

(1+2)维强非局域空间光孤子的相互作用*

许超彬 郭 旗†

(华南师范大学信息光电子科技学院传输光学实验室 广州 510631)

(2005 年 3 月 9 日收到, 2005 年 4 月 13 日收到修改稿)

强非局域空间光孤子是指满足强非局域条件的空间孤子. 在 Snyder 和 Mitchell 工作的基础上, 获得了不共面对称斜入射 (1+2) 维强非局域空间光孤子对相互作用问题的精确解析解. 结果表明, 光束初始中心距离在大范围尺度内变化时, 双孤子的演化都能形成类似 DNA 结构的稳定缠绕, 这种稳定缠绕的结构与双孤子的初始相位差无关, 光束中心在横截面上的投影轨迹一般是一个斜椭圆, 通过改变两光束的初始中心距离和倾斜度可以控制该椭圆轨迹的变化. 指出了利用 (1+2) 维强非局域空间光孤子的相互作用特性实现平面全光开关和全光互联的潜在可能性.

关键词: (1+2) 维强非局域非线性介质, 空间光孤子的相互作用, 全光开关, 全光互联

PACC: 4265S

1. 引 言

空间光孤子的相互作用^[1]是实现全光开关、全光逻辑门、全光交叉连接器(X junction)等光子(全光)信息处理器件的基本原理之一. 由于光子信息技术是实现高速率、大容量全光网络和光计算机中必不可少的重要单元技术, 因此, 对空间光孤子相互作用特性的全面研究和彻底掌握, 显然具有非常重要的学术价值、实用价值和战略意义. 这就是其相互作用特性的研究一直是空间光孤子研究领域中最重要论题之原因.

空间光孤子的种类繁多^[1,2], 不同类型的孤子表现出不同的相互作用特性. 人们已经对(1+1)维 Kerr 空间孤子的相互作用进行了大量地研究, 解析地和数值地讨论了(1+1)维 Kerr 孤子的相互作用特性(文献 1 对此问题进行了全面地综述和权威地评论). 直到在各种体材料介质中发现了稳定的(1+2)维空间孤子^[3], 才开始了对(1+2)维孤子相互作用问题的研究. Shih 等对(1+2)维光致折变屏幕孤子(photorefractive screening solitons)的非相干相互作用进行了实验观察^[4], 发现随着光束中心初始距离从近到远的变化孤子之间会发生融合(fusion)、缠绕(spiraling)和分离(bypassing)等现象. Steblina 等用变

分法对二次材料(quadratic medium)中(1+2)维空间光孤子的非共面斜入射相互作用进行了理论研究^[5], 发现二次材料中孤子的相互作用依赖于初始相位差, 最后始终要分开, 不存在稳定的缠绕结构. Buryak 等用变分法对各向同性可饱和非线性体材料中的孤子非相干相互作用进行了理论分析^[6], 发现初始距离在大范围尺度内变化时, 两孤子存在稳定的缠绕, 并对实验结果^[4]进行了定性的解释, 但文献[6]没有给出光束相互作用过程的解析解.

强非局域空间光孤子^[7,8]是非局域非线性介质中传输的、满足强非局域条件^[9]的空间光孤子. 自从 Snyder 和 Mitchell 提出了强非局域空间光孤子的线性模型后^[7], 非局域空间光孤子的研究方兴未艾^[8-23], 其相互作用问题毫无疑问地会被高度关注^[7,10-15](文献 10 对非局域空间光孤子截止 2003 年年底前的研究进展进行了综述评论). Snyder 和 Mitchell^[7]首次讨论了(1+1)维平行垂直入射的两个强非局域空间光孤子的相互作用过程, 得到了精确解析解并指出了在强非局域介质中通过强光调制弱光来实现全光开关的可能性. 暗非局域空间光孤子的相互作用特性已在理论上得以揭示^[11]. Assanto 的小组从理论^[17,18]和实验^[18]均已证明, 向列相液晶(nematic liquid crystals)是目前唯一发现的具有强非局域性的非线性介质, 并且已经实验观察了强非局

* 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)和重点项目(批准号: 04105804)资助的课题.

