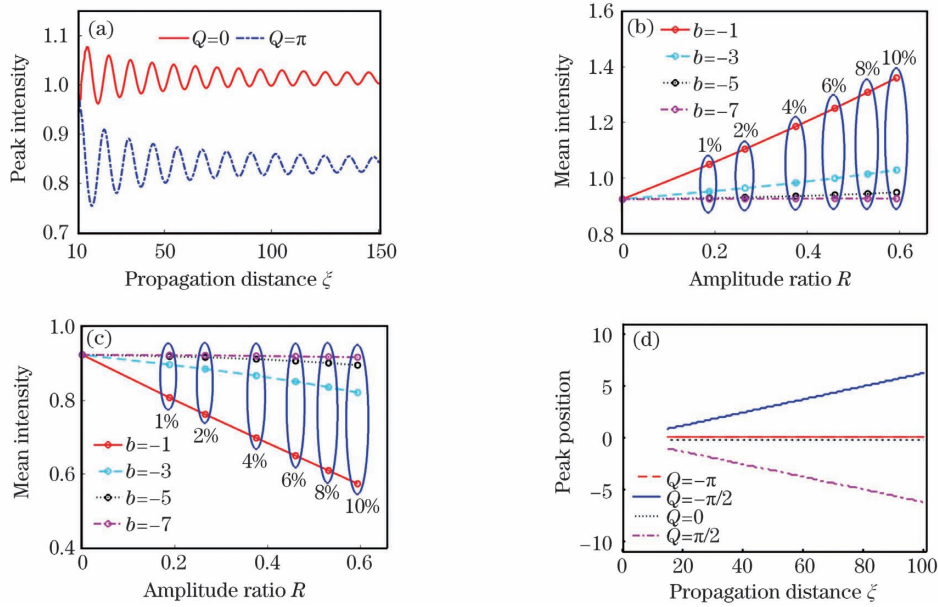


图 4 呼吸孤子特征参数的变化曲线。(a)呼吸孤子的振荡传输图;(b) $Q=0$ 时呼吸孤子平均峰值强度随 R 的变化曲线;(c) $Q=\pi$ 时呼吸孤子平均峰值强度随 R 的变化曲线;(d) 不同相位差下呼吸孤子的峰值位置

Fig. 4 Variation curves of characteristic parameters of the breathing soliton. (a) Oscillation transmission diagram of the breathing soliton; (b) variation curve of the average peak intensity of the breathing soliton with R when $Q=0$; (c) variation curve of the average peak intensity of the breathing soliton with R when $Q=\pi$; (d) peak position of breathing soliton under different phase differences

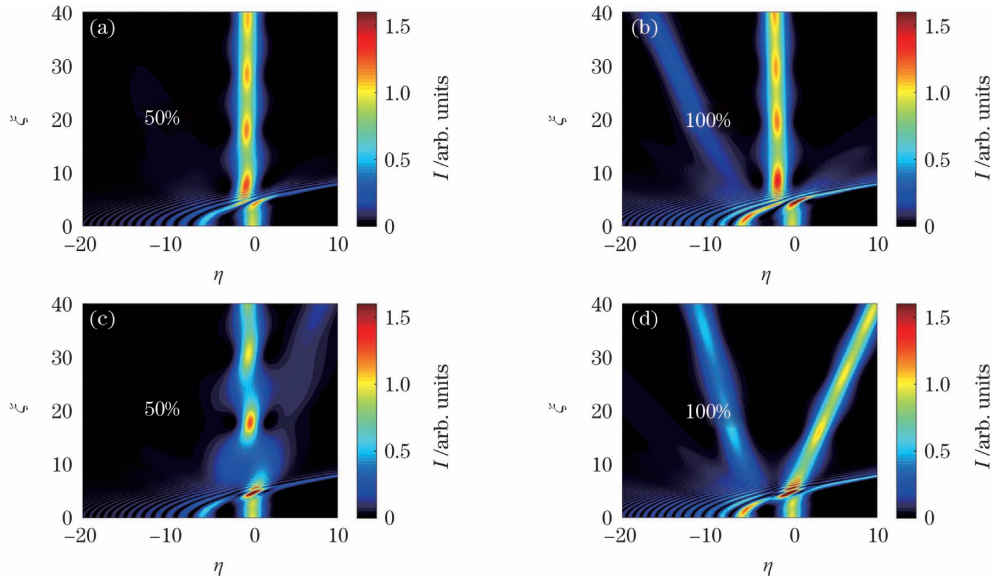


图 5 强能量 FEAB 与孤子的交互作用。(a)强度比为 50%, $Q=0$; (b)强度比为 100%, $Q=0$; (c)强度比为 50%, $Q=\pi$; (d)强度比为 100%, $Q=\pi$

