

# (1+2)维各向同性介质中的旋转椭圆空间光孤子\*

余亚东 梁果 任占梅 郭旗†

(华南师范大学广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510006)

(2014年11月27日收到; 2015年2月13日收到修改稿)

从(1+2)维非局域非线性薛定谔方程出发, 通过坐标变换得到了旋转坐标系下的非局域非线性薛定谔方程. 假设响应函数为高斯型, 用虚时间法数值求解了旋转坐标系下的非局域非线性薛定谔方程的静态孤子解, 迭代出了不同非局域程度条件下的静态椭圆孤子数值解. 最后采用分步傅里叶算法, 以迭代的孤子解作为初始输入波形, 模拟了在不同的非局域程度条件下, (1+2)维椭圆空间光孤子的旋转传输特性. 强非局域时, 椭圆光孤子的长轴方向和短轴方向波形都是高斯型, 其他的非局域程度下, 不是高斯型. 由此表明: (1+2)维椭圆光孤子对非局域程度依赖性很强. 旋转角速度和功率均与非局域程度以及孤子的椭圆度有关.

**关键词:** 非局域非线性薛定谔方程, 旋转椭圆空间光孤子, 临界功率, 旋转角速度

**PACS:** 42.25.Bs, 42.65.-K, 42.65.Tg

**DOI:** 10.7498/aps.64.154202

## 1 引言

光孤子是由线性部分和非线性部分完全平衡所导致的. 孤子的光斑有圆形和椭圆形的.

在线性各向异性和非线性各向异性两种情况下都发现了椭圆形光斑的自陷光束. 例如, 在饱和非线性介质<sup>[1]</sup>, 强非局域介质<sup>[2,3]</sup>以及因自相关函数各向异性导致线性各向异性的光折变非线性介质<sup>[4]</sup>中均发现了椭圆非相干孤子. 此外, 因衍射各向异性<sup>[5,6]</sup>, 导致非寻常光在单轴晶体中也有可能形成椭圆自陷型的孤子. 在实验方面, 已经在实验中观察到因横向的边界条件所导致的非线性各向异性<sup>[7]</sup>的铅玻璃中在强非局域下的相干椭圆孤子<sup>[8]</sup>, 此外, 在增强光折变各向异性和非常规偏置条件下的非局域性<sup>[9]</sup>所导致的非线性各向异性的光诱导二维光子晶格中也存在着椭圆离散孤子.

当线性部分和非线性部分都是各向同性的时候, 通常不会存在椭圆孤子. 椭圆形光斑的光束在这种条件下传输时会发生明显的振荡<sup>[10]</sup>. 如果给椭圆孤子加上初始角动量, 椭圆孤子就可以在这种

情况下很好的传输, 孤子将沿着传输方向旋转前进. 但是这种孤子在局域非线性介质中并不稳定, 而在饱和非线性介质中却会稳定的传输, 因为饱和非线性介质可以抑制光束的坍塌, 进而形成稳定传输状态<sup>[11]</sup>. 除了饱和非线性, 还有其他的机理, 比如非局域非线性, 其也可以抑制光束的坍塌, 形成稳定传输状态<sup>[12]</sup>. 非局域非线性是指某一点的非线性响应不仅取决于该点光强, 还取决于该点附近的光强. 光束在非局域非线性类 Kerr 介质中传输的特性在很多文献中都有所提到<sup>[12-15]</sup>. 我们对(1+2)维非局域非线性介质中的空间旋转椭圆光孤子作了系统研究<sup>[16]</sup>, 给出了强非局域条件下的近似解析解. 本文工作从(1+2)维非局域非线性介质出发, 假定其非线性响应函数为实对称的高斯函数, 用虚时间法数值求解了旋转坐标系下的非局域非线性薛定谔方程的静态孤子解, 并以迭代的孤子解作为初始输入波形, 用数值方法讨论了在一定的非局域程度下的空间旋转椭圆光孤子的传输特性. 发现在强非局域条件下, 孤子为高斯型的, 随着非局域条件的减弱而变为非高斯型. 此外, 旋转角速度和功率均与非局域程度以及孤子的椭圆度有关.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11274125, 11474109)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoq@scau.edu.cn

