

强非局域非线性介质中强光导引的弱光呼吸子传输规律研究*

陆大全 胡巍†

(华南师范大学信息光电子科技学院, 广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510631)

(2012 年 6 月 23 日收到; 2012 年 9 月 3 日收到修改稿)

研究了强光导引的弱光呼吸子传输问题. 尽管弱光本身的非线性效应可以忽略, 但强光通过强非局域非线性效应会对弱光形成约束并与弱光本身的衍射效应达到动态平衡, 从而形成呼吸子. 得到了弱光呼吸子的解析表达式, 在此基础上分析了其束宽的呼吸演化规律, 并对弱光呼吸子整体轨迹的形状、方位、旋向等性质进行了系统的研究.

关键词: 强非局域非线性, 弱光, 呼吸子, 孤子

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.62.034205

1 引言

在非线性介质中, 光束传输会同时受到光束本身的衍射效应和非线性折射率导致的自聚焦效应的影响. 当这两种效应达到静态平衡时, 光束在传输过程中将保持光斑形状和束宽均不变, 即以孤子形式存在. 而当两种效应达到动态平衡时, 在传输过程中光束将保持光斑形状不变, 而束宽大小则做周期性改变, 这种状态称为呼吸型孤子, 也简称为呼吸子. 光孤子问题一直以来都受到光学研究者的重视, 这一方面是由于孤子这一物理现象本身的魅力, 另一方面是由于光孤子在全光控制技术和光信息处理方面潜在应用价值的吸引. 近年来强非局域非线性介质中的孤子和呼吸子问题受到了强烈的关注. 强非局域非线性介质是这样一种介质: 当光束在其中传输时, 光束某点所感受到的非线性折射率不仅与该点光强有关, 也与其他位置光强有关; 当非线性折射率响应函数的特征宽度远大于光束宽度时, 此介质即为强非局域非线性介质. 自

从 Snyder 和 Mitchell^[1] 提出强非局域非线性物理模型, 大量学者开始了对非局域非线性介质中孤子问题的研究, 从而掀起了新一轮孤子研究的热潮. 在过去十几年里已经求得了许多孤子结构的解析解^[2-16], 如涡旋孤子^[3], 多极孤子^[4], 旋转孤子^[7], 椭圆孤子等^[12]. 并且其中一些结构已得到了实验验证^[17-21].

孤子和呼吸子现象是衍射和非线性自聚焦效应相互作用产生的; 而发生显著非线性效应则要求光束的强度足够大. 如果仅为一束弱光, 非线性效应太小将难以抵消衍射效应, 因此一般情况下单纯一束弱光是不会产生孤子或呼吸子效应的. 本文探讨特定条件下弱光的呼吸子效应——强光导引的弱光呼吸子传输问题. 其产生的物理机理如下: 强光通过强非局域非线性效应形成非线性折射率波导. 此波导对弱光起约束作用; 当约束作用与弱光衍射效应形成动态平衡时, 即形成弱光呼吸子. 我们得到弱光呼吸子的解析解, 并在解析解基础上分析其传输性质, 包括光束宽度的呼吸规律和光束轨迹的演化特征.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10804033, 11174090, 11174091) 和教育部高等学校博士点专项科研基金 (批准号: 200805740002) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: huwei@scnu.edu.cn

2 强非局域非线性介质中强光导引的弱光呼吸子

2.1 物理模型

本文研究一强一弱两束非相干高斯光束（频率分别为 ω_p 和 ω_s ）在强非局域非线性介质中的作用. 两光束的传输可用非局域非线性薛定谔方程描述^[1,12]:

$$2ik_p n_0 \partial_z A_p + n_0 (\partial_{xx} + \partial_{yy}) A_p + 2k_p^2 \Delta n A_p = 0, \quad (1)$$

$$2ik_s n_0 \partial_z A_s + n_0 (\partial_{xx} + \partial_{yy}) A_s + 2k_s^2 \Delta n A_s = 0, \quad (2)$$

A_p , A_s 分别为强光和弱光的振幅, $k_p = \omega_p/c$, $k_s = \omega_s/c$ 分别为二者的波数, n_0 为线性折射率,

$$\begin{aligned} \Delta n = & n_2 \int R(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|) [|A_p(\mathbf{r}_a)|^2 \\ & + |A_s(\mathbf{r}_a)|^2] d^2 \mathbf{r}_a \\ \approx & n_2 \int R(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|) |A_p(\mathbf{r}_a)|^2 d^2 \mathbf{r}_a \end{aligned} \quad (3)$$

为非局域非线性导致的折射率（在强光功率远大于弱光功率时非线性折射率可近似看作全部由强光导致）, n_2 为非线性系数, R 为介质的响应函数, $\mathbf{r} \equiv (x, y)$, $\mathbf{r}_a \equiv (x_a, y_a)$.