Fig. 5 Interaction of strong energy FEAB and soliton. (a) Intensity ratio is 50%, $Q=0$; (b) intensity ratio is 100%, $Q=0$; (c) intensity ratio is 50%, $Q=\pi$; (d) intensity ratio is 100%, $Q=\pi$

与碰撞形成的呼吸孤子间出现一定夹角,这是光波动量守恒的结果,如图 5(c)和图 5(d)所示。

为了分析饱和非线性强度对单 FEAB 与孤子相互作用的影响,在 $b=-3, R \approx 0.5305$ 的条件下,仿真了不同参数 β 时同相位和反相位的光束演化情

况,结果如图 6 所示。可以发现,无论是同相位还是反相位条件,随着 β 的增大,呼吸孤子的平均峰值强度均增强,呼吸周期均减小。此外,同相位条件下呼吸孤子的峰值强度大于反相位时呼吸孤子的峰值强度,原因是同相位时光波能量叠加,而反相位时光波

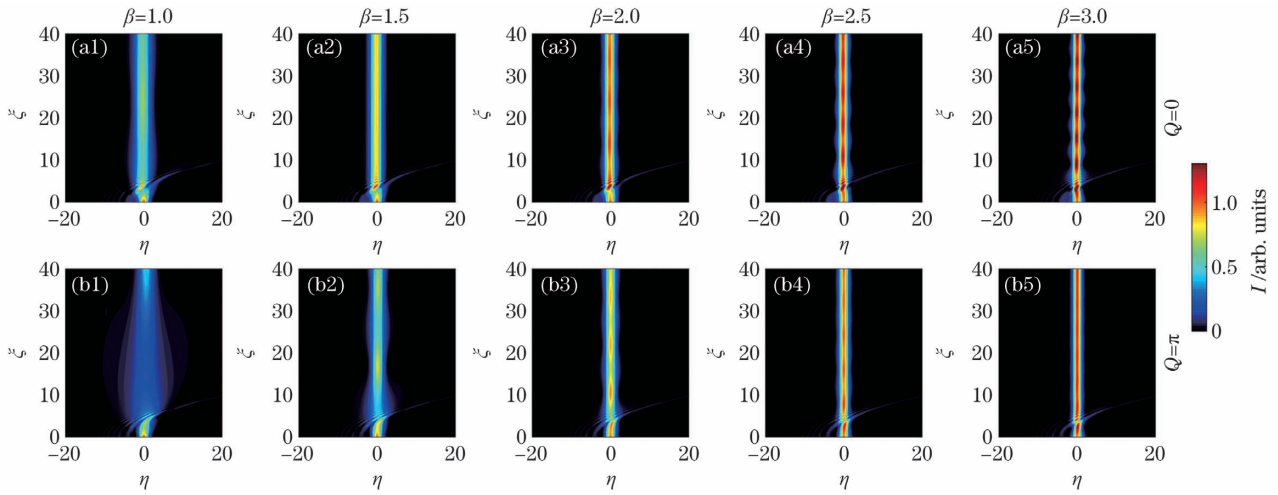


图 6 不同 β 时 FEAB 与孤子的交互演化。(a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

Fig. 6 Interaction of FEAB and soliton with different β . (a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

能量相互抵消。

在 $b=-5, R \approx 0.5305, \beta=2$ 时, 仿真了同相位和反相位情况下弱能量双 FEABs 与孤子的交互演化过程, 结果如图 7 所示。可以发现, 与图 2 一样,

双 FEABs 与孤子互相碰撞后出现呈阻尼振荡的呼吸孤子。由于光束的叠加, 双 FEABs 与孤子交互产生的呼吸孤子峰值强度比单 FEAB 与孤子交互产生的呼吸孤子峰值强度更大。

