

doi:10.3788/gzxb20184709.0919003

# 添加势垒(阱)对光孤子在自聚焦克尔介质中传输的操控作用

李淑青, 乔士柱, 程永喜, 闫乙伟, 马慧莲

(太原工业学院 理学系, 太原 030008)

**摘 要:** 为了操控在非线性克尔介质中传输的光孤子, 以薛定谔方程为模型, 采用分步傅里叶数值模拟的方法, 分别研究了在非线性自聚焦克尔介质中添加高斯势垒、高斯势阱、Scarf-II 势垒(阱)和周期势垒(阱)后, 光孤子非线性克尔介质中的传输情况. 通过改变势垒(阱)的高度(深度)、高斯势垒(阱)和 Scarf-II 势垒(阱)的宽度, 或者周期性势垒的周期, 可实现对光孤子的操控. 随着参数取值的不同, 光孤子在传输中出现了反射、隧穿、周期性摆动、直线传播、分裂、光强增大等不同的现象. 研究结果可为光开关和光控光技术提供参考.

**关键词:** 非线性光学; 光孤子; 数值模拟; 势垒; 势阱

中图分类号: TN929

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2018)09-0919003-8

## Controlling Optical Solitons in Self-focusing Kerr Medium by Adding Potential Barrier (Trap)

LI Shu-qing, QIAO Shi-zhu, CHENG Yong-xi, YAN Yi-wei, MA Hui-lian

(Department of Science, Taiyuan Institute Technology, Taiyuan 030008, China)

**Abstract:** In order to control solitons in Kerr medium, based on Schrodinger equation, the optical soliton transmission in nonlinear self-focusing Kerr medium, after adding Gaussian-type potential barrier, Gaussian-type potential trap, Scarf-II barrier (trap) and periodic potential barrier (trap), was studied by fast Fourier transform numerical simulation. The soliton can be controlled by changing the height (depth) of potential barrier (trap), the width of the gaussian-type barrier (trap) and Scarf-II barrier (trap), or the period of the periodic potential barrier (trap). There are different phenomena in optical soliton transmission, such as tunneling, cyclical swings, linear transmission, division and so on, by selecting the different parameters. The study is available for controlling the soliton and optical switch and photocontrol.

**Key words:** Nonlinear optics; Solitons; Numerical simulation; Potential barrier; Potential trap

**OCIS Codes:** 190.0190; 190.6135; 190.4370

## 0 引言

根据光传播过程中与非线性相平衡的是色散、衍射还是同时包括色散、衍射, 可以将光孤子大体上分为时间光孤子、空间光孤子和时空光孤子<sup>[1]</sup>. 非线性介质的折射率与光强有关, 光通过非线性介质时, 在光束中心折射率增加, 在光束边缘外折射率不变, 形成一种与透镜类似的效应使光束会聚, 这种现象称为自聚焦效应, 当光束的衍射效应和自聚焦效应平衡时, 可以形成空间光孤子<sup>[2]</sup>. 如何调节和控制光孤子一直是该领域的热点问题<sup>[3-4]</sup>. 通常研究人员采用光学诱导的方法在介质中制备函数势垒<sup>[5]</sup>. 2002 年 EFREMIDIS N K 等用平面波干涉的光诱导的方法在介质中产生了非线性光晶格<sup>[6]</sup>, 光晶格相当于一个周期势. 对于在介质中增

基金项目: 国家自然科学基金(Nos.11647034, 11747098)和太原工业学院青年学科带头人支持计划(No.20151124)资助

第一作者: 李淑青(1978-), 女, 副教授, 硕士, 主要研究方向为非线性光学. Email: lishuqing6688@sina.com

收稿日期: 2018-04-23; 录用日期: 2018-07-02

<http://www.photon.ac.cn>

加高斯势垒(阱)或者 Scarf- II 势垒(阱)则可以通过改变介质的折射率来实现<sup>[7-8]</sup>.2009 年张解放等研究了波色-爱因斯坦凝聚态中孤子在周期势与抛物势联合作用下的动力学演化,并通过控制外势来操控啁啾孤子<sup>[9]</sup>.2013 年湘潭大学王登龙教授研究了外势阱对凝聚体中孤子的影响,主要研究了方势阱对孤子速度和幅度的影响<sup>[10]</sup>.本文作者也于 2014 年通过改变孤子波的背景来调控孤子的产生<sup>[11-12]</sup>.近期山西大学的李禄教授研究了光孤子的色散问题,通过调节外势的参数来操控孤子的单向散射<sup>[13-14]</sup>.但是这些文献都没有系统地研究外势对孤子的操控作用,关于在非线性克尔介质中如何通过添加势垒(阱)来调节孤子的传输也鲜见报道.本文在前面研究的基础上,通过非线性介质中添加不同的势垒和势阱来对孤子进行操控,包括孤子传输方向的改变、孤子的分裂、孤子强度的增加、孤子的直线传播和孤子的隧穿等现象,并确定了出现各种现象的重要参数.