## 2 模型的约化和数值求解的迭代方法

傍轴光束在(1+2)维非局域非线性体介质中传输满足非局域非线性薛定谔方程<sup>[17,18]</sup>

$$2ik \frac{\partial A}{\partial \varsigma} + \alpha_1 \frac{\partial^2 A}{\partial \vartheta^2} + \alpha_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \iota^2} + 2k^2 \frac{n_2}{n_0} A \times \iint \bar{R}(\vartheta - \vartheta', \iota - \iota') |A(\vartheta', \iota')|^2 d\vartheta' d\iota' = 0. \quad (1)$$

其中  $A(\varsigma, \vartheta, \iota)$  是傍轴光束,  $\bar{R}$  是非局域非线性介质的响应函数,  $\varsigma$  是光束的传输轴,  $\vartheta$  和  $\iota$  是横向空间坐标,  $k = \omega n_0 / c$  是无非线性时介质的波数,  $n_0$  是介质的线性折射率,  $n_2$  是非线性系数. 而  $\alpha_1, \alpha_2$  源自于线性为各项异性的介质<sup>[19]</sup>, 由于我们考虑的是线性各项同性的情况, 所以令  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ . 通过归一化变换  $x = \vartheta / W_0, y = \iota / W_0, z = \varsigma / k W_0^2, \varphi = Ak W_0 (n_2 / n_0)^{1/2}, R = W_0^2 \bar{R}$ ; 其中  $W_0$  是光束的初始束宽, 方程(1) 归一化后如下:

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) + \varphi \iint R(x - x', y - y') |\varphi(x - x', y - y')|^2 \times dx' dy' = 0. \quad (2)$$

由于我们要迭代的解在空间直角坐标系下是旋转的, 因此必须将方程转化到旋转坐标系下才能迭代出静态孤子解. 假设旋转坐标系有  $(X, Y, Z)$ , 其与直角坐标系  $(x, y, z)$  之间的转换关系为

$$X = x \cos(\Omega z) + y \sin(\Omega z), \quad (3)$$

$$Y = -x \sin(\Omega z) + y \cos(\Omega z), \quad (4)$$

$$Z = z. \quad (5)$$

将方程(2) 变换到旋转坐标系下得:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial Z} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right) + i\Omega \left( Y \frac{\partial \Psi}{\partial X} - X \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) + \iint R(\mathbf{X} - \mathbf{X}', \mathbf{Y} - \mathbf{Y}') |\Psi(\mathbf{X}', \mathbf{Y}')|^2 \times d\mathbf{X}' d\mathbf{Y}' \Psi = 0, \quad (6)$$

其中  $\Omega$  是旋转坐标系沿  $Z$  轴的旋转角速度.  $R(r) = 1/(2\pi w_m^2) \exp(-r^2/(2w_m^2))$  是假设的响应函数,  $w_m$  是归一化响应函数的特征长度. 我们设  $\alpha = w_m / W_0$  为非局域程度,  $\alpha \gg 1$  表示光束束宽远远小于介质响应函数的特征长度. 对不同的  $\alpha$  值, 方程(6) 就描述在不同非局域程度条件下光束在非局域非线性介质中的传输过程.

数值迭代时我们用到的方法是虚时间法<sup>[20-22]</sup>. 先假设方程(6) 的解为  $\Psi = u(X, Y) e^{i\beta Z}$ , 并将其代入方程(6) 得

$$-\beta u + \frac{1}{2} \nabla_{\perp}^2 u + i\Omega \left( Y \frac{\partial u}{\partial X} - X \frac{\partial u}{\partial Y} \right) + \Delta n u = 0, \quad (7)$$

其中  $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2}$  是横向拉普拉斯算符,  $\Delta n = \iint R(\mathbf{X} - \mathbf{X}', \mathbf{Y} - \mathbf{Y}') |u(\mathbf{X}', \mathbf{Y}')|^2 d\mathbf{X}' d\mathbf{Y}'$ .