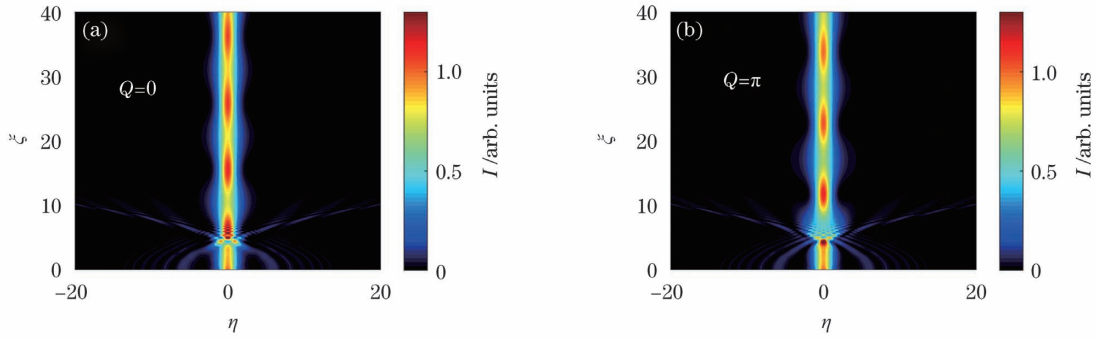


图 7 弱能量双 FEABs 与孤子的交互演化。(a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

Fig. 7 Interaction of weak energy double FEABs and soliton. (a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

为了分析初始间隔 b 对双 FEABs 与孤子相互作用的影响, 在 $R \approx 0.5305, \beta=2$ 的情况下, 仿真了

不同参数 b 时同相位和反相位的光场交互演化过程, 结果如图 8 所示。可以发现, 当 $Q=0$ 时, $|b|$ 越

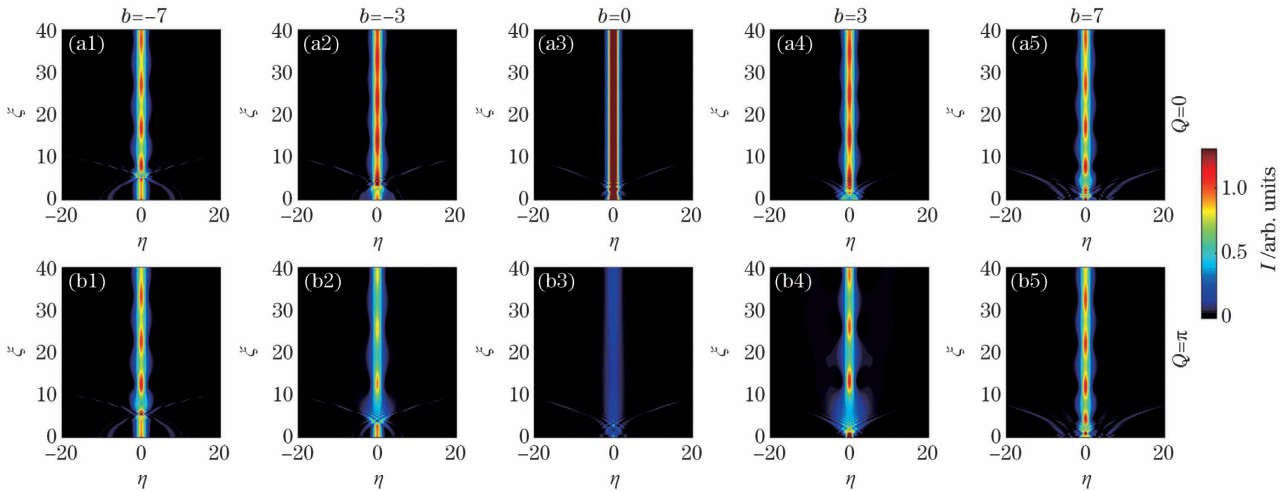


图 8 不同初始间隔下双 FEABs 与孤子的交互演化。(a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

Fig. 8 Interaction of double FEABs and soliton at different initial intervals. (a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

小,光束间的相互吸引力越大,呼吸孤子的平均峰值强度就越强,呼吸周期也越小。当 $Q=\pi$ 时, $|b|$ 越小,光束间的相互排斥力越大,孤子的平均峰值强度就越弱,且呼吸特征不明显。此外,随着 $|b|$ ($|b|\geq 3$) 的增大,呼吸孤子的周期逐渐减小。值得注意的是,同相位时形成的孤子平均峰值强度大于反相位时形成的孤子平均峰值强度,原因是同相位光束相互吸引,光场交叠时能量叠加;而反相位光束相互排斥,光场交叠时能量抵消。