† E-mail: guoq@senu.edu.cn

域空间光孤子的相互作用特性^[12]和实验证明了以其相互作用原理为基础的全光开关和几个全光逻辑门在原理上的可行性^[13]. 郭旗的小组给出了^[10,14,15]从强非局域模型^[8]到 Snyder-Mitchell 模型^[7]的转化过程, 讨论了(1+1)维平行垂直入射双孤子相互作用时的相位演化和控制问题^[14,15], 得到了(1+2)维共面平行垂直入射双孤子相互作用问题的精确解析解^[10]. 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^[20], 给出了 1+1 维和 1+2 维直角坐标系下的 Hermite-Gauss 解^[21]和 1+2 维柱坐标系下的拉盖尔高斯解^[22], 讨论了椭圆高斯光束在具有圆对称响应的强非局域介质中的传输特性^[23]和数值模拟了不同非局域程度下光孤子的传输特性^[24]. 但至今还未曾涉及斜入射非局域孤子的相互作用问题.

孤子的演化过程由非线性方程描述, 一般情况下很难得到其相互作用过程的精确解析解, 而只能退而求其近似解(比如通过变分法^[5,6]或者数值解^[11]), 对于(1+2)维孤子相互作用则更是如此. 但是, 由于强非局域非线性介质的独特性质, 强非局域空间光孤子由线性模型描述^[7,19], 其相互作用过程的求解变得相对简单. 原理上, 利用线性叠加原理可以求出 n (正整数)个孤子相互作用的精确解析解. 本文以下部分, 将利用线性叠加原理, 构造出(1+2)维强非局域介质中不共面对称斜入射双光束相互作用问题的精确解析解, 并讨论不共面对称斜入射双孤子的相互作用特性. 最后将指出利用这种相互作用特性实现平面全光开关和全光互联的潜在可能性.

2. 非共面对称斜入射光束的精确解析解

设 $A(x, y, z)$ 是傍轴光束, 即线极化电场强度

$$E(x, y, z) = A(x, y, z) \exp[i(kz - \omega t)],$$

已证明^[10,15]在强非局域条件下, 通过变换

$$\varphi(x, y, z) = A(x, y, z) \exp(-i\rho R_0 P_0 z),$$

$\varphi(x, y, z)$ 满足 Snyder-Mitchell 线性模型^[7]

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{2} k \eta \gamma P_0 (x^2 + y^2) \varphi = 0, \quad (1)$$

其中 $k = \omega n_0 / c$, n_0 是材料的线性折射率, η 是介质常数 ($\eta > 0$ 表示聚焦介质, $\eta < 0$ 表示散焦介质), x, y 是横向空间坐标, z 是光束的纵向(传输)坐标, P_0 是入射功率. 方程(1)中的其他两个参量 R_0 和 γ 分别为^[10] $R_0 = R(0, 0)$, $\gamma = -\partial_{xx}^2 R|_{x=y=0}$ ($\gamma > 0$), $R(x, y)$ 是介质的非线性响应函数. 可见, $A(x, y, z)$ 和 $\varphi(x, y, z)$ 只有一个依赖于输入总功率和介质长度的相位因子差别, 因此求出了 $\varphi(x, y, z)$, 就等于求出了 $A(x, y, z)$.

这里需要特别说明, 孤子问题本来是非线性问题, 但 Snyder 和 Mitchell 却在强非局域的条件下将这种非线性问题转化为线性问题处理^[7], 这是一个革命性的创举. 正因为如此, 著名非线性光学专家沈元壤博士对他们的工作给予了高度评价. 在同期 Science 上发表的评论文章^[19]中, 沈元壤认为 Snyder-Mitchell 的线性模型是“无价的(invaluable)”. 在该评论文章的最后写道: “Snyder 和 Mitchell 的工作会引起新一轮的光孤子研究热潮”. 正是因为将非线性问题线性化的结果, 才使得通过线性叠加原理巧妙地构造出非共面斜入射双光束相互作用问题的精确解析解成为可能. 下面详细讨论此求解过程.