现在定义一个算符  $L_{00}$  为

$$L_{00} = \frac{1}{2} \nabla_{\perp}^2 + i\Omega \left( Y \frac{\partial}{\partial X} - X \frac{\partial}{\partial Y} \right) + \Delta n. \quad (8)$$

因此, 方程(7) 就变为

$$-\beta u + L_{00} u = 0. \quad (9)$$

假设方程(9) 在虚时间中演化的方程为

$$\frac{\partial u}{\partial t} = M^{-1} (L_{00} u - \beta u). \quad (10)$$

其中  $M$  为加速算符, 一般  $M = c - \nabla^2$ ,  $c$  一般取3左右. 对方程(10) 使用欧拉法来解, 得

$$\hat{u}_{n+1} = u_n + M^{-1} (L_{00} u_n - \beta u_n) |_{u=u_n, \beta=\beta_n} \Delta T. \quad (11)$$

$u_n$  为迭代  $n$  次的解, 其中

$$\beta_n = \frac{\langle L_{00} u_n, M^{-1} u_n \rangle}{\langle u_n, M^{-1} u_n \rangle}. \quad (12)$$

方程(12) 中的  $\langle L_{00} u, M^{-1} u \rangle$  是表示  $L_{00} u$  与  $M^{-1} u$  的内积. 得到  $\hat{u}_{n+1}$  后, 再通过下面这个公式来调整它的功率:

$$u_{n+1} = \left[ \frac{P}{\langle \hat{u}_{n+1}, \hat{u}_{n+1} \rangle} \right]^{\frac{1}{2}} \hat{u}_{n+1}, \quad (13)$$

其中  $P$  为给定的功率. 首先取定  $R$  中的  $w_m$ , 功率  $P$ , 旋转角速度  $\Omega$  以及  $M$  中  $c$  的值; 然后, 将一个椭圆高斯型的试探解  $u$  代入方程(11, 12, 13) 中去迭代; 最后, 当  $u_n$  和  $u_{n-1}$  的和差小于  $10^{-10}$  时,  $u_n$  可视为孤子解. 得到孤子解  $u_n$  后, 再用分步傅里叶算法来数值模拟  $u_n$  的传输过程, 研究其传输特性.

## 3 数值结果与分析

空间光孤子在不同非局域程度条件下的波形是一个重要的参量. 经过多次迭代, 得到了不同非局域程度的孤子波形. 我们迭代出的所有孤子波形均是稳定的. 非局域旋转椭圆光孤子的稳定性

问题其实已经在我们之前的工作<sup>[16]</sup>中讨论过:当响应函数为高斯函数时,任意非局域程度下的非局域旋转椭圆光孤子均是稳定的.同时,我们也将迭代出的孤子波形作为非局域非线性薛定谔方程(2)的初始输入,数值模拟了迭代波形的传输情况,发现其在传输过程中会旋转,但其形状保持不变,这进一步验证了文献<sup>[16]</sup>中结论的正确性.图1显示的是不同非局域条件下孤子在X方向和Y方向上的波形的直接比较.其中左图为X方向的波形,

束宽为 $W_x = 1.8$ ,右图为Y方向上的波形,束宽为 $W_y = 1.2$ .由图可以看出,随着非局域程度的减小,孤子的波形越趋于矮胖.为了更加直观的对比不同非局域程度的波形,于是把孤子的波形变换到相同的半高全宽和相同的振幅进行比较,如图2.由图可知,非局域程度越小,孤子的两边减小得越慢,也就越不是高斯型.不论是在X方向还是Y方向,变化趋势都是如此.