为了分析初始振幅比对双 FEABs 与孤子交互作用的影响,在 $b=-3, \beta=2$ 的情况下,仿真了不同参数 R 时同相位和反相位的光场交互演化过程,结果如图 9 所示。可以发现,当 $Q=0$ 时,随着 R 的不断增大,呼吸孤子峰值强度不断增强;当 R 足够大

时(如 $R=2.6525$),在非线聚焦效应的影响下,FEABs 旁瓣能量也脱落形成能量较弱的孤子对。当 $Q=\pi$ 且 FEABs 能量较弱时只在中心位置处形成呼吸孤子;当 FEABs 能量增强时,由于光束间排斥力的增加,形成孤子对。值得注意的是,当 FEABs 能量足够强时(如 $R=2.6525$),不仅在中心位置两侧形成了孤子对,还在中心位置处形成了呼吸孤子。这种呼吸孤子与孤子对共存的现象随着 R 的增大一直存在,同相位时出现该现象是由光束旁瓣能量不断增强形成的,反相位则是由 FEABs 与孤子的强度较大,双 FEABs 与孤子间的抵消作用过大形成的,这与双艾里光束在饱和非线性介质中的交互作用是不同的^[25]。需要说明的是,饱和非线性强度对单 FEAB 或双 FEABs 与孤子的交互作用影响结论类似。

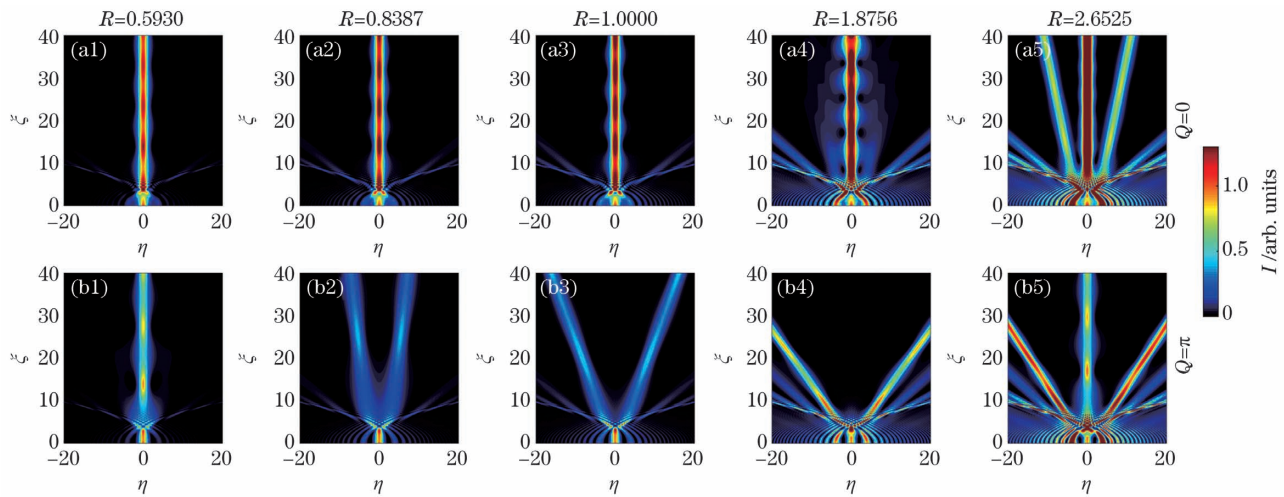


图 9 不同初始振幅比下双 FEABs 与孤子的交互演化过程。(a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

Fig. 9 Interaction of double FEABs and soliton under different initial amplitude ratios. (a) $Q=0$; (b) $Q=\pi$

4 结 论

采用数值方法研究了饱和非线性介质中 FEABs 与孤子的交互作用,详细分析了强弱能量单 FEAB 及双 FEABs 对孤子传输的影响。仿真结果表明,弱能量单 FEAB 与孤子碰撞后的传输模式呈阻尼振荡特点,当相位差 $Q=0$ 或 π 时,呼吸孤子均沿着纵轴向前传输;当 $-\pi < Q < 0$ 时,呼吸孤子向右倾斜;当 $0 < Q < \pi$ 时,呼吸孤子向左倾斜。随着 Q 的增加,倾斜角度先增大后减小,在 $Q=\pi/2$ 时倾斜角度最大,约为 $\pm 3.5^\circ$ 。同相位条件下,初始振幅比 R 越大,初始间隔越小,呼吸孤子的平均峰值强度线性增加的趋势越明显。反相位条件下,初始振幅比 R 越大,初始间隔越小,呼吸孤子的平均峰值强度线性减小的趋势越明显。在强能量单 FEAB 作用时,同相位条件下呼吸孤子的峰值强度位置