对于强非局域非线性介质, 响应函数比激光的特征宽度大得多, 因此将 Δn 展开到 $\mathbf{r}$ 的二阶项, 可将方程 (1) 和 (2) 线性化为

$$2ik_p \partial_z A_p + (\partial_{xx} + \partial_{yy}) A_p - k_p^2 \gamma^2 P_p r^2 A_p = 0, \quad (4)$$

$$2ik_s \partial_z A_s + (\partial_{xx} + \partial_{yy}) A_s - k_s^2 \gamma^2 P_p r^2 A_s = 0, \quad (5)$$

其中 $\gamma = \sqrt{-n_2 R''_0 / n_0}$, $P_p = \int |A|^2 d^2 \mathbf{r}$ 为强光功率. 由上式可知, 两光束之间的关系为强光对弱光的单向耦合关系, 即强光对弱光的传输起非线性折射率波导的作用, 且作用大小仅与强光功率有关. 因此在后续讨论中, 不再考虑强光的具体演化, 仅研究弱光呼吸子的演化规律.

对于形如 (5) 式的方程, 我们在文献 [22] 中已证明其可由描述光束自由传输方程

$$2ik_s \partial_z \Psi + (\partial_{xx} + \partial_{yy}) \Psi = 0 \quad (6)$$

的解（即自由空间光束解）而得到, 二者满足转换关系

$$A_s(\mathbf{r}, z) = F_1 F_2 \times \Psi(F_1 \mathbf{r}, F_3), \quad (7)$$

式中

$$\begin{cases} F_1(z) = (-1)^a [1 + \tan^2(\alpha)]^{1/2}, \\ F_2(\mathbf{r}, z) = \exp \left\{ -\frac{ik F_1(z)^2 r^2}{2z_p [\tan(\alpha) + 1/\tan(\alpha)]} \right\}, \\ F_3(z) = z_p \tan(\alpha), \\ a(z) = \frac{1}{\pi} \{ \alpha - \arctan[\tan(\alpha)] \}, \\ z_p = (\gamma^2 P_p)^{-1/2}, \\ \alpha = z/z_p, \end{cases} \quad (8)$$

并且, 在数学上符合式 (5) 解的光束传输可看作分数傅里叶变换效应, 即

$$A_s(\mathbf{r}, z) = \hat{F}_\alpha \{A_s(\mathbf{r}_1, 0)\} \exp(-i\alpha), \quad (9)$$

式中算符 $\hat{F}_\alpha$ 表示 α 阶分数傅里叶变换.

2.2 弱光呼吸子解析解

假设强光在强非局域非线性介质中形成非线性波导的对称中心位于 z 轴. 为考虑普遍情况, 假设弱光从自由空间偏离 z 轴且偏离束腰入射进入强非局域非线性介质. 设入射位置为 $z=0$, 弱光束腰位于 $z=z_s$ 处, 并且与强光离轴, 离轴距离在 x, y 方向分别为 x_{s0} 和 y_{s0} . 则弱光入射位置处光场分布为

$$\begin{aligned} \Psi_s = & A_{s0} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{z_s^2}{z_0^2}}} \exp \left[-\frac{(x-x_{s0})^2 + (y-y_{s0})^2}{2w_0^2 \left(1 + \frac{z_s^2}{z_0^2}\right)} \right] \\ & \times \exp \left\{ \frac{ik[(x-x_{s0})^2 + (y-y_{s0})^2]}{-2z_s \left[1 + \frac{z_0^2}{z_s^2}\right]} \right. \\ & + i \left[\arctan \left(\frac{z_s}{z_0} \right) + h_{x0}(x-x_{s0}) \right. \\ & \left. \left. + h_{y0}(y-y_{s0}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $z_0 = kw_0^2$ 为弱光瑞利距离, h_{x0} , h_{y0} 分别代表 x, y 方向的倾斜. 直接由方程 (5) 求解此输入条件的解在数学上将异常复杂. 以下我们将基于 (7) 式和 (9) 分两步求解.