## 1 空间光孤子传输方程及其初解的控制参数

空间光孤子在自聚焦克尔介质中的传输可以用无量纲化的非线性薛定谔方程描述<sup>[15-17]</sup>,即

$$i \frac{\partial q(z, x)}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q(z, x)}{\partial x^2} + V(x)q(z, x) + \sigma |q(z, x)|^2 q(z, x) = 0 \quad (1)$$

式中,  $q(z, x)$  表示归一化的慢变电场波包,单位是  $\sqrt{p_0}$ ,  $p_0$  是峰值功率;  $x$  是归一化的横向坐标,单位是  $\omega_0$ ,指任意的空间尺度;  $z$  是归一化的纵向传播距离,单位为  $L_0 = k_0 \omega_0^2$ ,这里光矢量  $\mathbf{K}_0$  的大小  $k_0 = 2\pi n / \lambda_0$ ,  $n$  是光通过介质的折射率,  $\lambda_0$  是光在真空中的波长.  $V(x)$  是可以调节的势垒(阱);  $\sigma = 1$  为自聚焦克尔介质,  $\sigma = -1$  为自散焦克尔介质.

一般情况下,式(1)在没有添加势垒(阱)时的孤子初解<sup>[17-18]</sup> ( $z=0$ ) 表示为

$$q(x, 0) = A \operatorname{sech}[A(x - x_0)] \exp[i(\alpha_0 x + \varphi_0)] \quad (2)$$

式中,  $A$  是孤子的振幅,无量纲化的非线性薛定谔方程的基态孤子振幅都取  $A=1$ ;  $\varphi_0$  为初始相位,是一个常数,假设  $\varphi_0=0$ ;  $x_0$  表示空间光孤子中心的初始入射位置,可以通过改变  $x_0$  来调节孤子中心的入射位置;  $\alpha_0$  表示孤子与传播方向与  $z$  轴之间的夹角,可以改变  $\alpha_0$  来调节入射方向.

关于孤子的正入射已经在文献[15]中描述,图 1(a)显示的是孤子在  $x_0=10$  处,向左侧入射的情景( $A=1, x_0=10, \alpha_0=-0.5$ ),图 1(b)显示的是孤子在  $x_0=-10$  处,向右侧入射的情景(为  $A=1, x_0=-10, \alpha_0=0.2$ ),从图中可以看出,孤子的入射方向依赖于  $\alpha_0$  的正负,对比图 1 中的(a)和(b)可以发现  $|\alpha_0|$  越大,光孤子的传播方向与  $z$  轴的夹角越大,因此通过改变  $\alpha_0$  可以实现对孤子入射方向的控制.  $\alpha_0=0$  表示沿着  $z$  轴入射,  $\alpha_0 > 0$  表示光孤子从左侧入射,  $\alpha_0 < 0$  表示光孤子从右侧入射.通过数值模拟可见:改变初始入射光孤子的参数容易实现对其位置和方向的控制.