向左平移,反相位条件下艾里旁瓣脱落形成强度较弱的呼吸孤子,且与交互形成的能量较强的呼吸孤子存在一定夹角。随着饱和非线性强度参数 β 的增加,呼吸孤子的平均峰值强度均增强,呼吸周期均减小。在弱能量双 FEABs 与孤子交互条件下,双 FEABs 与孤子交互产生的呼吸孤子峰值强度均比单 FEAB 与孤子交互产生的呼吸孤子峰值强度大。其他参数不变时,同相位条件下, $|b|$ 越小,孤子的平均峰值强度越强,反相位条件下则相反;其他参数不变时,同相位条件下,呼吸孤子峰值强度随初始振幅比 R 的增大而增强,当振幅比足够大时,FEABs 旁瓣能量会脱落形成能量较弱的孤子对;反相位条件下,随着初始振幅比 R 的增大,光束交互后会在中心位置两侧形成孤子对。当 FEABs 的能量足够强时,会形成中心呼吸孤子和两侧孤子对共存的现象。

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. Observation of accelerating Airy beams [J]. Physical Review Letters, 2007, 99(21): 213901.
- [4] Abdollahpour D, Suntsov S, Papazoglou D G, et al. Spatiotemporal Airy light bullets in the linear and nonlinear regimes [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(25): 253901.
- [5] Zhong W P, Beli'c M, Zhang Y Q. Self-decelerating Airy-Bessel light bullets [J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2015, 48(17): 175401.
- [6] Zheng Z, Zhang B F, Chen H, et al. Optical trapping with focused Airy beams [J]. Applied Optics, 2010, 50(1): 43-49.
- [7] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, et al. Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams [J]. Science, 2009, 324(5924): 229-232.
- [8] Rose P, Diebel F, Boguslawski M, et al. Airy beam induced optical routing [J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(10): 101101.
- [9] Wiersma N, Marsal N, Sciamanna M, et al. All-optical interconnects using Airy beams [J]. Optics Letters, 2014, 39(20): 5997-6000.
- [10] Li J X, Fan X L, Zang W P, et al. Vacuum electron acceleration driven by two crossed Airy beams [J]. Optics Letters, 2011, 36(5): 648-650.
- [11] Wu P F, Ke X Z, Song Q Q. Realization of experiment on auto-focusing array Airy beam [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(6): 0605002. 吴鹏飞, 柯熙政, 宋强强. 自聚焦阵列艾里光束的实验实现 [J]. 中国激光, 2018, 45(6): 0605002.
- [12] Wang X Z, Tang F, Yuan M J, et al. Experimental simulation of circular-Airy beam drift in atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(8): 0813001. 王晓章, 唐峰, 原劭捷, 等. 实验模拟环形艾里光束在大气扰动中的光束漂移 [J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0813001.
- [13] Zhang Z, Liu J J, Zhang P, et al. Generation of autofocusing beams with multi-Airy beams [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(3): 034209. 张泽, 刘京郊, 张鹏, 等. 多艾里光束合成自聚焦光束的实验实现 [J]. 物理学报, 2013, 62(3): 034209.
- [14] Clerici M, Hu Y, Lassonde P, et al. Laser-assisted guiding of electric discharges around objects [J]. Science Advances, 2015, 1(5): e1400111.
- [15] Chen Z G, Segev M, Christodoulides D N. Optical spatial solitons: historical overview and recent advances [J]. Reports on Progress in Physics. Physical Society (Great Britain), 2012, 75(8): 086401.
- [16] Malomed B A, Mihalache D, Wise F, et al. Spatiotemporal optical solitons [J]. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 2005, 7(5): R53-R72.
- [17] Gatz S, Herrmann J. Soliton propagation in materials with saturable nonlinearity [J]. Journal of the Optical Society of America B, 1991, 8(11): 2296-2302.
- [18] 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. 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.
- [19] Jia S, Lee J, Fleischer J W, et al. Diffusion-trapped Airy beams in photorefractive media [J]. Physical Review Letters, 2010, 104(25): 253904.
- [20] Allayarov I M, Tsoy E N. Dynamics of Airy beams in nonlinear media [J]. Physical Review A, 2014, 90(2): 023852.
- [21] Fattal Y, Rudnick A, Marom D M. Soliton shedding from Airy pulses in Kerr media [J]. Optics Express, 2011, 19(18): 17298-17307.
- [22] Zhang L F, Huang P W, Conti C, et al. Decelerating Airy pulse propagation in highly non-instantaneous cubic media [J]. Optics Express, 2017, 25(3): 1856-1866.
- [23] Jiang Q C, Su Y L, Ma Z W, et al. Propagation properties of Airy-Gaussian beams in centrosymmetric photorefractive media [J]. Journal of Modern Optics, 2018, 65(19): 2243-2249.
- [24] Qin X L, Li X J, Chen W J, et al. Formation and control of Airy soliton in Kerr media [J]. Chinese Journal of Luminescence, 2016, 37(10): 1281-1286. 秦旭磊, 李雪健, 陈卫军, 等. 克尔介质中艾里孤子的形成及控制 [J]. 发光学报, 2016, 37(10): 1281-1286.
- [25] Zhang Y Q, Beli'c M, Wu Z, et al. Soliton pair generation in the interactions of Airy and nonlinear accelerating beams [J]. Optics Letters, 2013, 38(22): 4585-4588.
- [26] Rudnick A, Marom D M. Airy-soliton interactions in Kerr media [J]. Optics Express, 2011, 19(25):