首先, 由方程 (7) 求有离轴无倾斜条件下的解.
在此条件下, 自由空间传输表达式为

$$\begin{aligned} \Psi_s = & A_{s0} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(z - z_s)^2}{z_0^2}}} \\ & \times \exp \left\{ -\frac{(x - x_{s0})^2 + (y - y_{s0})^2}{2w_o^2 \left[1 + \frac{(z - z_s)^2}{z_0^2} \right]} \right\} \\ & \times \exp \left\{ \frac{ik[(x - x_{s0})^2 + (y - y_{s0})^2]}{2(z - z_s) \left[1 + \frac{z_0^2}{(z - z_s)^2} \right]} \right. \\ & \left. - i \arctan \left(\frac{z - z_s}{z_0} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

将方程 (11) 代入方程 (7) 可得无倾斜条件下强光导引的弱光演化表达式:

$$\begin{aligned} A = & F_1 F_2 A_{p0} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(F_3 - z_s)^2}{z_0^2}}} \\ & \times \exp \left(-\frac{(F_1 x - x_{s0})^2 + (F_1 y - y_{s0})^2}{2w_o^2 \left[1 + \frac{(F_3 - z_s)^2}{z_0^2} \right]} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left\{ \frac{ik[(F_1 x - x_{s0})^2 + (F_1 y - y_{s0})^2]}{2(F_3 - z_s) \left[1 + \frac{z_0^2}{(F_3 - z_s)^2} \right]} \right. \\ & \left. - i \arctan \left(\frac{F_3 - z_s}{z_0} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

在此基础上, 基于 (9) 式并应用分数傅里叶变换的指数定理

$$\begin{aligned} & \hat{F}_\alpha \{ \exp(i\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_1) g(\mathbf{r}_1) \} (\mathbf{r}_2) \\ & = \exp \left[i \cos \alpha \mathbf{b} \cdot \left(\mathbf{r}_2 - \frac{\mathbf{b} \frac{z_p}{k_s} \sin \alpha}{2} \right) \right] \\ & \times \hat{F}_\alpha \{ g(\mathbf{r}_1) \} \left(\mathbf{r}_2 - \frac{z_p}{k_s} \mathbf{b} \sin \alpha \right) \end{aligned} \quad (13)$$

可得既有离轴又有倾斜的弱光呼吸子解:

$$\begin{aligned} A_{pl}(r, \varphi, z) = & A_0 \frac{w_0}{w} \\ & \times \exp \left(-\frac{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2}{2w^2} \right) \\ & \times \exp \left(\frac{ikr^2}{2R} \right) \times \exp \left[-i\psi(z) \right. \\ & \left. + ih_x(x - x_s) + ih_y(y - y_s) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

式中各参量分别为

$$\begin{cases} w = w_0 \sqrt{\frac{\left[1 + \left(\frac{z_p}{z_0} \tan(\alpha) - \frac{z_s}{z_0} \right)^2 \right]}{[1 + \tan^2(\alpha)]}}, \\ x_s = x_{s0} \cos(\alpha) + \frac{z_p}{k_s} h_{x0} \sin(\alpha), \\ y_s = y_{s0} \cos(\alpha) + \frac{z_p}{k_s} h_{y0} \sin(\alpha), \\ h_x = h_{x0} \cos(\alpha) - \frac{k_s}{z_p} x_{s0} \sin(\alpha), \\ h_y = h_{y0} \cos(\alpha) - \frac{k_s}{z_p} y_{s0} \sin(\alpha), \\ R = \frac{1}{1 + \tan^2(\alpha)} \left\{ \frac{1}{[z_p \tan(\alpha) - z_s] \left[1 + 1 / \left(\frac{z_p}{z_0} \tan(\alpha) - \frac{z_s}{z_0} \right)^2 \right]} - \frac{1}{z_p \tan(\alpha) [1 + 1 / \tan^2(\alpha)]} \right\}^{-1}, \\ \psi = \left\{ a\pi + \arctan \left[\frac{z_p}{z_0} \tan(\alpha) - \frac{z_s}{z_0} \right] \right\} \\ \quad + (x_{s0} h_{x0} + y_{s0} h_{y0}) \sin^2(\alpha) + \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{x_{s0}^2 + y_{s0}^2}{z_p / k_s} \right)^2 - \frac{z_p}{k_s} (h_{x0}^2 + h_{y0}^2) \right\} \sin(2\alpha), \end{cases} \quad (15)$$

其中 w 为呼吸子束宽, x_s, y_s 分别为呼吸子在 x, y 方向的离轴量, h_x, h_y 分别为呼吸子在 x, y 方向的倾斜量, R 为波面曲率半径, ψ 为相移量. 我们主要考察呼吸子的呼吸效应 (体现在束宽的变化) 和轨迹演化 (体现在离轴量的变化).