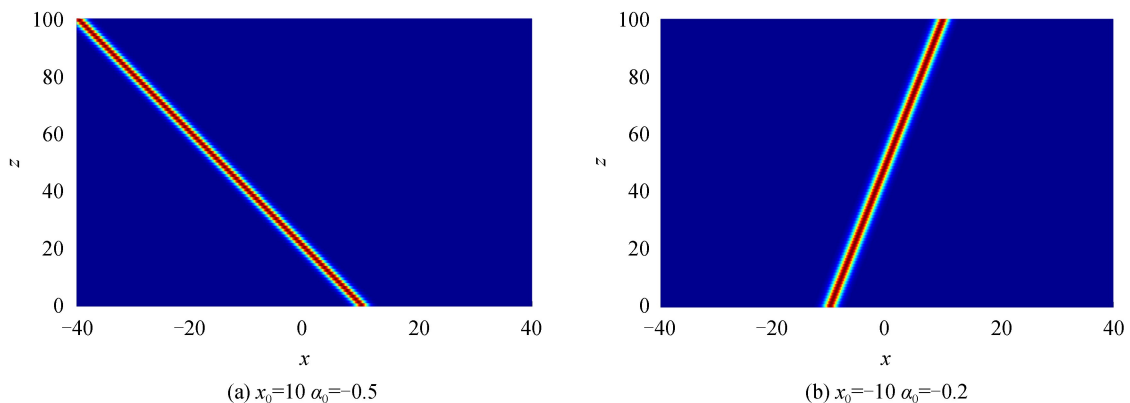


图 1 参数对孤子的操控作用  
Fig.1 Manipulation of parameters on the soliton effect

## 2 添加势垒(阱)对空间光孤子传输的操控作用

### 2.1 添加高斯势垒对光孤子的操控作用

考虑把高斯势垒添加到非线性克尔介质的中心位置,即式(1)中的  $V(x)$  取<sup>[13]</sup>

$$V(x) = V_0 \exp \left[ -\left( \frac{x}{x_1} \right)^2 \right] \quad (3)$$

式中,  $V_0$  代表高斯势垒的高度,  $x_1$  代表高斯势垒的宽度. 首先保持高斯势垒的宽度不变, 改变势垒的高度. 让初始脉冲以图 1(a) 的形式入射到含有高斯势垒的式 (1) 中, 先使高斯势垒的高度  $V_0 = 2$ , 高斯势垒的宽度  $x_1 = 0.5$ , 其它参数和图 1(a) 相同, 采用步长为  $h = 1/1\ 000$  的分步傅里叶方法, 进行数值研究, 如图 2(a), 可以看出, 光孤子从右向左传播时, 基本上完全被势垒反射, 就像光的镜面反射一样, 光孤子的方向发生了改变. 但是在大量数值模拟中发现, 要想光孤子基本上完全被反射, 势垒的高度  $V_0$  必须大于光孤子振幅的两倍, 即  $V_0 \geq 2A$ . 如果势垒的高度  $V_0 < 2A$ , 光孤子不能完全被反射, 可以分成两种情况讨论, 当  $0.5A < V_0 < 2A$  时, 光孤子将会出现图 2(b) 的情形, 只有部分被反射, 另一部分沿着  $z$  轴传播(自陷), 还有一小部分穿过势垒(透射); 当  $V_0 = 0.5A$  时, 光孤子遇到势垒后没有被反射, 而被分成了两束光, 一束光穿过势垒继续传播, 另外一束光沿着  $z$  轴传播. 可以看出被分成的两束光的强度都比原来光的强度弱, 这一点也符合能量守恒定律和概率守恒定律. 可以看出: 调节高斯势垒的高度大于光孤子振幅的两倍以上就可以改变光孤子的传播方向, 这一点对实现光控光开关有重要的理论指导意义. 如果势垒的高度小于孤子振幅的两倍, 光孤子将会出现透射、反射和自陷等现象.

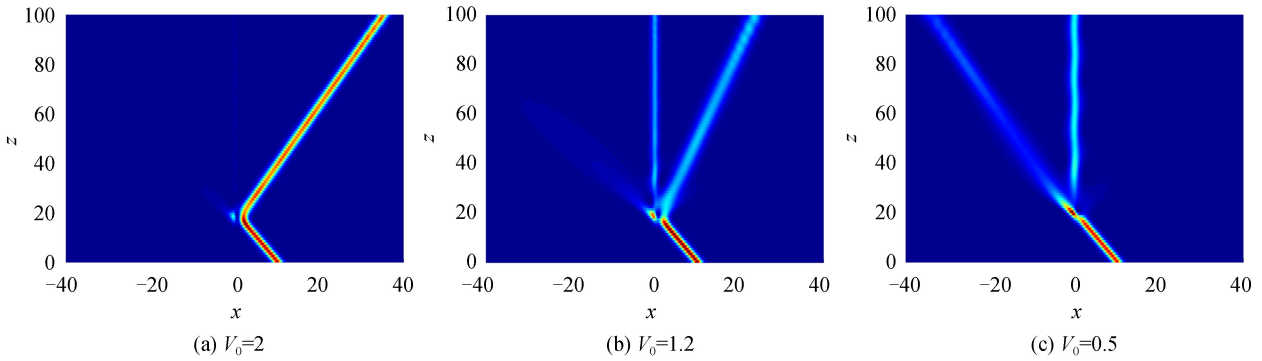


图 2 高斯势垒高度对孤子的操控作用

Fig.2 Manipulation of the height of Gaussian-type potential barrier on the soliton effect

高斯势垒的宽度对光孤子的传播方向也有一定的影响, 保持高斯势垒的高度  $V_0 = 2$  不变, 用步长为  $h = 1/1\ 000$  的分步傅里叶方法, 让图 1(a) 中的初始孤子入射到不同宽度的高斯势垒中, 对  $x_1$  每隔 0.05 个单位进行数值模拟后发现, 高斯势的宽度对孤子传输的影响除了会出现图 2 显示的三种情况外, 还出现了一种较为特殊的情景, 即当高斯势垒的宽度  $x_1 \leq 0.05$  或者  $0.8 \leq x_1 < 1.0$  时, 光孤子将穿过势垒继续传播, 发生隧穿效应, 图 3(a) 所示为  $x_1 = 0.9$  时孤子隧穿势垒的情形, 隧穿效应也证明了光孤子具有波动性. 为了研究势垒处光孤子的细节变化, 图 3(b) 给出了孤子在隧穿前  $z = 0$  和势垒处  $z = 20$  及隧穿后  $z = 30$  的波形变化, 从图中可以看出隧穿前、后光孤子的强度和波形都没有发生变化, 但是在穿过势垒时, 由于光孤子和势垒的相互作用, 孤子被分裂为两个波, 且强度降低, 但是光孤子并没有在势垒处中断.

