

椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中的传输特性*

王彤华¹⁾²⁾ 郭旗^{1)†}

¹⁾ 华南师范大学传输光学实验室, 广州 510631)

²⁾ 赣南师范学院物理与电子信息科学系, 赣州 341000)

(2004 年 9 月 24 日收到, 2004 年 11 月 11 日收到修改稿)

研究了傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中的传输特性, 得到了其各参量的演化方程及其精确解析解. 通过对束宽演化方程及其精确解析解的进一步分析, 发现傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时, 两横向方向束宽作周期性变化. 不管初始功率为多大, 光束都将周期性的由椭圆高斯光束演化为圆对称高斯光束, 再由圆对称高斯光束演化为椭圆高斯光束, 并且在演化的过程中, 椭圆的半长轴和半短轴会作周期性交替变化. 另外, 在一定初始功率下, 傍轴椭圆高斯光束可以保持某一横向方向的束宽不变, 得到光孤子.

关键词: 强非局域非线性介质, 非局域非线性薛定谔方程, 椭圆高斯光束, 参量演化方程, 空间孤子

PACC: 4265S

1. 引 言

光在非局域非线性介质中传输时所表现出的特性与其在局域非线性介质中传输时所表现出的特性有很大的差异, 其原因在于局域非线性介质中空间某点的折射率的非线性部分只与介质的特性和该点的光场强有关, 非局域非线性介质中空间某点的折射率的非线性部分不仅与介质的特性和该点的光场强有关, 还与介质中其他点的光场强有关. 1997 年 Snyder 和 Mitchell 提出了强非局域介质的 Snyder-Mitchell 线性模型, 并用此模型来研究光束在强非局域非线性介质中的传输特性, 得到了孤子解, 对双光束之间的相互作用也进行了研究, 并发现可以由一束强光对另一束弱光进行导引^[1], 由此引起了人们的极大兴趣. 近年来, 人们对光在非局域非线性介质中的传输特性、非局域空间孤子在理论上^[2-10]和实验上^[11-14]进行了广泛的探讨, 取得了许多有价值的研究成果. 文献 [7] 已对截至 2003 年底前的非局域空间孤子研究状况进行了总结和综述评论. 2004 年初郭旗等人提出了所谓的强非局域模型, 并用此模型研究了傍轴高斯光束在强非局域非线性介质中的传输特性, 得到了“大相移”的结果^[8]. 郭旗的小组

还给出了^[7,9]从强非局域模型^[8]到 Snyder-Mitchell 模型^[1]的转化过程, 讨论了 $(1+1)$ 维(一维为光束传输方向, 另一维为光束束宽方向)平行垂直入射双孤子相互作用时的相位演化和控制问题^[9], 得到了 $(1+2)$ 维(一维为光束传输方向, 另两维为光束束宽方向)共面平行垂直入射双孤子相互作用问题的精确解析解^[7]. 接下来, 他们还进一步讨论了偏离束腰入射的高斯光束在非局域非线性介质中的传输特性^[10]. 目前, 国内外的文献中, 还没有看到关于不对称即椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输特性的研究报道. 本文利用文献 [8] 类似的方法, 对 $(1+2)$ 维傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中的传输特性进行研究, 得到了文献 [8] 类似的参量演化方程, 求出了其精确解析解, 并对束宽演化方程及其精确解析解作了进一步的分析, 结果发现傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时, 不管初始功率为多大, 其都将周期性的由椭圆高斯光束演化为圆对称高斯光束, 再由圆对称高斯光束演化为椭圆高斯光束, 并且在演化的过程中, 椭圆的半长轴和半短轴会作周期性交替变化. 另外, 在一定初始功率下, 傍轴椭圆高斯光束可以保持某一横向方向的束宽不变, 得到空间光孤子解, 而另一横向方向上的束宽则作周期性压缩或展宽变化.

* 国家自然科学基金(批准号: 10474023), 广东省自然科学基金面上项目(批准号: 031516, 04105804)资助的课题.