2.3 弱光呼吸子的呼吸规律

弱光呼吸子在传播过程中受到三个方面的影响: 弱光自身的衍射效应, 强光通过非线性效应导致的二次梯度折射率波导对光束的约束 (压缩) 作用, 以及弱光离轴时折射率关于弱光不对称导致对弱光整体指向折射率中心轴的牵引作用. 这三个方

面的影响导致弱光呼吸子两方面的演化: 其一为衍射的发散作用和波导约束作用的动态平衡导致呼吸的效果, 其二为波导牵引作用导致光束整体轨迹的变化.

首先讨论呼吸效应, 即束宽的变化. 由 (15) 式中呼吸子束宽的表达式可知, 呼吸子的束宽以 $\pi\alpha = \pi z/z_p$ 为周期做周期性变化. 束宽的演化决定于三个因素: 入射位置与束腰的偏离量 z_s , 弱光腰宽 w_0 , 以及强光功率 P_p .

为研究束宽变化规律, 对 (15) 式中的束宽表达式做偏导, 可得

$$\partial_z w = - \frac{w_0 \left[2z_p z_s \cos\left(\frac{2z}{z_p}\right) + (z_0^2 - z_p^2 + z_s^2) \sin\left(\frac{2z}{z_p}\right) \right]}{2z_0 z_p \sqrt{\cos\left(\frac{z}{z_p}\right)^2 \left[z_0^2 + z_s^2 - 2z_p z_s \tan\left(\frac{z}{z_p}\right) + z_p^2 \tan\left(\frac{z}{z_p}\right)^2 \right]}}. \quad (16)$$

由上式可见, 当 $z_s = 0$ 且 $z_p = z_0$ 时, 束宽为恒量 ($\partial_z w = 0$), 即弱光为束腰入射且束腰宽度 $w_0 = w_c = \sqrt{z_p/k_s}$ (我们称 w_c 为临界束宽) 时, 其本身的衍射效应和强光波导的聚焦效应刚好形成静态平衡, 呼吸子退化为孤子. 而在其他任何情况下, 束宽均发生周期性变化 (图 1).

对于入射位置为束腰情况下 ($z_s = 0$), 改变信号光腰宽会导致不同的结果 (图 1(a)). 如在 $z = 0$ 处,

$$\partial_z w|_{z=0} = 0, \quad \partial_{zz} w|_{z=0} = w_0 \left(\frac{1}{z_0^2} - \frac{1}{z_p^2} \right), \quad (17)$$

可见, 当入射束宽大于 (小于) 临界宽度时, $z_0 > z_p$ ($z_0 < z_p$), 入射束宽也是弱光呼吸子的最大 (最小) 束宽. 其机制如下: 由于强光波导的聚焦效应强于 (弱于) 弱光的衍射效应, 因此在入射位置处时光束首先收缩 (扩散), 光束收缩 (扩散) 到一定程度后, 波导的聚焦效应弱于 (强于) 弱光的衍射效应, 光束又发生扩散 (收缩). 如此循环, 聚焦效应与衍射效应达到动态平衡, 形成周期性的呼吸效应.

而对于非束腰入射情况而言,

$$\partial_z w|_{z=0} = - \frac{w_0 z_s}{z_0^2 \sqrt{1 + z_s^2/z_0^2}}, \quad (18)$$

可见不管束腰宽度如何, 只要弱光是在束腰前入射 ($z_s > 0$), 光束都是先收缩然后再发散继而形成

呼吸; 而如果弱光是在束腰后入射 ($z_s < 0$), 不管束腰宽度如何, 光束都是先发散然后再收缩继而形成呼吸 (图 1(b)). 这主要是因为光束发散或汇聚的惯性不会在入射面发生突变所致. 而且从图 1(b) 可见, 光束偏离束腰越多, 发散或汇聚的惯性越大 (即 $|\partial_z w|_{z=0}|$ 越大), 呼吸的程度也就越剧烈.