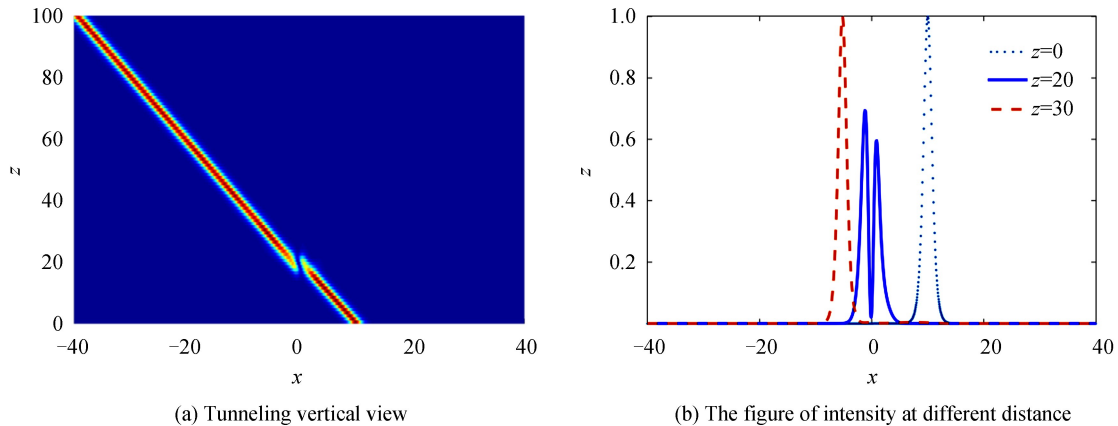


图 3 孤子的隧穿现象

Fig.3 Soliton tunneling phenomena

用量子力学的观点看,微观粒子具有波动性,所以微观粒子的隧穿概率会随着势垒的高度和宽度的增加而呈指数衰减.但是光孤子非线性自聚焦克尔介质中传播时,其本身会发生衍射,由于衍射效应和自聚焦效应平衡,光孤子被自陷在介质中稳定传播.可见它不同于微观粒子,更多体现的是其波动性,具有反射、衍射和散射等现象.因此只有当高斯势垒的高度大于一定值时,光孤子才能被势垒完全反射,否则将会被部分反射、部分透射,适当调节势垒的宽度光孤子能够发生隧穿现象,也证明了光孤子的波动性.

为了寻求高斯势垒的高度和宽度对孤子传输的影响规律,采用数值实验的方法,先固定势垒的宽度  $x_1=0.5$  不变,计算势垒高度  $V_0$  从 0.1 到 3(每隔 0.1 个单位计算一次)时,光孤子穿过势垒后的透射强度  $I_T$ , 反射强度  $I_R$  和自陷强度  $I_L$ ,如图 4(a),当  $V_0 \geq 2$  时,光孤子完全被势垒反射,但是当  $0.5 < V_0 < 2$  时,将会同时出现反射、透射和自陷三种情况,而当  $V_0 \leq 0.3$ ,由于势垒低对孤子影响不大,孤子穿过势垒直线传播.可见,当势垒的高度较小时,孤子可越过势垒继续传播,随着势垒高度的增加,逐渐又出现了自陷和反射现象,当势垒高度继续增加到振幅 2 倍后,光孤子被势垒完全反射.

固定势垒的高度  $V_0=2$  不变,计算势垒的宽度  $x_1$  从 0.1 到 1.0(每隔 0.05 个单位,在临界点附近每隔 0.01 个单位计算一次)时,光孤子穿过势垒后的透射强度  $I_T$ 、反射强度  $I_R$  和自陷强度  $I_L$ ,如图 4(b),当势垒宽度很窄即  $x_1 \leq 0.05$  时,势垒对孤子传输几乎没有影响,孤子穿过势垒继续传播,但是当势垒宽度  $0.8 \leq x_1 < 1.0$  时,孤子将出现图 3 所示的隧穿现象.另外从图中还可以看出当  $0.05 < x_1 < 0.4$  时,孤子将会同时出现反射、自陷和透射三种现象,而当  $0.4 < x_1 < 0.6$  时,孤子将被完全反射,在  $0.6 < x_1 < 0.8$  之间,只出现反射和透射两种现象.可见,当势垒的宽度较窄时,孤子可以绕过势垒继续传播,随着势垒变宽,孤子被反射或者陷入势垒中,随着势垒继续变宽,孤子被完全反射,当势垒的宽度达到一定值后,势垒又出现了隧穿现象.