† E-mail: guoq@senu.edu.cn

2. 非局域非线性薛定谔方程的简化及其解析解

在忽略传输损耗的情形下 (1+2) 维的非局域非线性薛定谔方程 (nonlocal nonlinear Schrödinger equation, NNLSE) 可以写为^[8]

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \mu \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \varphi + \rho \varphi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(x - \zeta, y - \xi) \times |\varphi(\zeta, \xi, z)|^2 d\zeta d\xi = 0, \quad (1)$$

其中 $\varphi(x, y, z)$ 为傍轴光束, $\mu = 1/2k$, $\rho = k\eta$, k 对应于 n_0 的波数, n_0 是介质折射率的线性部分, η 称为材料常数, 对于聚焦介质, $\eta > 0$, 对于散焦介质, $\eta < 0$, z 为光束传输方向坐标 (纵轴), x, y 为横向方向坐标 (横轴), $R(\zeta, \xi)$ 是非局域非线性介质的响应函数, 其为轴 (z 轴) 对称、归一化的实数函数, 即 $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(\zeta, \xi) d\zeta d\xi = 1$. 对于强非局域情形, 光束的束宽远小于强非局域介质响应函数的特征宽度, 为此可以采用文献 [8] 类似的方法对方程 (1) 作出简化.

首先对强非局域介质响应函数 $R(x - \zeta, y - \xi)$ 在 $\zeta = 0, \xi = 0$ 处作泰勒级数展开, 近似取到二阶, 由方程 (1) 可以得到

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \mu \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \varphi + \rho \varphi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ R(x, y) + \frac{1}{2} [R^{(2,0)}(x, y)\zeta^2 + R^{(0,2)}(x, y)\xi^2] \right\} \times |\varphi(\zeta, \xi, z)|^2 d\zeta d\xi = 0, \quad (2)$$

式中

$R^{(m,n)}(x, y) = \partial^{m+n} R(x - \zeta, y - \xi) \partial \zeta^m \partial \xi^n |_{\zeta=0, \xi=0}$, $m, n = 0, 1, 2, m + n \leq 2$. 上述计算中利用了奇函数在 $-\infty$ 到 $+\infty$ 整个区间积分, 其值为零的性质.

其次在 $x = 0, y = 0$ 处对方程 (2) 中 $R^{(m,n)}(x, y)$ 作泰勒级数展开, 都取到 $R(x, y)$ 的二阶, 并考虑到 $R(x, y)$ 的轴对称性, 在 $x = 0, y = 0$ 处, 其对 x 或 y 的奇次阶偏导数为零, $R^{(2,0)}(0, 0) = R^{(0,2)}(0, 0)$, 方程 (2) 可以进一步变为

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \mu \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \varphi + \rho R_0 P_0 \varphi - \frac{1}{2} \gamma P_0 (x^2 + y^2) \varphi - \frac{1}{2} \gamma \rho \varphi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\zeta^2 + \xi^2)$$

$$\times |\varphi(\zeta, \xi, z)|^2 d\zeta d\xi = 0, \quad (3)$$

式中 $R_0 = R(0, 0)$, $\gamma = -R^{(2,0)}(0, 0) = -R^{(0,2)}(0, 0) > 0$ (因为 R_0 是 R 的最大值). P_0 为初始功率. 因为忽略传输损耗, 光束在传输过程中能量守恒, 则有 $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(x, y)|^2 dx dy = P_0$. 方程 (3) 即为简化后的模型.

假设方程 (3) 的试探解析解为椭圆高斯函数

$$\varphi(x, y, z) = A(z) \exp[i\theta(z)] \times \exp\left[-\frac{x^2}{2a_1(z)^2} - \frac{y^2}{2a_2(z)^2}\right] \times \exp\{c_1(z)x^2 + c_2(z)y^2\}. \quad (4)$$