2.4 轨迹演化规律

对于离轴输入的弱光而言, 由于其感受到的非线性折射率分布是由强光导致的, 并不关于信号光对称, 因此弱光呼吸子将会由低折射率向高折射率方向偏转. 而其轨迹可由光线方程描述:

$$\partial_{zz} y_s = \partial_x \Delta n, \quad \partial_{zz} x_s = \partial_y \Delta n. \quad (19)$$

将 $\Delta n = \gamma^2 P_p r^2 / 2$ 代入可得

$$\partial_{zz} y_s = \gamma^2 P_p y, \quad \partial_{zz} x_s = \gamma^2 P_p x. \quad (20)$$

上两式与弹簧谐振子的运动方程具有形式上的同一性, 因此 y_s, x_s 在传输过程中将绕强光做简谐振动. 实际上, 对 (15) 式中的离轴量表达式做整理可得

$$\begin{aligned} x_s &= x_{s0} \cos(\alpha) + \frac{z_p}{k_s} h_{x0} \sin(\alpha) \\ &= \sqrt{x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2}} \cos(\beta_x - \alpha), \end{aligned} \quad (21)$$

$$y_s = y_{s0} \cos(\alpha) + \frac{z_p}{k_s} h_{y0} \sin(\alpha)$$

$$= \sqrt{y_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{y0}^2}{k_s^2}} \cos(\beta_y - \alpha), \quad (22)$$

其中 β_x 满足

$$\cos(\beta_x) = \frac{x_{s0}}{\sqrt{x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2}}},$$

$$\sin(\beta_x) = \frac{\frac{z_p}{k_s} h_{x0}}{\sqrt{x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2}}}, \quad (23)$$

β_y 同理. 由 (21), (22) 式可见, 弱光整体轨迹所做简谐运动的振幅不仅与初始离轴量有关, 还与入射倾斜度有关, 并且倾斜度绝对值越大, 对振幅的贡献也就越大 (图 2(a)). 当无倾斜时, 最大振幅即为初始离轴距离. 而初始倾斜量 h_{x0} 与 $x_{s0} = z_p h_{x0}/k_s$ 的初始离轴量对振幅有同样大小的贡献. 而轨迹振动的初始相位 β_x, β_y 则由入射倾斜度与初始离轴量的比值决定, 当有倾斜而初始离轴量为零时, 初始位相达到最大值 ($\pi/2$).

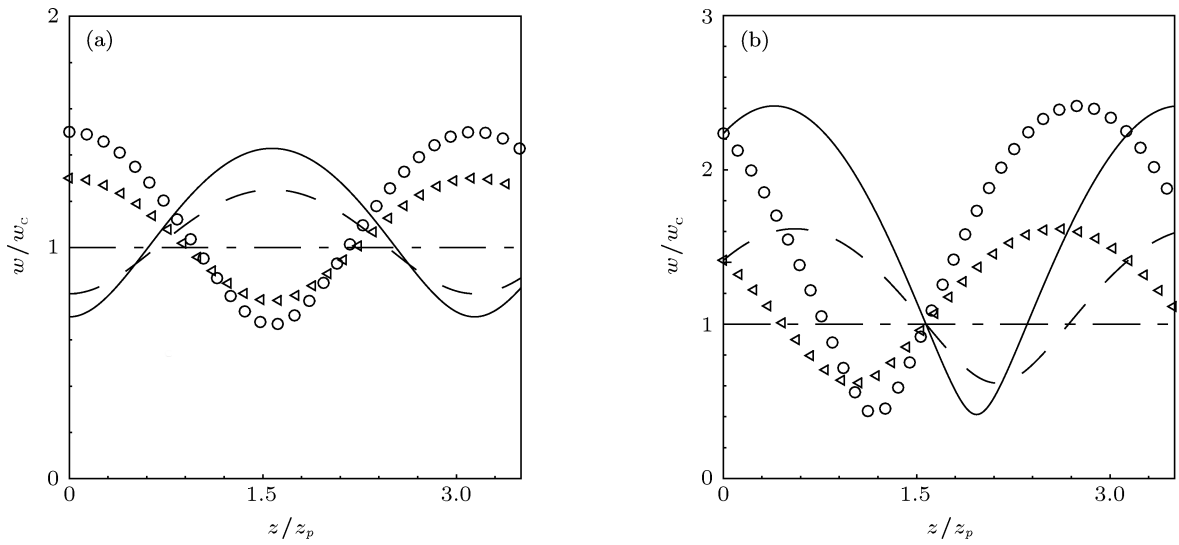


图 1 不同参数条件下的弱光呼吸子的束宽演化规律 (a) 束腰入射条件下, 不同入射束腰宽度对束宽演化的影响, 实线 $w_0 = 0.7w_c$, 虚线 $w_0 = 0.8w_c$, 点虚线 $w_0 = w_c$, 三角形, $w_0 = 1.3w_c$, 圆形 $w_0 = 1.5w_c$; (b) 在束腰宽度为临界宽度条件下, 不同入射位置 (相对束腰的偏离量) 对束宽演化的影响, 实线 $z_s = -2z_0$, 虚线 $z_s = -z_0$, 点虚线 $z_s = 0$, 三角形 $z_s = z_0$, 圆形 $z_s = 2z_0$