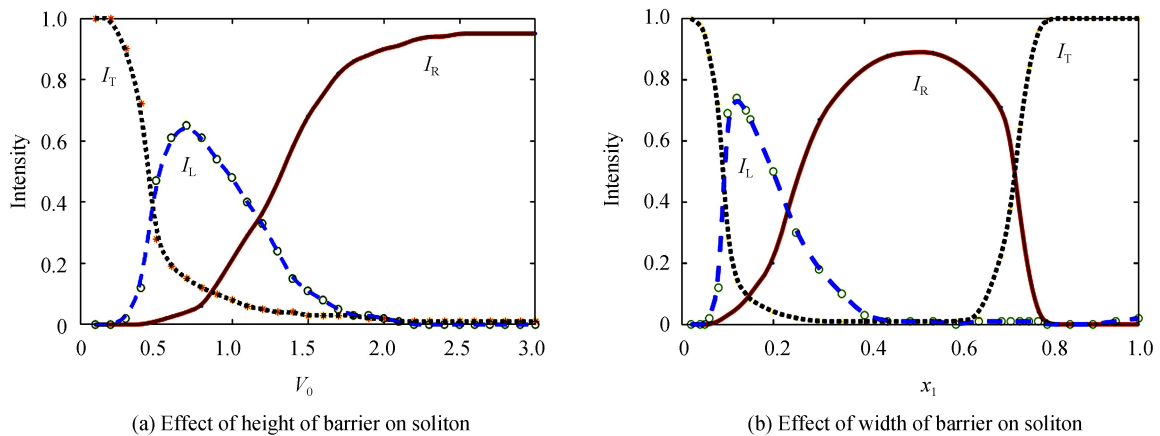


图 4 势垒高度和势垒宽度对孤子传输的影响

Fig.4 Effect of barrier height and width on soliton transmission

## 2.2 添加高斯势阱对光孤子的操控作用

考虑把高斯势阱添加到克尔介质的中心位置,势阱的形式为<sup>[13]</sup>

$$V(x) = -V_0 \exp \left[ -\left( \frac{x}{x_1} \right)^2 \right] \quad (4)$$

让初始脉冲以图 1(a)的形式入射到含有高斯势阱的式(1)中,采用步长为  $h=1/1000$  的分步傅里叶方法,首先固定势阱的宽度不变,研究高斯势阱的深度对光孤子传输的影响,发现高斯势阱的深度对它的影响与势垒不同,只有当高斯势阱的深度  $V_0 < 0.3$  时,光孤子可以穿过势阱继续传播,但是当  $V_0 \geq 0.3$  时,直到无限深势阱,光孤子都以一种姿态传播,图 5 所示为高斯势阱的深度  $V_0=100$  时的演化图,图中高斯势阱的宽度  $x_1=0.5$ ,其它参数和图 1(a)相同.从图 5 中可以看出当光孤子遇到势阱后被反射,并且在有势阱的地方光强度变大,变成了原来能量的 1.4 倍,之后能量值又回复到以前的值.参考曾谨言量子力学中对一维势阱的讨论<sup>[19]</sup>,推测能量值变大的原因是在势阱中光孤子波被反射并与原来的入射光孤子波干涉叠加所致,具体原因还需要进一步讨论.

对势阱的宽度对光孤子传输的影响进行数值模拟.采用固定变量法,保持高斯势阱的深度  $V_0=2$  不变,以每 0.1 个单位改变势阱的宽度,经过大量的数值模拟实验发现:只要势阱的宽度小于孤子的入射位置即  $x_1$



<10,孤子遇到势阱都发生如图 5 所示的反射现象,因此势阱的宽度对孤子传输的影响不大.对比高斯势阱和势垒对光孤子传输的影响,可见高斯势阱的深度和宽度对光孤子的影响单一,现象简单,容易操控.

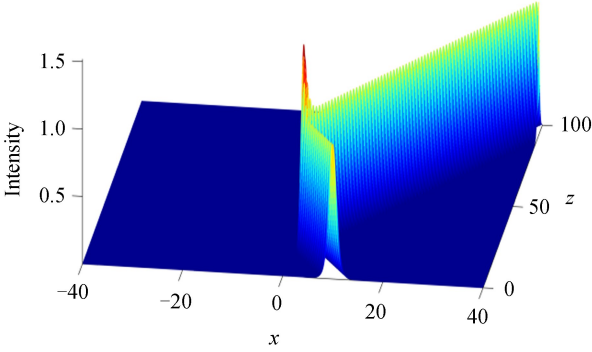


图 5 高斯势阱对孤子的传输影响

Fig.5 Effect of Gaussian potential trap on soliton transmission

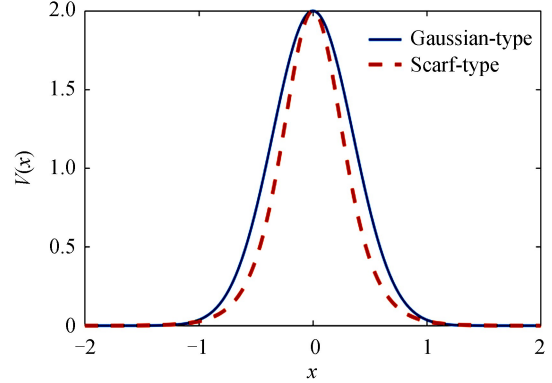


图 6 高斯函数和 Scarf- II 函数

Fig.6 Gaussian-type potential and Scarf- II potential

### 2.3 添加 Scarf- II 势垒(阱)对光孤子传输的操控作用

考虑在非线性克尔介质中添加和高斯势垒(阱)形状相近的 Scarf- II 势<sup>[14]</sup>,表达形式为

$$V(x) = V_0 \operatorname{sech}^2\left(\sqrt{|V_0|} \frac{x}{x_1}\right) \quad (5)$$

$V_0 > 0$ ,表示 Scarf- II 势垒; $V_0 < 0$ ,表示 Scarf- II 势阱.