这里 $A(z)$ 是复振幅的大小, $\theta(z)$ 是复振幅的相位, $a_1(z), a_2(z), c_1(z), c_2(z)$ 分别是横向 x, y 方向的束宽和波前曲率系数. 由 $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(x, y)|^2 dx dy = P_0$ 可得

$$A(z) = \sqrt{\frac{P_0}{\pi a_1(z) a_2(z)}}, \quad (5)$$

(5) 式即为傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时复振幅大小的演化规律. 结合 (5) 式, 将 (4) 式代入方程 (3), 考虑到所得的结果中的实部系数之和与虚部系数之和都分别等于零, 同时考虑到 x, y 的取值可以是 $-\infty$ 到 $+\infty$ 范围的任何值, 要使方程 (3) 恒成立, 则方程 (3) 中的 x, y 的各次系数也必须分别为零, 由此可以导出

$$\frac{da_1}{dz} - 4\mu c_1 a_1 = 0, \quad (6)$$

$$\frac{da_2}{dz} - 4\mu c_2 a_2 = 0, \quad (7)$$

$$\frac{dc_1}{dz} - \frac{\mu}{a_1^4} + 4\mu c_1^2 - \frac{1}{2} \rho \gamma P_0 = 0, \quad (8)$$

$$\frac{dc_2}{dz} - \frac{\mu}{a_2^4} + 4\mu c_2^2 - \frac{1}{2} \rho \gamma P_0 = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d\theta}{dz} + \mu \left[\frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{a_2^2} \right] - \rho P_0 R_0 + \frac{1}{4} \rho \gamma P_0 (a_1^2 + a_2^2) = 0. \quad (10)$$

方程 (6)–(10) 即为束宽与波前曲率系数、相位的演化方程. 可见, 只要求出了束宽 $a_1(z)$ 和 $a_2(z)$ 的演化规律, 由 (5) 式、方程 (6)–(10) 即可求得复振幅的大小、相位、波前曲率系数的演化规律. 对方程 (6) 和 (7) 求导并结合方程 (8) 和 (9) 可求得

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} = \frac{4\mu^2}{a_1^3} - 2\mu \rho \gamma P_0 a_1, \quad (11)$$

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} = \frac{4\mu^2}{a_2^3} - 2\mu\rho\gamma P_0 a_2. \quad (12)$$

引入归一化参量 $g_1 = a_1/a_{10}$, $g_2 = a_2/a_{20}$, 其中 a_{10} , a_{20} 分别为 x , y 方向光束的初始束宽. 假设介质为聚焦介质 ($\eta > 0$ 即 $\rho > 0$), 并假设光束是从光腰处入射, $dg_1/dz|_{z=0} = 0$, $dg_2/dz|_{z=0} = 0$, 对方程 (11) 与方程 (12) 降阶、化简可进一步得到

$$\left(\frac{dg_1}{dz}\right)^2 = -\frac{\beta_0^2}{g_1^2}(g_1^2 - 1)(g_1^2 - \eta_1), \quad (13)$$

$$\left(\frac{dg_2}{dz}\right)^2 = -\frac{\beta_0^2}{g_2^2}(g_2^2 - 1)(g_2^2 - \eta_2). \quad (14)$$

式中 $\beta_0 = \sqrt{2\gamma\mu\rho P_0}$, $\eta_1 = P_{c1}/P_0$, $\eta_2 = P_{c2}/P_0$, $P_{c1} = 2\mu/\gamma\rho a_{10}^4$, $P_{c2} = 2\mu/\gamma\rho a_{20}^4$. 方程 (13) 与方程 (14) 与文献 [8] 中的方程 (9) 类似. 采用文献 [8] 类似的方法, 求解方程 (13) 与方程 (14) 可得束宽的演化规律为

$$a_1^2 = a_{10}^2 [\cos^2(\beta_0 z) + \eta_1 \sin^2(\beta_0 z)], \quad (15)$$

$$a_2^2 = a_{20}^2 [\cos^2(\beta_0 z) + \eta_2 \sin^2(\beta_0 z)]. \quad (16)$$

选取不同的初始条件, 可作出两横向束宽的演化规律图, 如图 1—图 3 所示.