- 25570-25582.
- [27] Wu Z K, Li P, Gu Y Z. Propagation dynamics of finite-energy Airy beams in nonlocal nonlinear media [J]. *Frontiers of Physics*, 2016, 12(5): 124203.
- [28] Zhan K Y, Yang Z D, Liu B, et al. Propagations of Airy beams and nonlinear accelerating optical beams in photorefractive crystals with asymmetric nonlocality[J]. *Annalen Der Physik*, 2018, 530(5): 1800033.
- [29] Zuo M W, Shi Z W, Li H G. Interaction of two Airy-Gaussian beams in nonlocal nonlinear medium with defected lattices [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(5): 051901.
左茂武, 石智伟, 李华刚. 两艾里-高斯光束在非局域非线性缺陷晶格中的相互作用 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(5): 051901.
- [30] Chen W J, Lu K Q, Yang J K, et al. Propagation dynamics of Airy beams and nonlinear accelerating beams in biased photorefractive media with quadratic electro-optic effect[J]. *Applied Physics B*, 2018, 124(11): 1-8.
- [31] Shen M, Gao J S, Ge L J. Solitons shedding from Airy beams and bound states of breathing Airy solitons in nonlocal nonlinear media [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 9814.
- [32] Chen W J, Lu K Q, Hui J L, et al. Propagation and interactions of Airy-Gaussian beams in saturable nonlinear medium[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(24): 244202.
陈卫军, 卢克清, 惠娟利, 等. 饱和非线性介质中艾里-高斯光束的传输与交互作用 [J]. *物理学报*, 2016, 65(24): 244202.
- [33] Chen W J, Yang J K, Liu C Y, et al. Generation and propagation regulation of Airy solitons in saturable nonlinear medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(1): 0119001.
陈卫军, 杨继凯, 刘春阳, 等. 饱和非线性介质中艾里孤子的产生与传输调控 [J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0119001.
- [34] Jiang Q C, Su Y L, Ma Z W, et al. Coherent interactions of multi-Airy-Gaussian beams in photorefractive media [J]. *Journal of Optics*, 2020, 49(2): 224-229.
- [35] Banerjee A, Roy S. Collision-mediated radiation due to Airy-soliton interaction in a nonlinear Kerr medium [J]. *Physical Review A*, 2018, 98(3): 033806.
- [36] Chen P, Wang H C, Chen M N, et al. Coherent interactions of Airy beams and solitons in nonlocal nonlinear media [J]. *Optics Communications*, 2020, 459: 124915.
- [37] Litchinitser N M, Krolikowski W, Akhmediev N, et al. Asymmetric partially coherent solitons in saturable nonlinear media [J]. *Physics Review E*, 1999, 60(2): 2377-2380.