图 6 为两个势函数的高度都为  $V_0 = 2$ 、宽度都为  $x_1 = 0.5$  的高斯函数和 Scarf- II 势函数,两个函数的形状基本相同.数值模拟了 Scarf- II 势垒(阱)的高度(深度)与宽度对光孤子传输的影响,结果表明:1) Scarf- II 势垒的高度对光孤子传输的影响与高斯势垒基本相同,势垒的高度  $V_0$  必须大于孤子的振幅  $2A$  才能被完全反射,不同的是若  $A < V_0 < 2A$ ,光孤子并不能被反射,出现图 2(b)的情况,若  $V_0 < A$ ,将出现图 2(c)的情况;2) Scarf- II 势垒的宽度对光孤子传输的影响与高斯势垒(阱)基本相同,不同的是临界值的取值有区别,当高斯势垒的宽度  $x_1 \geq 0.8$  时候,光孤子发生隧穿,而 Scarf- II 势垒的宽度  $x_1 \geq 1$  时才发生隧穿现象;3) 添加 Scarf- II 势阱对光孤子传输的影响与高斯势阱对光孤子传输的影响完全相同.形状相近的势函数对光孤子在非线性克尔介质中传输的影响基本相同.

### 2.4 周期势垒(阱)对光孤子传输的操控作用

在非线性克尔介质中添加周期势函数与添加高斯势和 Scarf- II 势函数的形状完全不同,周期势函数可以在介质中周期性地均匀分布,是研究光学晶格的常用势函数,参考研究晶格势的形式<sup>[20-21]</sup>,并使势函数的物理意义更加清晰,考虑势函数

$$V(x) = V_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{x_2} x\right) \quad (6)$$

式中, $x_2$  表示周期势的周期,如果  $V_0 > 0$ ,表示周期势垒,如果  $V_0 < 0$ ,表示周期势阱.让图 1(a)所示的初始孤子通过添加周期势垒的克尔介质中,首先研究势垒的周期对光孤子传输的影响,保持周期势垒的高度  $V_0 = 2$  不变,以每 0.1 个单位改变势垒的周期,采用步长为  $h = 1/1000$  的分步傅里叶方法,经过大量的数值模拟实验发现:当势垒周期  $x_2 \leq 1$  时,周期势垒并不影响光孤子的传播图景,仍然保持图 1(a)的情景传播,这是由于势垒的周期太小,周期势场可以看作一个均匀势场,所以对光孤子的传输无影响.但是当势垒的周期增大到  $x_2 > 1$  时,图 1(a)的初始光孤子传入到含有周期性势垒的方程中,经过大量的数值模拟发现,孤子并没有像图 1(a)一样,以一定的角度沿着直线传播,而是沿着  $z$  轴方向,周期性摆动,且摆动周期与势垒周期有关,势垒周期越大摆动周期越大.图 7(a)是  $V_0 = 2, x_2 = 12$  时的传输图,图 7(a)中插图是势垒的周期势函数.因此周期势垒的周期较小时,可以看作一种平均场,对孤子传输没有影响,但当周期势垒的周期大于确定值时,光孤子将会出现周期性摆动的现象.

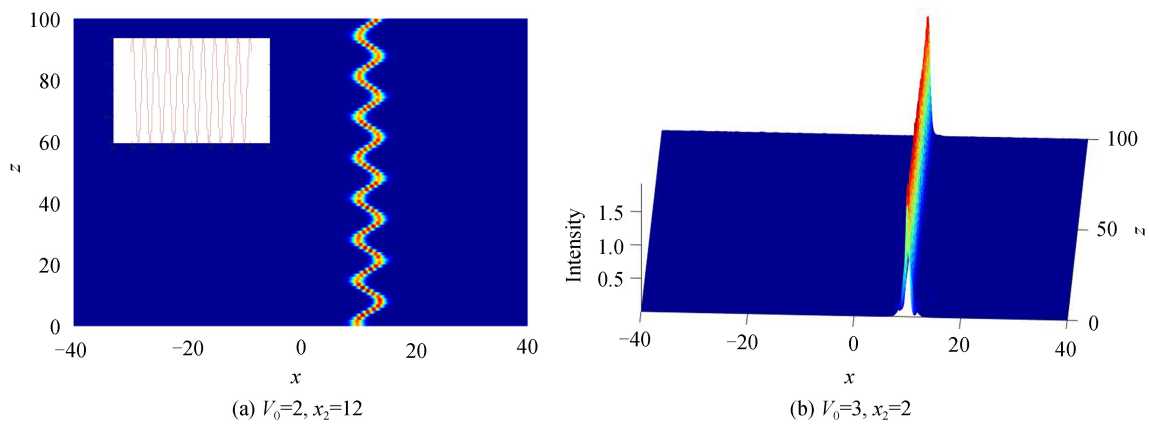


图7 周期势垒对孤子传输的影响

Fig.7 Soliton transmission after adding period barrier

保持势垒的周期不变,例如选择  $x_2=2$  不变,改变势垒的高度,采用同样的数值模拟方法让图 1(a)的初始孤子穿入不同高度的周期性势垒中( $V_0$  每隔 0.1 个单位做一数值实验),发现当势垒的高度  $V_0 \geq 2.5$  后,孤子不再周期性摆动,而是被囚禁在初始入射时的通道直线传播,而且随着势垒高度的增大,孤子的强度也相应地增加.图 7(b)显示了  $x_2=2, V_0=3$  时的传输情形,从图中可以看出,孤子的强度达到原来的 1.8 倍,强度增加的原因可能是由于孤子在周期势垒中反射并与原来的入射光孤子叠加所致.因此当周期势垒的高度达到某一确定值时,光孤子将被囚禁在入射时的通道直线传播,且随着势垒高度的增加,光孤子的强度也相应的增加.