将 (15) 与 (16) 式代入方程 (6) (7) (10), 可求得

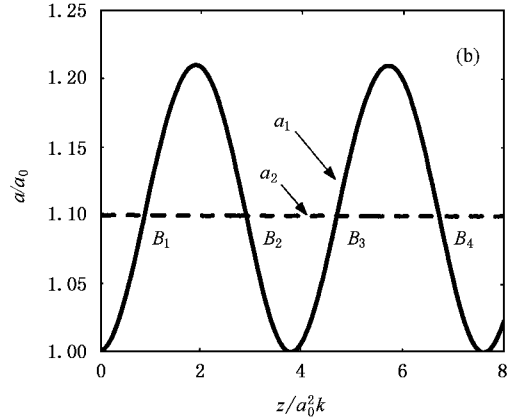
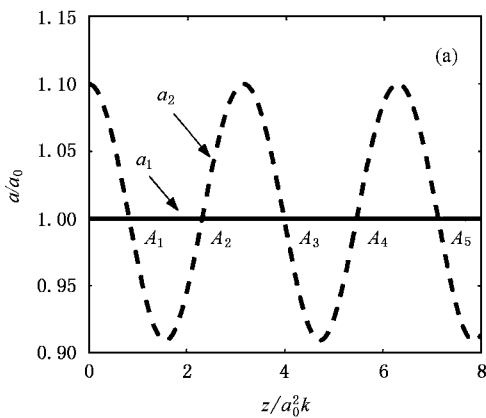


图 1 图中初始条件取为 $a_{20}/a_{10} = 1.10$ (a) $\eta_0 = 1.00$ 和 (b) $\eta_0 = 1.46$ 时, a_1 , a_2 的演化规律 (a_1 对应于实线, a_2 对应于点与线段构成的虚线)

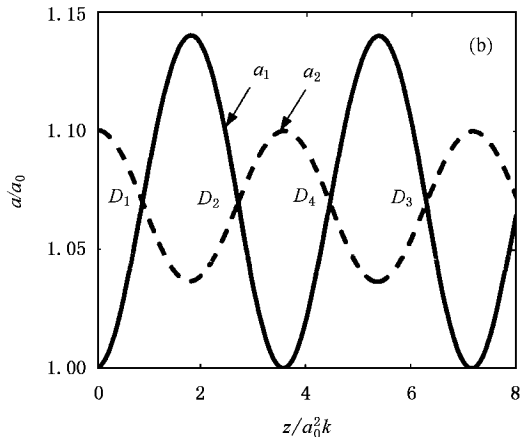
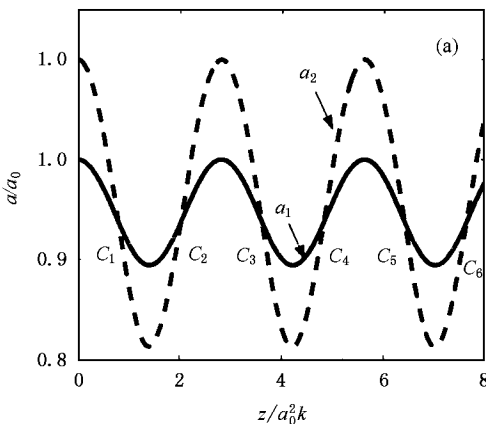


图 2 图中初始条件取为 $a_{20}/a_{10} = 1.10$ (a) $\eta_0 = 0.80$ 和 (b) $\eta_0 = 1.30$ 时, a_1 , a_2 的演化规律 (a_1 对应于实线, a_2 对应于点与线段构成的虚线)

$$c_1 = \frac{\beta_0 k (\eta_1 - 1) \sin(2\beta_0 z)}{4 [\cos^2(\beta_0 z) + \eta_1 \sin^2(\beta_0 z)]}, \quad (17)$$

$$c_2 = \frac{\beta_0 k (\eta_2 - 1) \sin(2\beta_0 z)}{4 [\cos^2(\beta_0 z) + \eta_2 \sin^2(\beta_0 z)]}, \quad (18)$$

$$\theta = -\frac{1}{2} \tan^{-1}[\sqrt{\eta_1} \tan(\beta_0 z)] - \frac{1}{2} \tan^{-1}[\sqrt{\eta_2} \tan(\beta_0 z)] + \rho P_0 R_0 z$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{16k\beta_0} \left[\frac{1 - P_0/P_{c1}}{a_{10}^2} + \frac{1 - P_0/P_{c2}}{a_{20}^2} \right] \sin(2\beta_0 z) \\
 & - \frac{1}{8k} \left[\frac{1 + P_0/P_{c1}}{a_{10}^2} + \frac{1 + P_0/P_{c2}}{a_{20}^2} \right] z. \quad (19)
 \end{aligned}$$