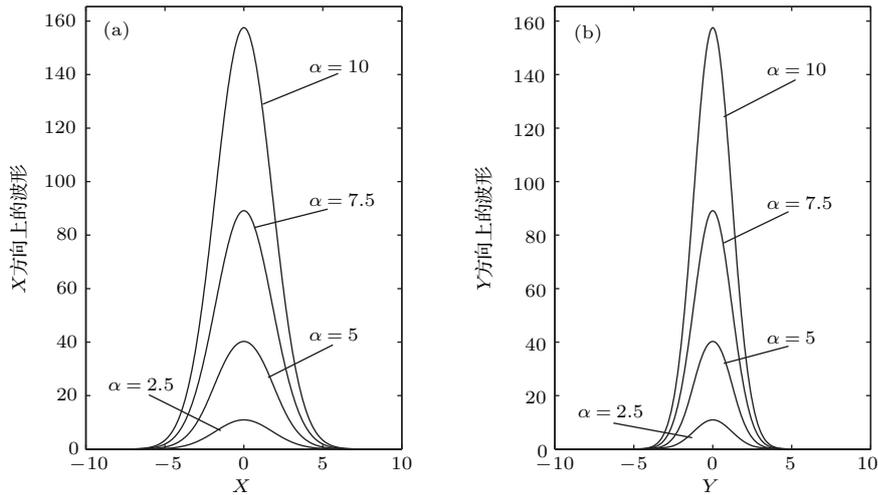


图1 非局域程度取不同的值时具有相同统计束宽的孤子X方向和Y方向上的波形(参数取 $\Omega = 0.6$ ,  $W_x = 1.8$ ,  $W_y = 1.2$ ) (a)X方向的波形; (b)Y方向的波形

Fig. 1. The elliptic soliton profile of the X direction and the Y direction in different degrees of nonlocality: (a) The elliptic soliton profile of the X direction; (b) The elliptic soliton profile of the Y direction, Parameters  $\Omega = 0.6$ ,  $W_x = 1.8$ ,  $W_y = 1.2$ .

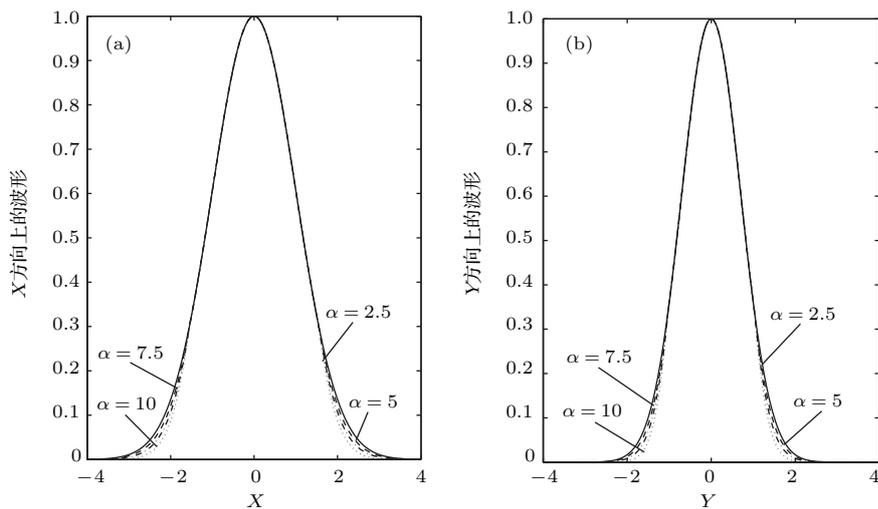


图2 非局域程度取不同值时变换到具有相同半高全宽和振幅的孤子的波形(参数取 $\Omega = 0.6$ ) (a) X方向的波形; (b) Y方向的波形

Fig. 2. The elliptic soliton profile with the same FWHM and amplitude in different degrees of nonlocality: (a) the elliptic soliton profile of the X direction; (b) the elliptic soliton profile of the Y direction, Parameters  $\Omega = 0.6$ .