最后研究光孤子在周期性势阱中的传输情形.保持势阱的深度  $V_0=-2$  不变,改变势阱的周期,数值实验发现势阱的周期与势垒的周期对光孤子传输的影响无异.然而势阱的深度  $V_0$  对光孤子传输的影响与势垒的高度对其影响不同.固定势阱的周期  $x_2=2$  保持不变,改变势阱的深度,数值实验的结果出现了与上述势垒中不同的情形.当势阱的深度大于 5 时,孤子将分裂为一对偶孤子沿着  $z$  轴传播,并且在传输中左侧孤子的强度大于右侧孤子的强度.图 8 为光孤子以图 1(a)作为初始值入射到  $x_2=2, V_0=-10$  时的周期势阱中的传输情景,从图 8(a)中可以看出,光孤子被分裂成两个孤子,且两个孤子的强度不同,为了对比他们的强度变化,图 8(b)给出了初始入射孤子( $Z=0$ )和分裂后( $Z=7$ ) 孤子的波形图,从图中可以看出左侧孤子的强度大于 1,而右侧孤子的强度小于 1.用同样的方法改变孤子的入射方向,即  $\alpha_0=0.5$  时,发现孤子分裂后的强度与原来相反,即右侧孤子的强度比左侧孤子的强度大.可见分裂后孤子的强度与入射方向有关,向左侧入射,则左侧孤子的强度大,向右侧入射则右侧孤子的强度大.从图 8(b)中还可以看出分裂后的两个孤子的总宽度与入射孤子的宽度相同.因此,周期势阱的深度达到一定值时,光孤子将出现新的传输图景,分裂为强度不等的偶孤子直线传播.

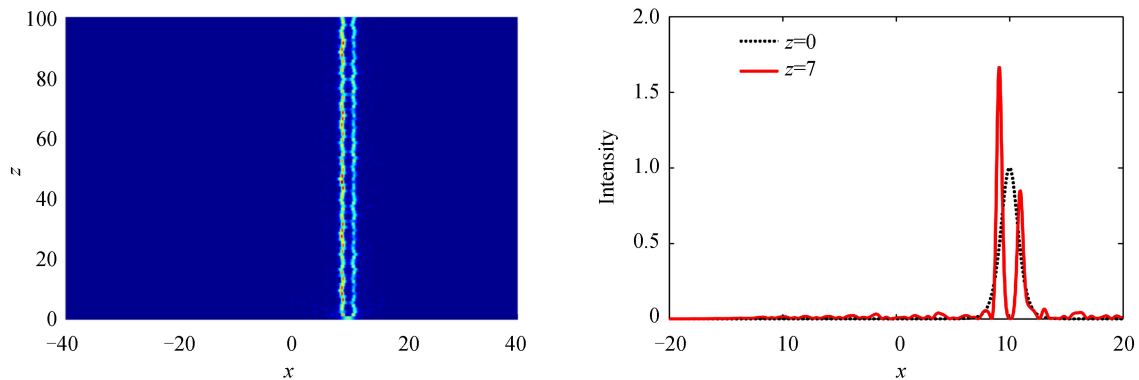


图8 周期势阱对孤子传输的影响

Fig.8 Soliton transmission after adding period trap

综上所述,在非线性克尔介质中添加周期势函数,并且通过调节周期势函数的高度和周期可以调节光孤

子的传输特性,从而达到对孤子进行操控的目的.

### 3 结论

本文研究了在非线性自聚焦克尔介质中添加不同势垒(阱)后,其宽度和高度(深度)以及周期对空间光孤子在克尔介质中传输情况.对于势函数形状相近的高斯势和 Scarf-II 势,它们对光孤子传输的影响也基本相同,特点为:1)当势垒的高度大于光孤子强度的 2 倍时,光孤子被完全反射;2)保持势垒的高度不变,适当调节势垒的宽度,光孤子可以发生隧穿现象,这也证明了光孤子的波动性;3)势阱的深度和宽度对光孤子的影响较势垒弱,光孤子遇到势阱均被反射,且在势阱处光强变大.

如果在克尔介质中增加周期性势垒(阱)函数,将会出现与上述势垒(阱)完全不同的结论:1)当周期势垒的周期较小时,周期势垒可以看成是一个平均场,对光孤子的传输没有影响;2)当周期势垒的周期增大为特定的值后( $x_1 > 1$ ),光孤子将出现周期性摆动,而且势垒的周期越大摆动的幅度也越大;3)周期势垒的高度达到一定的值后( $V_0 \geq 2.5$ )光孤子会被囚禁在初始入射的通道直线传播,且光孤子的强度由于势垒的反射会增大;4)周期势阱的深度增大到  $V_0 \geq 5$ ,光子将会分裂为强度不等的偶孤子,且分裂后孤子的强度与光孤子的人射方向有关.