Interaction of Airy Beams and Soliton in Saturable Nonlinear Medium

Wang Tao, Lian Cheng, Wang Liankai, Huan Kewei, Mu Yining, Chen Weijun^{*}
School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

Abstract

Objective In 1979, Berry and Balazs provided the first theoretical derivation of Airy wave packets from quantum mechanics. Finite-energy Airy beams (FEABs) are achieved by an exponential aperture in an optical study by Siviloglou and Christodoulides in 2007. FEABs have since proven a valuable research tool and their potential applications are wide-ranging. Examples are light bullets, curved plasma channel generation, optical routing, optical interconnection, vacuum electron acceleration, and laser-assisted guiding of electric discharges. FEAB applications are based on light-field regulation theory. Therefore, controlling the propagation and interaction of FEABs in different nonlinear media has attracted great interest. Thus far, most of this research has focused on the propagation dynamics of a single FEAB and the interaction of two FEABs. It is found that breathing solitons or soliton pairs can be generated during the propagation. However, the interaction of solitons and FEABs has been little investigated. In the present study, we investigate the interaction of solitons and a single FEAB or two FEABs in a saturable nonlinear medium. This novel phenomenon is applicable to beam control and optical information processing.

Methods We first established the theoretical model and considered the one-dimensional case for convenience. A light wave propagating through saturated nonlinear medium satisfies the nonlinear Schrödinger equation. For different initial incident beams, the beam evolution is simulated in the saturated nonlinear medium using the split-

step Fourier method. In addition, the dynamic characteristics of the FEAB-soliton interaction are investigated by changing the model parameters: initial amplitude ratio R , initial interval b , phase shift Q , and saturable nonlinear strength β .

Results and Discussions When a weak-energy FEAB and a soliton interacted with a phase shift of 0 or π , the collision is followed by a breathing soliton (Fig. 2). The peak intensity of the breathing soliton is higher in the in-phase case than in the out-of-phase case (Fig. 4(a)). By adjusting the phase shift in the range $-\pi < Q < 0$ or $0 < Q < \pi$, the tilt angle (angle from the longitudinal axis) is first increased and then decreased, and is maximized at approximately $\pm 3.5^\circ$ when $Q = \mp \pi/2$ (Fig. 3). This property is a useful reference for the fabrication of optical interconnection devices. In the in-phase case, enlarging the initial amplitude ratio and reducing the initial interval more strongly emphasized the linearly increasing trend of the average peak intensity of the breathing soliton. When the initial interval $|b|$ is enlarged, the average peak intensity of the breathing soliton is almost unchanged in the in-phase case (Fig. 4(b)), but the reverse is true in the out-of-phase case (Fig. 4(c)). Meanwhile, increasing the nonlinear saturation parameter β increased the average peak intensity of the breathing soliton and decreased the breathing period, in both the in-phase and out-of-phase cases (Fig. 6). When two FEABs interacted with the soliton, changing the initial interval b altered the period of the breathing soliton (Fig. 8), and when R is sufficiently large, increasing its initial amplitude ratio gradually increased the peak intensity of the breathing soliton. Coexistence of solitons and soliton pairs is enabled by energy shedding from the Airy main and side lobes (Fig. 9).

Conclusions The interaction of FEABs and solitons is numerically studied in a saturated nonlinear medium, and the effects of a single FEAB and two FEABs on the soliton propagation are analyzed. For weak-energy FEABs, the post-collision propagation mode of the soliton became a damped oscillatory mode. The breathing soliton is tilted rightward at $-\pi < Q < 0$ and leftward at $0 < Q < \pi$. The maximum tilt angle is $\pm 3.5^\circ$ at $Q = \mp \pi/2$. When the initial amplitude ratio increased and the initial interval decreased, a monotonic increase and decrease in the mean intensity of the breathing soliton is observed in the in-phase and out-of-phase cases, respectively. For strong energy FEABs, the peak position of the breathing soliton moved leftward in the in-phase case, but in the out-of-phase case, two solitons with different intensities are formed with a certain angle. When two FEABs interacted with a soliton for a given initial amplitude ratio, the mean peak intensity of the breathing soliton is linearly related to the initial interval in both the in-phase and out-of-phase cases. Increasing the initial amplitude ratio gradually enhanced the beam interaction, and a single soliton or soliton pair is formed. When the amplitude ratio is sufficiently large, the soliton and soliton pair could co-exist because energy is shed from the Airy main and side lobes.

Key words nonlinear optics; Airy beams; solitons; interaction

OCIS codes 060.4370; 190.4370; 190.6135