由于研究的对象是旋转椭圆孤子, 因此要讨论其旋转角速度  $\Omega$ , 椭圆度  $\sigma$  以及非局域程度  $\alpha$  之间的关系. 图3显示的是孤子传输的3D图. 图4显示的是其  $X$  方向和  $Y$  方向上的统计束宽在传输时的变化. 其中  $L$  为传输距离,  $W$  为统计束宽.  $X$  方向上的统计束宽开始时为2,  $Y$  方向上的统计束宽开始为1. 这说明传输前, 椭圆孤子的长轴在  $X$  方向, 长轴方向统计束宽为2, 短轴在  $Y$  方向, 短轴方向统计束宽为1. 传输后,  $X$  方向的统计束宽在减小,  $Y$  方向上的统计束宽在增大, 这是因为孤子在旋转. 当  $X$  方向的统计束宽为1,  $Y$  方向的统计束宽为2时, 说明椭圆孤子旋转了  $\pi/2$ , 已经由横椭圆孤子旋转成了竖椭圆孤子. 后面的旋转情况以此循环. 如果孤子某一方向的统计束宽值经历了连续的3个波峰(波谷), 那么第一个波峰(波谷)开始, 到第三个波峰(波谷)结束, 其间为一个完整的旋转周期. 我们对旋转角速度  $\Omega$  的定义为孤子旋转一个周期时, 旋转角度  $2\pi$  与孤子传输距离的比值, 即  $\Omega = 2\pi/L$ ,  $L$  为孤子旋转  $2\pi$  时所传输的距离.

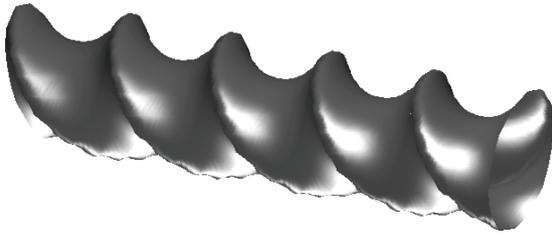


图3 孤子的3D图  
Fig. 3. 3-D drawing of soliton.

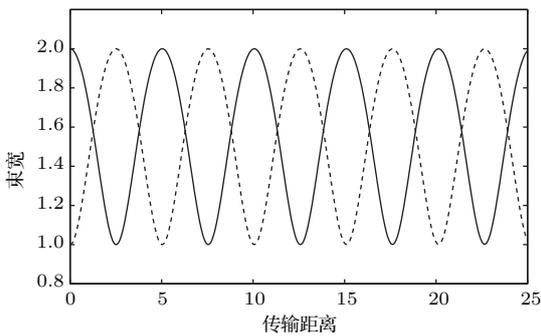


图4 孤子传输时束宽的变化情况. 实线为  $X$  方向的束宽, 虚线为  $Y$  方向的束宽  
Fig. 4. Changes of width of the soliton in propagation. solid line for the  $X$  direction of width of the soliton, the dotted line for the  $Y$  direction of width of the soliton.

图5显示的是在不同非局域  $\alpha$  条件下, 旋转角速度  $\Omega$  与椭圆度  $\sigma$  的关系. 其中椭圆度  $\sigma$  的定义为

椭圆孤子的长轴与短轴的比值, 即  $\sigma = b/c$ .  $b$  为长轴值,  $c$  为短轴值. 如图5所示, 不论是在强非局域, 还是在非局域较弱的情况, 旋转角速度  $\Omega$  与椭圆度  $\sigma$  的关系都为单调递增. 与强非局域相比, 弱非局域时旋转角速度随椭圆度的变化幅度不大, 但是随着非局域程度的增大, 变化幅度开始渐渐增大. 当  $\sigma$  较小时,  $\Omega$  对  $\sigma$  的变化相对不太敏感, 反之则敏感.

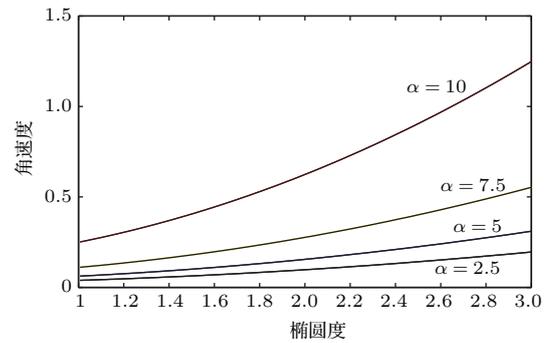


图5 非局域程度取不同值时角速度与椭圆度的关系  
Fig. 5. Angular velocity as functions of the the ellipticity for different degree of nonlocality.