### 参考文献

- [1] KIVSHARY S, AGRAWAL G P. Optical solitons: from fibers to photonic crystals[M]. San Diego, California: Academic Press, 2003: 1-101.
- [2] STEGEMAN G I, SEGEV M. Optical spatial solitons and their interactions[J]. *University and Diversity Science*, 1999, **286**: 1518-1523.
- [3] TIOFACK C G L, COULIBALY S, TAKI M. Periodic modulations controlling Kuznetsov-Ma soliton sormation in nonlinear Schrodinger equations[J]. *Physics Letters A*, 2017, **381**: 1999-2003.
- [4] PELEG A, NGUYEN Q M, HUYNH T T, et al. Stable scalable control of soliton propagation in broadband nonlinear optical waveguides[J]. *The European Physical Journal D*, 2017, **71**: 30-48.
- [5] FLEISCHER J W, CARMON T, SEGEV M, et al. Observation of distrete solitons in optically induced real time waveguide arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2003, **90** (2): 023902-023905.
- [6] EFREMIDIS N K, SEARS S, CHRISTODOULIDES D N, et al. Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices[J]. *Physical Review E*, 2002, **66** (4): 046602.
- [7] GANAINY R E, MAKKRIS K G, CHRISTODOULIDES D N, et al. Theory of coupled optical PT-symmetric structures [J]. *Optical Letter*, 2007, **32**: 2632.
- [8] MUSSLIMANI Z H, EL-GANAINY R, MZKRIS K G, et al. Optical solitons in PT periodic potentials[J]. *Physical Review Letters*, 2008, **100**: 030402.
- [9] ZONG Feng-de, YANG Yang, ZHANG Jie-fang. Evolution and controlled manipulation of a Bose-Einstein condensate chirped soliton in external potentials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58** (6): 3670-3678.  
宗丰德,杨阳,张解放.外势场作用下的波色-爱因斯坦凝聚啁啾孤子的演化与操控[J]. *物理学报*, 2009, **58** (6): 3670-3678.
- [10] ZHANG Bo, WANG Deng-long, SHE YAN-chao, et al. Soliton dynamical behavior of the condensates trapped in a square-well potential[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62** (11): 11051.  
张波,王登龙,余彦超,等.方势阱中凝聚体的孤子动力学行为[J]. *物理学报*, 2013, **62** (11): 11051.
- [11] LI S Q, LI L, LI Z H. Properties of soliton solutions on a cw background in optical fibers with higher-order effects[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, **21** (12): 2089.
- [12] LI Shu-qing, YANG Guang-ye, LI Lu. Rogue solution of Hirota equation and its transmission[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, **63** (10): 104215.  
李淑青,杨光晔,李禄. Hirota 方程的怪波解及其传输特性研究[J]. *物理学报*, 2014, **63** (10): 104215.
- [13] HE Xue-qing, LI Lu. Manipulation of soliton scattering in PT-symmetry Gaussian potential[J]. *Journal of Quantum Optics*, 2015, **21** (2): 148-152.  
贺雪晴,李禄. 基于 PT 对称高斯势的孤子单向散射的操控[J]. *量子光学学报*, 2015, **21** (2): 148-152.
- [14] LI Cui-cui, LI Lu. Manipulation of soliton scattering in PT-symmetry Scarf-II potential[J]. *Journal of Shanxi University (Natural Science Edition)*, 2016, **39** (1): 74-79.  
李翠翠,李禄. 基于 PT 对称 Scarf-II 势的孤子单向散射的操控[J]. *山西大学学报(自然科学版)* 2016, **39** (1): 74-79.
- [15] KARTASHOV Y V, VYSLOUKH V A, TORNER L. Soliton control in fading optical lattices[J]. *Optics Letters*, 2006, **31** (14): 2181-2183.
- [16] KARTASHOV Y V, TORNER L, VYSLOUKH V A. Parametric amplification of soliton steering in optical lattices

- [J]. *Optics Letters*, 2004, **29** (10): 1102-1104.
- [17] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M] San Diego, California: Academic Press, 2001:149-150.
- [18] HAUS H A. Waves and fields in optoelectronics[M]. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall Press, 1884: 179-180.
- [19] ZENG Jin-yan, Quantum mechanics course[M]. 2nd edition, Beijing: Science press, 2008: 38-46.  
曾谨言. 量子力学教程[M]. 2 版.北京:科学出版社, 2008:38-46.
- [20] YANG R C, WU X L. Spatial soliton tunneling compression and splitting[J]. *Optics Express*, 2008, **16**: 17759.
- [21] YANG R C, WU X L. Interactions between neighboring combined solitary waves[J]. *Optics Communications*, 2007, **276**: 149-150.

---

**Foundation item:** The National Natural Science Foundation of China (Nos.11647034,11747098), Program for the Discipline of Taiyuan Institute of Technology(No.20151124)

引用格式: LI Shu-qing, QIAO Shi-zhu, CHENG Yong-xi, *et al.* Controlling Optical Solitons in Self-focusing Kerr Medium by Adding Potential Barrier (Trap)[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, **47**(9): 0919003

李淑青, 乔士柱, 程永喜, 等. 添加势垒(阱)对光孤子在自聚焦克尔介质中传输的操控作用[J]. 光子学报, 2018, **47**(9): 0919003