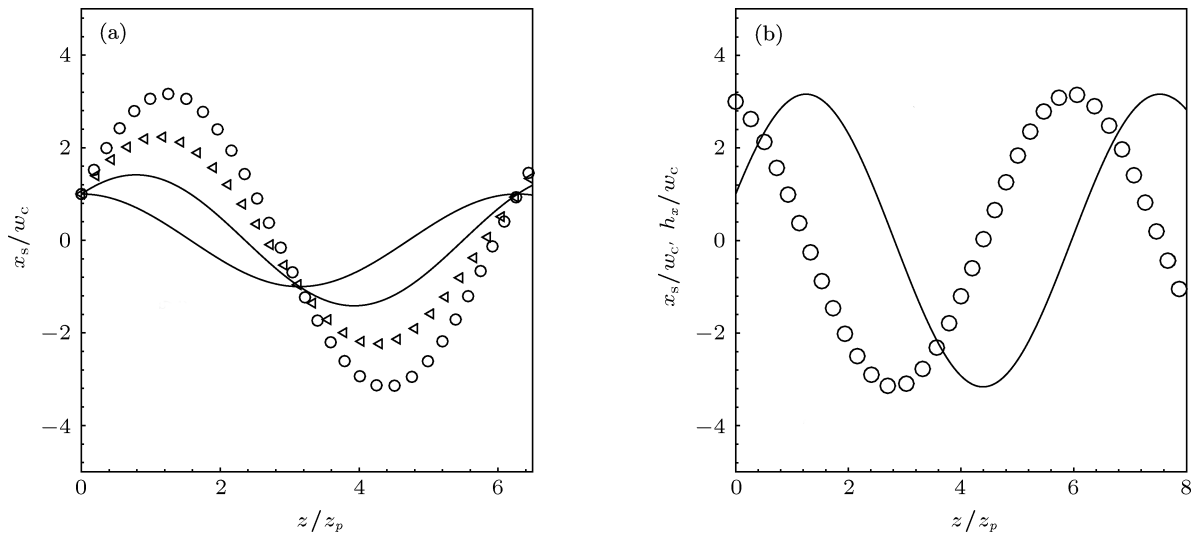


图 2 (a) 相同初始离轴量 ($x_{s0} = w_c$), 不同入射倾斜量情况下弱光呼吸子整体轨迹在 x 方向上的演化, 实线 $h_{x0} = 0$, 虚线 $h_{x0} = x_{s0}k_s/z_p$, 三角形 $h_{x0} = 2x_{s0}k_s/z_p$, 圆形 $h_{x0} = 3x_{s0}k_s/z_p$; (b) $x_{s0} = w_c, h_{x0} = 3x_{s0}k_s/z_p$ 条件下的离轴量 x_s (实线) 和倾斜度 h_x (圆圈) 的演化

在弱光呼吸子传输过程中, 光束的倾斜程度也同样会变化, 并且与离轴量存在依赖关系. 由 (15) 式知, 两个方向的倾斜量演化可用正弦函数来描述:

$$h_x = h_{x0} \cos(\alpha) - \frac{k_s}{z_p} x_{s0} \sin(\alpha) \\ = \frac{\sqrt{x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2}}}{\frac{z_p}{k_s}} \sin(\beta_x - \alpha), \quad (24)$$

$$h_y = h_{y0} \cos(\alpha) - \frac{k_s}{z_p} y_{s0} \sin(\alpha) \\ = \frac{\sqrt{y_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{y0}^2}{k_s^2}}}{\frac{z_p}{k_s}} \sin(\beta_y - \alpha), \quad (25)$$

可见倾斜与离轴的演化相差 $\pi/2$ 的相位. 换言之, 二者之一绝对值达到最大时, 另一个量绝对值达到最小, 在传输过程中互相转化 (图 2(b)).