本文还研究了不同椭圆度  $\sigma$  情况下旋转角速度  $\Omega$  与非局域程度  $\alpha$  的演化关系. 如图6所示, 不同椭圆度情况下 ( $\sigma = 1.2, \sigma = 1.5, \sigma = 1.8$ ),  $\Omega$  随着  $\alpha$  的减小而减小.  $\alpha$  较大时, 虽然  $\Omega$  在随着  $\alpha$  的减小而减小, 但幅度不大, 当  $\alpha$  较小时, 减小幅度在开始增大. 椭圆度  $\sigma$  越大, 对应的  $\Omega$  也越大, 同时对  $\Omega$  的影响也越明显.

从图5和图6可以看出, 旋转角速度对椭圆度有着比较明显的影响, 这是因为旋转椭圆孤子的角速度越大, 其轨道角动量就越大. 轨道角动量导致衍射各向异性, 轨道角动量越大所导致的衍射各向异性也就越大, 孤子的椭圆度也就越大 [16].

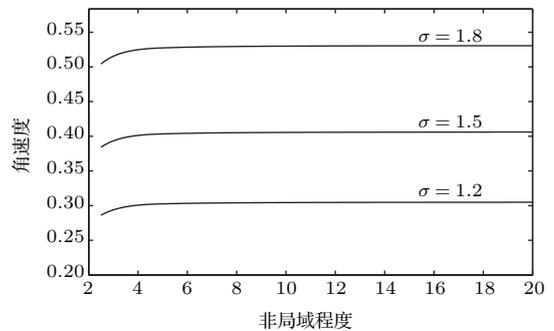


图6 椭圆度取不同值时角速度与非局域程度的关系  
Fig. 6. Angular velocity as functions of the nonlocal for different degree of ellipticity.

光束在介质中形成孤子时的临界功率  $P_c$  是光孤子一个非常重要的特性参数. 现在研究不同非局域  $\alpha$  条件下, 临界功率  $P_c$  与椭圆度  $\sigma$  之间的关系. 在图7中可以看到, 不同非局域条件下, 临界功率  $P_c$  与椭圆度  $\sigma$  都呈单调递增关系. 非局域程度越高, 不仅本身所需功率越大, 而且增长速度也更快. 在  $\sigma$  较小时,  $P_c$  对  $\sigma$  变化相对缓慢. 最下边那条线表示的是非局域程度为  $\alpha = 2.5$  的功率变化曲线, 其变化区间为 334—7449, 之所以看不出变化是被其他数据压扁了.

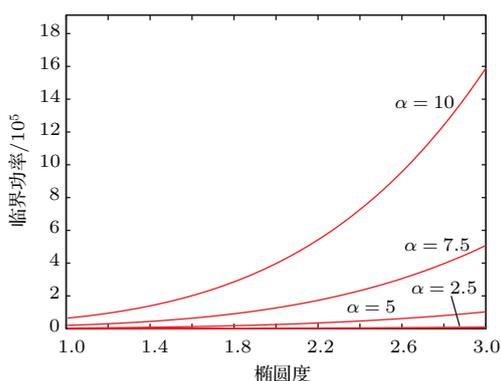


图7 非局域程度取不同值时临界功率与椭圆度的关系  
Fig. 7. Critical power as functions of the the ellipticity for different degree of nonlocality.

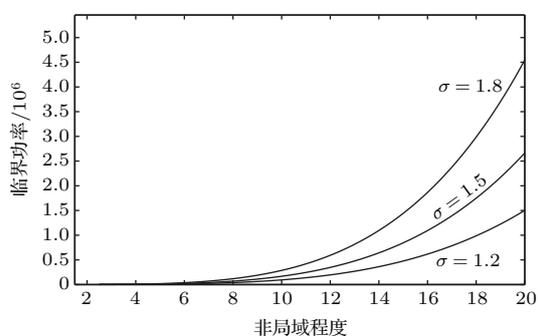


图8 椭圆度取不同值时临界功率与非局域程度的关系  
Fig. 8. Critical power as functions of the nonlocal for different degree of ellipticity.