(5)与(15)–(19)式即为椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时各参量的演化规律。

当 $a_{10} = a_{20} = a_0$ 时, $P_{c1} = P_{c2} = P_c = 2\mu/\gamma\rho a_0^4$, $\eta_1 = \eta_2 = \eta_0 = P_c/P_0$, $c_1 = c_2 = c$ 椭圆高斯光束退化为轴对称高斯光束(17)–(19)式与文献[8]中的(12)和(11)式一致。

3. 束宽演化方程及其精确解析解的分析与讨论

由方程(11)–(13)与(12)–(14)可知,束宽的演化可以类比为—个单位质量的经典粒子的运动, d^2a_1/dz^2 , d^2a_2/dz^2 等价为加速度, dg_1/dz , dg_2/dz 等价为速度^[8]. 当 $d^2a_1/dz^2|_{z=0} = 0$, $dg_1/dz|_{z=0} = 0$ 或 $d^2a_2/dz^2|_{z=0} = 0$, $dg_2/dz|_{z=0} = 0$ 时,其分别等价于经典粒子处于静止或匀速直线运动状态,在这里相当于光束传输时束宽不变,得到空间孤子.因此要使椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时保持束宽不变,除了要求光束从光腰处入射外,从方程(11)–(12)来看,还要求 $P_0 = 2\mu/\gamma\rho a_{10}^4$, 同时 $P_0 = 2\mu/\gamma\rho a_{20}^4$. 显然对于椭圆高斯光束 $a_{10} \neq a_{20}$, 上述情况无法同时满足,所以不能同时保持光束在两个横向方向上的束宽不变,但可以分别使其初始功率 $P_0 = 2\mu/\gamma\rho a_{10}^4$ 或 $P_0 = 2\mu/\gamma\rho a_{20}^4$ 此时,在 x 方向上或在 y 方向上,非线性压缩效应与衍射效应精确抵消,束宽保持不变,可得到空间孤子解,如图1所示. P_{c1} , P_{c2} 可分别称为 x 和 y 方向的临界功率。

对于一般情形,由(15)–(16)式可知,椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时,两横向束宽分别作周期性压缩或展宽演化,演化的周期是一样的,其为 $T = \pi/\beta_0$. 为了讨论方便,不妨假设初始时, y 方向的束宽比 x 方向的束宽要大,即 $a_{20} > a_{10}$, 则 $P_{c1} > P_{c2}$. 当光束初始功率足够大,满足 $P_0 > P_{c1} > P_{c2}$ 时,由(15)–(16)式可知,两束宽以相同的周期作压缩变化,如图2(a)所示. 显然,在一个周期内,两横向方向的平均束宽要比相应的初始束宽小. 束宽的这种演化情形,可以这样来理解,入射功率较大时,强非局域非线性介质的非线性效应所产生的非线性折射率较大,由此产生的非线性压缩效应也就