既然在传输过程中弱光呼吸子的轨迹在 x, y 两个方向上均为简谐振动, 则两个方向的合成构成一个椭圆, 且满足方程

$$\frac{x_s^2}{x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2}} + \frac{y_s^2}{y_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{y0}^2}{k_s^2}} - 2 \frac{x_s y_s}{\sqrt{(x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2})(y_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{y0}^2}{k_s^2})}} \cos(\Delta\beta) = 1, \quad (26)$$

$$= \sin^2(\Delta\beta), \quad (26)$$

式中 $\Delta\beta = \beta_y - \beta_x$. 一般情况下, 轨迹是关于 x, y 坐标系的非正椭圆 (图 3). 当 $\sin\Delta\beta < 0$ 时轨迹逆时针方向螺旋前进 (图 3(b), (c)), 当 $\sin\Delta\beta > 0$ 时轨迹顺时针方向螺旋前进 (图 3(e), (f)). 当满足 $x_{s0}/h_{x0} = \pm y_{s0}/h_{y0}$ 时, $\Delta\beta = 0, \pi$, 此时方程 (26) 变为

$$\frac{x_s}{y_s} = \pm \sqrt{\frac{(x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2})}{(y_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{y0}^2}{k_s^2})}}, \quad (27)$$

即轨迹在 xy 平面的投影为一直线 (图 3(a), (d)). 而当 $\Delta\beta = (n + 1/2)\pi$ 时, (26) 式变为

$$\frac{x_s^2}{x_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{x0}^2}{k_s^2}} + \frac{y_s^2}{y_{s0}^2 + \frac{z_p^2 h_{y0}^2}{k_s^2}} = 1, \quad (28)$$

轨迹为正椭圆. 进一步地, 如果长短轴相等, 椭圆轨迹将退化成一个圆. 例如, 当入射时 y 方向有倾斜无离轴, x 方向有离轴而无倾斜时 (即 $x_{s0}, h_{y0} \neq 0, y_{s0}, h_{x0} = 0$), 轨迹为椭圆 (图 3(c)); 如果同时 y 方向入射倾斜量与 x 方向初始离轴量满足关系式 $|x_{s0}| = |z_p h_{y0}/k_s|$ 时, 则轨迹为圆形 (图 3(f)).

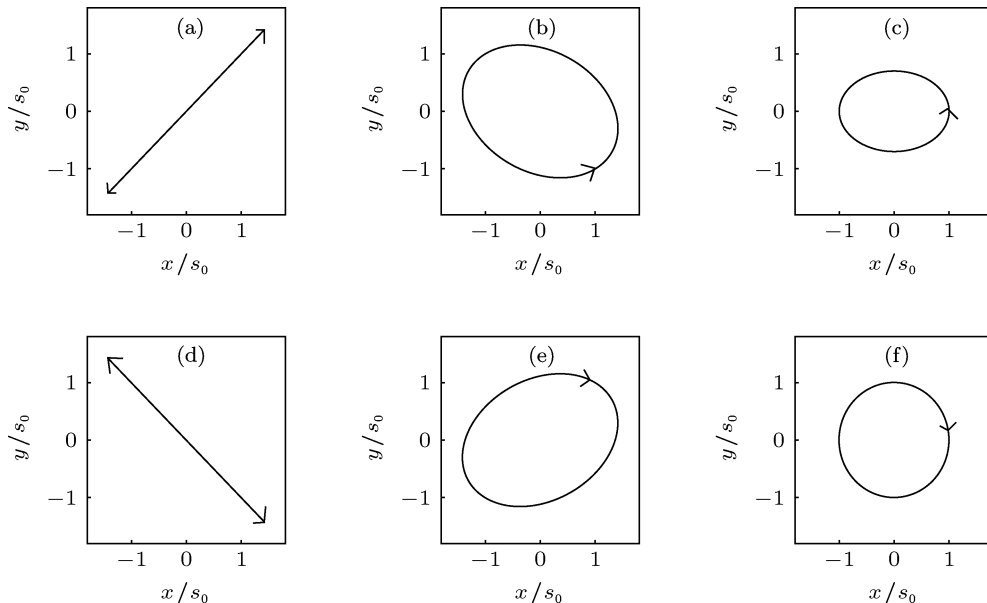


图 3 不同初始离轴量和入射倾斜量条件下弱光呼吸子的 2 维传输轨迹 (a) $x_{s0} = h_{x0}z_p/k_s = y_{s0} = h_{y0}z_p/k_s = s_0$ (对应 $\Delta\beta = 0$); (b) $x_{s0} = s_0, h_{x0}z_p/k_s = -s_0, y_{s0} = -s_0, h_{y0}z_p/k_s = -s_0/\sqrt{3}$ (对应 $\Delta\beta = -23\pi/36$); (c) $x_{s0} = s_0, h_{x0}z_p/k_s = 0, y_{s0} = 0, h_{y0}z_p/k_s = -0.7s_0$ (对应 $\Delta\beta = -\pi/2$); (d) $x_{s0} = h_{x0}z_p/k_s = -s_0, y_{s0} = h_{y0}z_p/k_s = s_0$ (对应 $\Delta\beta = \pi$); (e) $x_{s0} = s_0, h_{x0}z_p/k_s = -s_0, y_{s0} = s_0, h_{y0}z_p/k_s = s_0/\sqrt{3}$ (对应 $\Delta\beta = 5\pi/12$); (f) $x_{s0} = s_0, h_{x0}z_p/k_s = 0, y_{s0} = 0, h_{y0}z_p/k_s = s_0$ (对应 $\Delta\beta = \pi/2$)