图8显示的是在不同椭圆度  $\sigma$  情况下, 临界功率  $P_c$  随非局域程度  $\alpha$  的变化曲线. 图中所示的分别是椭圆度为  $\sigma = 1.2$ ,  $\sigma = 1.5$  和  $\sigma = 1.8$  时的变化曲线. 由图可知, 不同的椭圆度条件下, 功率随着非局域程度的增大而增大, 并且非局域程度越大, 增长得越快. 此外椭圆度越大, 所对应的功率也就越大. 这是因为椭圆度越大, 那么孤子的轨道角动量也就越大, 而轨道角动量具有加强衍射的效果, 进而增强了光束的衍射能力. 孤子必须在衍射

效应和非线性效应达到平衡时才能形成, 所以光束的衍射能力得到了增强, 那么就需要更强的非线性效应来与之平衡, 而更强的非线性效应则需要光束具有更强的功率. 这就是为什么椭圆度越大, 孤子所需的功率也越大<sup>[16]</sup>.

空间光孤子是光束在介质里的一种稳定的传输状态, 在传输的过程当中非线性效应和衍射效应是处于平衡的. 由于介质的非线性效应存在非局域性, 所以空间光孤子在不同非局域程度条件下表现出不同的特性. 一方面, 空间非局域非线性介质的特性是介质对光场的响应不仅与该点有关, 还与其他点的光场有关; 另一方面, 其特性是因响应光场的单元(激子, 分子或电子等)之间存在空间相关性而产生的. 介质的非局域非线性这一特性是由两个过程来实现的: 首先, 光束在传输时先对光场附近的响应单元产生作用, 从而导致介质的非线性极化; 然后, 因为存在空间相关性, 光束周围的响应单元会把所受到的作用传递给外围的响应单元, 同时还伴有能量的传递. 这样, 外围的响应单元虽与光场没有空间上的重叠, 但还是受到了光场的影响, 获得了来自光场的能量. 外围的响应单元因此改变了自身的状态并对光场产生了响应. 光场所影响的距离越远, 那么响应单元的空间相关性就越强, 介质的非局域性也就越强. 因为响应单元对光场的响应存在能量的传递, 非局域性越强, 能量传递的距离越远, 所需的功率也就越大<sup>[23]</sup>. 所以, 形成孤子所需的功率随着非局域程度的增强而增大.

## 4 结 论

通过假定非局域非线性介质的非线性响应函数为对称的高斯函数, 用虚时间法迭代了旋转坐标系下的非局域非线性薛定谔方程的不同非局域程度的静态孤子解. 使用分步傅里叶算法并以迭代的静态孤子解作为初始输入波形, 数值模拟了(1+2)维椭圆空间光孤子在不同椭圆度和非局域程度下的旋转传输特性. 结果表明, 不同的非局域程度的椭圆光孤子表现出不同的特性. 首先, 孤子的波形不同. 在强非局域时, 孤子的波形是高斯型; 在弱非局域时其波形是非高斯型的. 其次, 孤子的旋转角速度与椭圆度呈正相关, 与非局域程度也成正相关. 然后, 形成椭圆光孤子所需的临界功率不同, 形成孤子所需的临界功率与孤子的椭圆度和非局

域程度都是呈单调递增关系.

本文虽然只讨论了非局域非线性介质的非线性响应函数为对称高斯型这种情况, 但对于其他类型响应函数的非线性介质中椭圆光孤子的传输问题应该具有参考价值.