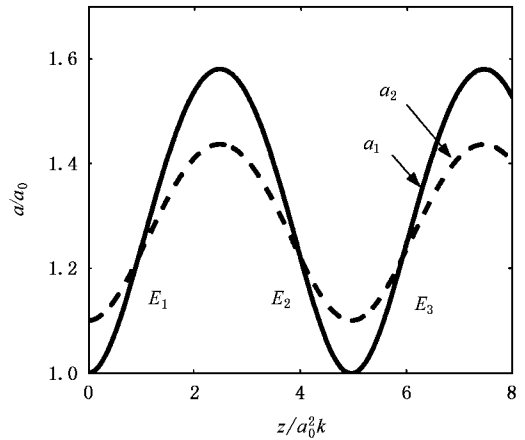


图3 图中初始条件取为 $a_{20}/a_{10} = 1.10$, $\eta_0 = 2.50$ 时, a_1, a_2 的演化规律

较大,在一个周期内,光束传输时受到的平均非线性压缩效应大于其衍射效应,从而导致两横向方向的平均束宽要比相应的初始束宽小. 同样地,由(15), (16)式可知,当光束初始功率中等大小,满足 $P_{c2} < P_0 < P_{c1}$ 时,在 x 方向上,束宽作周期性展宽变化;在 y 方向上,束宽作周期性压缩变化,如图2(b)所示. 当光束初始功率足够小,满足 $P_0 < P_{c2} < P_{c1}$ 时, x, y 方向的束宽都以相同的周期作展宽变化,如图3所示。

接下来对得到的束宽精确解析解作进一步分析. 设 $z = z_0$ 时, $a_1 = a_2$. 由(15)–(16)式可得

$$\begin{aligned}
 & a_{10}^2 [\cos^2(\beta_0 z_0) + \eta_1 \sin^2(\beta_0 z_0)] \\
 & = a_{20}^2 [\cos^2(\beta_0 z_0) + \eta_2 \sin^2(\beta_0 z_0)], \quad (20)
 \end{aligned}$$

这意味着傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时,当其传输的距离满足方程(20)时,光束两横向束宽变为相等,椭圆高斯光束演化为圆对称高斯光束,如图1—图3中 a_1, a_2 的交点 $A_1, A_2, \dots, B_1, \dots, E_1, \dots$ 处. 为了讨论方便,不妨取 $a_{10} = a_0$, $a_{20} = \lambda a_{10} = \lambda a_0$, λ 为椭圆高斯光束初始入射时两横向方向束宽比,则 $P_{c1} = P_c = 2\mu/\gamma\rho a_0^4$, $P_{c2} = P_{c1}/\lambda^4 = P_c/\lambda^4$, $\eta_1 = \eta_0 = P_c/P_0$, $\eta_2 = \eta_1/\lambda^4 = \eta_0/\lambda^4$. 将其相关参量代入方程(20)可求得

$$z_{01} = \frac{1}{\beta_0} \left(n\pi + \sin^{-1} \sqrt{\frac{\lambda^2}{\eta_0 + \lambda^2}} \right), \quad (21)$$

$$z_{02} = \frac{1}{\beta_0} \left[(n+1)\pi - \sin^{-1} \sqrt{\frac{\lambda^2}{\eta_0 + \lambda^2}} \right]. \quad (22)$$

这里 z_{01}, z_{02} 为椭圆高斯光束演化为圆对称高斯光束时所对应的光束传输的距离,其中 $n = 0, 1, 2, 3, \dots$.

因为 $\lambda > 0, \eta_0 > 0$ 则 $0 < \lambda^2(\lambda^2 + \eta_0^2) < 1$, 所以在任何初始条件下, 方程(20)的解(21)(22)式都存在. 即在传输方向上, 经过一定的距离就会出现一个椭圆高斯光束演化为圆对称高斯光束的临界点. 在一个周期内存在两个临界点. 对图1—图3中 a_1, a_2 的演化规律作进一步分析可知, 椭圆高斯光束在传输过程中, 每经过一个 a_1, a_2 的相交点后, 其相交点前的半长轴就要演化为半短轴, 半短轴就要演化为半长轴.

图1—图3虽然是在某些特定的初始条件下作出的束宽演化规律图, 但这里得到的结论却是一般性的. 为此, 我们以两个横向方向的束宽都作周期性压缩演化为例, 做如下简要分析. 在椭圆高斯光束的传输过程中, 在其束宽较大的方向上, 其衍射效应较小, 束宽压缩的最大幅度要更大, 在其束宽较小的方向上, 其衍射效应较大, 其束宽压缩的最大幅度要小一些, 两横向束宽从最大值(初始宽度)到最小值的压缩过程和从最小值回到最大值(初始宽度)的过程中, 都存在一个相交点. 在这个相交点, 两横向束宽变为相等, 在这个相交点前后, 椭圆高斯光束的半长轴和半短轴要对换(见图2(a)). 对于两个横向方向束宽都作周期性展宽演化和在某一横向方向得到孤子解以及两横向束宽一个作周期性展宽演化, 另一个作周期性压缩演化等情形, 可以类似的作出解释.