3 结 论

总之, 尽管弱光本身的非线性效应很弱以致可以忽略, 但在强光通过强非局域非线性效应形成的波导中, 弱光会受到非线性波导的约束, 此约束效应与弱光本身的衍射效应可达到动态平衡, 从而形成呼吸子. 当弱光为束腰输入且束宽等于临界束宽时, 甚至会形成弱光孤子. 而当输入位置偏离束腰时, 由于光束初始发散或收缩的惯性, 不管束宽如何都不会形成孤子, 只会形成呼吸子. 另外, 在离轴

输入过程中, 由于弱光感受到的折射率并不关于弱光本身对称, 弱光整体还会绕强光形成的波导中心作轨迹的演化. 在 x 和 y 两个维度, 轨迹均作简谐运动. 而两个维度的简谐运动的合成, 使得轨迹的运动形成椭圆. 两个维度上的初始离轴量和倾斜量的不同, 会导致椭圆轨道不同的方位、椭圆度、以及旋向. 由于弱光的呼吸和轨迹是强光通过非线性波导形成的, 因此具有可控性; 这在全光光路控制、光信息处理等方面将有潜在的应用价值.

-
- [1] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
 - [2] Yakimenko A I, Lashkin V M, Prikhodko O O 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066605
 - [3] Buccoliero D, Desyatnikov A S, Krokowski W, Kivshar Y S 2008 *Opt. Lett.* **33** 198
 - [4] Buccoliero D, Desyatnikov A S, Krokowski W, Kivshar Y S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 053901
 - [5] Zhong W P, Lin Y 2007 *Phys. Rev. A* **75** 061801
 - [6] Peccianti M, Conti C, Assanto G, Luca A D, Umetsu C 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
 - [7] Lopez-Aguayo S, Desyatnikov A S, Kivshar Y S 2006 *Opt. Express* **14** 7903
 - [8] Królikowski W, Bang O 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016610
 - [9] Deng D M, Guo Q 2007 *Opt. Lett.* **32** 3206
 - [10] Mamaev A V, Zozulya A A, Mezentssev V K, Anderson D Z, Saffman M 1997 *Phys. Rev. A* **56** R1110.
 - [11] Nikolov N I, Neshev D, Królikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Christiansen P L 2004 *Opt. Lett.* **29** 286
 - [12] Lopez-Aguayo S, Gutiérrez-Vega J C 2007 *Opt. Express* **15** 18326
 - [13] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053832
 - [14] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
 - [15] Guo Q, Zhang X P, Hu W, Shou Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1832 (in Chinese) [郭旗, 张霞萍, 胡巍, 寿倩 2006 物理学报 **55** 1832]
 - [16] Bai Z Y, Deng D M, Guo Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 64218
 - [17] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
 - [18] Peccianti M, Brzdekiewicz K A, Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
 - [19] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M, Carmon T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
 - [20] Rotschild C, Segev M, Xu Z Y, Kartashov Y V, Torner L, Cohen O 2006 *Opt. Lett.* **31** 3312
 - [21] Dreischuh A, Neshev D N, Petersen D E, Bang O, Krokowski W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043901
 - [22] Lu D Q, Hu W, Guo Q 2009 *Europhys. Lett.* **86** 44004

Breather for weak beam induced by strong beam in strongly nonlocal nonlinear medium^{*}

Lu Da-Quan Hu Wei[†]

(Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 23 June 2012; revised manuscript received 3 September 2012)

Abstract

Breather for weak beam induced by strong beam in a strongly nonlocal nonlinear medium is investigated. Although the nonlinearity induced by the weak beam is weak enough to be negligible, the nonlinearity induced by the strong beam can balance the diffraction of the weak beam, thus the breather for weak beam comes into being. The analytical solution of the breather for weak beam is obtained. Based on the analytical solution, the evolution of the beam width is analysed, and the form as well as the direction of helix for the trajectory of the breather is systematically investigated.

Keywords: strongly nonlocal nonlinearity, weak beam, breather, soliton

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.62.034205

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10804033, 11174090, 1174091), and the Specialized Research Foundation for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200805740002).

[†] Corresponding author. E-mail: huwei@scnu.edu.cn