## 参考文献

- [1] Eugenieva E D, Christodoulides D N 2000 *Opt.Lett.* **25** 972
- [2] Shen M, Wang Q, Shi J L 2007 *Opt. Lett.* **270** 384
- [3] Krolikowski W, Bang O, Wyller J 2004 *Phys. Rev. E* **70** 036617
- [4] Katz O, Carmon T, Schwartz T, Segev M, Christodoulides D N 2004 *Opt. Lett.* **29** 1248
- [5] Ciattoni A, Palma C 2003 *J. Opt. Soc. Am.* **20** 2163
- [6] Polyakov S V, Stegeman G I 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046622
- [7] Qin X J, Guo Q, Hu W, Lan S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1237 (in Chinese) [秦晓娟, 郭旗, 胡巍, 兰胜 2006 物理学报 **55** 1237]
- [8] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M 2005 *Phys.Rev.Lett.* **95** 213904
- [9] Zhang P, Zhao J L, Xiao F J, Lou C B, Xu J J, Chen Z G 2008 *Opt.Express.* **16** 3865
- [10] Crosignani B, Porto P D 1993 *Opt.Lett.* **18** 1394
- [11] Fibich G, Papnicolaou G 1999 *SIAM J.Appl.Math.* **60** 183
- [12] Krolikowski W, Bang O, Nikolov N I, Neshev D, Wyller J, Rasmussen J J, Edmundson D 2004 *J.Opt.B-Quantum S.O.* **6** S288
- [13] Lopez A S, Desyatnikov A S, Kivshar S Y, Skupin S, Krolikowski W, Bang O 2006 *Opt.Lett.* **31** 1100
- [14] Buccoliero D, Lopez A S, Skupin S, Desyatnikov A S, Bang O, Krolikowski W, Kivshar Y S 2007 *Physica.B.* **394** 351
- [15] Briedis D, Petersen D E, Edmundson D, Krolikowski W, Bang O 2005 *Opt.Express.* **73** 435
- [16] Liang G, Guo Q 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043825
- [17] Mitchell D J, Snyder A W 1999 *J.Opt.Soc.Am.B* **16** 236
- [18] Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Wyller J 2001 *Phys.Rev.E* **64** 016612
- [19] Guo Q, Chi S 2000 *J.Opt.A:Pure Appl.Opt.* **2** 5
- [20] Yang J K, Lakoba T L 2008 *Stud.Appl.Math.* **120** 265
- [21] Chiofalo M L, Succi S, Tosi M P 2000 *Phys.Rev.E* **62** 7438
- [22] Carr L D, Castin Y 2002 *Phys.Rev.A* **66** 063602
- [23] Cao J N, Guo Q 2005 *Acta Phys.Sin.* **54** 3688 (in Chinese) [曹觉能, 郭旗 2005 物理学报 **54** 3688]

# (1+2) dimensional spiraling elliptic spatial optical solitons in the media without anisotropy\*

Yu Ya-Dong Liang Guo Ren Zhan-Mei Guo Qi<sup>†</sup>

(Guangdong Provincial Key Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

( Received 27 November 2014; revised manuscript received 13 February 2015 )

## Abstract

Starting from the nonlocal nonlinear Schrödinger equation in Cartesian coordinates, we also obtained nonlocal nonlinear Schrödinger equation in a rotating coordinate system. Assuming that the response function of media is Gaussian, we obtain the stable solutions of the solitons of nonlocal nonlinear Schrödinger equation in rotating coordinate system by means of the imaginary-time evolution method. The propagation properties of the (1+2) dimensional spiraling elliptic spatial optical solitons in the media is discussed in different degrees of the nonlocality by using the split-step Fourier algorithm. The elliptic soliton profiles of the major and the minor axes are Gaussian shaped in a strongly nonlocal case, but not in a weakly nonlocal case. It is suggested that (1+2) dimensional elliptic solitons be highly dependent on the degree of nonlocality. The angular velocity for the change of the ellipticity is very sensitive when the nonlocality is strong, but in the weakly nonlocal case, the change of the angular velocity is very small. The angular velocity depends strongly on weakly nonlocal case to different degrees of ellipticity. Oppositely, in strongly nonlocal case, the value of the angular velocity is almost unchanged. In another way, the critical power for the solitons decreases as the nonlocality decreases in different degrees of ellipticity. Similarly, the critical power for the solitons decreases as the ellipticity decreases in different degrees of nonlocality.

**Keywords:** nonlocal nonlinear Schrodinger equation, spiraling elliptic solitons, critical power, rotation velocity

**PACS:** 42.25.Bs, 42.65.-K, 42.65.Tg

**DOI:** [10.7498/aps.64.154202](https://doi.org/10.7498/aps.64.154202)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274125, 11474109).

† Corresponding author. E-mail: [guoq@scnu.edu.cn](mailto:guoq@scnu.edu.cn)