4. 结 论

本文依据强非局域非线性介质响应函数的特征宽度要远大于光束束宽的特性, 采用文献[8]的方法, 通过对响应函数作两次泰勒级数展开, 每次都取到二阶, 对非局域非线性薛定谔方程进行了简化. 在此基础上, 导出了傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时各参量的演化方程, 求出了其精确解析解. 通过对束宽演化方程及其精确解析解的进一步分析, 发现傍轴椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时, 其两横向方向上的束宽分别作周期性压缩或展宽演化. 不管初始功率为多大, 光束都将从椭圆高斯光束到圆对称高斯光束再到椭圆高斯光束, 这样不断地作周期性演化, 并且在演化的过程中, 其椭圆的半长轴和半短轴将在两个横向方向上作交替变化. 此外, 椭圆高斯光束在强非局域非线性介质中传输时, 虽然其不能像圆对称高斯光束一样, 在一定条件下, 同时保持两个横向方向的束宽不变, 得到对称空间孤子解, 但在一定条件下, 如 $P_0 = P_{c1}$ 或 $P_0 = P_{c2}$, 却可以在一个横向方向上, 例如 x 方向或 y 方向, 使非线性压缩效应与衍射效应精确抵消, 束宽保持不变, 得到空间孤子解.

- [1] Snyder A W and Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Abe S and Ogura A 1998 *Phys. Rev. E* **57** 6066
- [3] Mitchell D J and Snyder A W 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 236
- [4] Krolikowski W and Bang O 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016610
- [5] Krolikowski W *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016612
- [6] Bang O *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046619
- [7] Guo Q 2003 in Proceedings of APOC 2003 (Asia-Pacific Optical and Wireless Communications Conference) edited by Lam C F, Fan C, Hanik N and Oguchi K *Optical Transmission, Switching, and Subsystems*, Proc. SPIE 5281 (SPIE-The International Society for Optical Engineering, Washington, USA, 2004) 581
- [8] Guo Q *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [9] Xie Y Q and Guo Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3020 (in Chinese) [谢逸群、郭旗 2004 物理学报 **53** 3020]
- [10] Guo Q and Xu C B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3025 (in Chinese) [郭旗、许超彬 2004 物理学报 **53** 3025]
- [11] Peccianti M *et al* 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [12] Assanto G, Peccianti M and Conti C 2003 *Acta. Phys. Polo. A* **103** 161
- [13] Peccianti M, Conti C and Assanto G 2003 *Opt. Lett.* **28** 2231
- [14] Peccianti M, Conti C and Assanto G 2003 *Phys. Rev. E* **68** 025602

The propagation properties of the elliptic Gaussian beam in strongly nonlocal nonlinear media^{*}

Wang Xing-Hua^{1,2)} Guo Qi^{1)†}

¹⁾*Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*

²⁾*Department of Physics and Electronic Information of Science, Gannan Teachers College, Ganzhou 341000, China*

(Received 24 September 2004; revised manuscript received 11 November 2004)

Abstract

In this paper, the propagation properties of a paraxial elliptic Gaussian beam in strongly nonlocal nonlinear media are discussed. We obtain a set of evolution equations for the parameters of the elliptic Gaussian beam, and also their exact analytical solutions. When the beam propagates in the media, the beam widths in the two transverse directions oscillate generally along a propagation direction. Whatever an initial power is, the elliptic Gaussian beam will evolve into the circularly symmetrical Gaussian beam, then evolve back to the elliptic Gaussian beam again, but with the change of its major axis into the minor axis. This process is periodic. For a certain initial power, the beam width in one transverse direction can keep constant, which is an optical soliton state, while the width in the other transverse direction vibrates.

Keywords : strongly nonlocal nonlinear media, nonlocal nonlinear Schrödinger equation, elliptic Gaussian beam, parameters evolution equation, spatial soliton

PACC : 4265S

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474023), and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 031516 and 04105804).

[†]E-mail : guoq@scnu.edu.cn