方程(1) (Snyder-Mitchell 模型) 有如下 Gauss 形式的单光束精确解^[10,15,22]

$$\varphi(x, y, z) = \frac{\sqrt{P_0} \exp[i\theta(z)]}{\sqrt{\pi} a(z)} \times \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2a(z)^2} + i\alpha(z)(x^2 + y^2)\right], \quad (2)$$

解(2)中 $a(z), c(z), \theta(z)$ 分别为光束束宽, 波前曲率和复振幅相位, 由下面三式表达^[10,15]:

$$a(z) = a_0 \left[\cos^2(\beta z) + \frac{P_c}{P_0} \sin^2(\beta z) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$c(z) = \frac{k(\alpha P_c / P_0 - 1) a_0^2 \sin(2\beta z)}{4a^2}, \quad (4)$$

$$\theta(z) = -\arctan\left[\sqrt{\frac{P_c}{P_0}} \tan(\beta z)\right], \quad (5)$$

其中 $a_0 = a(z)|_{z=0}$, $P_c = 1/(\gamma \eta a_0^4 k^2)$ 是形成孤子的临界功率, $\beta = \sqrt{P_0 / P_c} (k a_0^2)$. 当 $P_0 = P_c$ 时, 非线性压缩刚好平衡衍射展宽, 高斯光束在传输过程中束宽保持不变, 也就是孤子传输状态. 这正是被

1) 英文原文 Snyder and Mitchell's work could be the stimulant for a new surge of soliton activities in the near future.

2) 文献[7]中, 由于他们只关心光强的演化过程, Snyder 和 Mitchell 只求出了光束的振幅, 没有讨论光束相位的演化, 因而他们没有写出方程(1)的全解.

Snyder 和 Mitchell 命名的“线性”孤子 (accessible solitons)^[7], 关于此名称翻译的说明, 见文献 [20], 而在此文中我们称其为强非局域空间光孤子.

文献 [7] 指出, 如果 $\varphi(X, z)$ 是方程 (1) 的解, 则表达式

$$\varphi_{\pm}(X, z) = \varphi[X \pm X_0(z), z] \times \exp[\mp iV(z) \cdot X + i\Theta(z)] \quad (6)$$

也满足方程 (1) 的必要条件是 $X_0(z)$ 满足谐振子方程

$$\ddot{X}_0(z) + \beta^2 X_0(z) = 0, \quad (7)$$

而 $V(z)$ 和 $\Theta(z)$ 由以下两式确定:

$$V(z) = k\dot{X}_0(z), \quad (8)$$

$$\Theta(z) = \frac{k}{2}[\beta^2 X_0^2(z) - \dot{X}_0^2(z)]. \quad (9)$$

(6)–(9) 式中, X 和 $X_0(z)$ 是二维横向坐标矢量, X_0 是光束中心在横截面上的位置, $\dot{X}_0(z)$ 和 $\ddot{X}_0(z)$ 分别是 $X_0(z)$ 对 z 的一阶和二阶导数, $\Theta(z)$ 是 $\Theta(z)$ 对 z 的一阶导数. 由方程 (7) 可得 X_0 满足下面的解:

$$X_0(z) = X_0(0)\cos(\beta z) + \frac{\dot{X}_0(z)|_{z=0}}{\beta}\sin(\beta z). \quad (10)$$

方程 (1) 是线性微分方程, 所以可以利用叠加原理构造出两光束相互作用的解

$$\psi_{\pm}(x, y, z) = C_{\pm}[\varphi_{+}(x, y, z) \pm \varphi_{-}(x, y, z)], \quad (11)$$

其中 C_{\pm} 为归一化系数使得两光束 φ_{+} 和 φ_{-} 的总功率为 P_0 , φ_{+} 和 φ_{-} 由下式给出:

$$\varphi_{\pm} = \frac{\sqrt{P_0} \exp[i\Theta(z)]}{\sqrt{\pi a(z)}} \exp\left\{-\frac{(x \pm x_0)^2 + (y \pm y_0)^2}{2a(z)} + i\alpha(z)[(x \pm x_0)^2 + (y \pm y_0)^2]\right\} \times \exp[\mp i(V_x x + V_y y) + i\Theta], \quad (12)$$

式中 $a(z)$, $\alpha(z)$ 和 $\Theta(z)$ 分别由 (3) (4) 和 (5) 式表达. 两光束 φ_{+} 和 φ_{-} 的中心在横截面上的坐标分别为 $(-x_0, -y_0)$ 和 (x_0, y_0) . $x_0(z)$, $y_0(z)$, $V_x(z)$, $V_y(z)$ 和 $\Theta(z)$ 可以由初始条件 $x_0(0) = m$, $\dot{x}_0(0) = s_1$, $y_0(0) = 0$ 和 $\dot{y}_0(0) = s_2$ 从 (8) (9) 和 (10) 式确定:

$$x_0(z) = m\cos(\beta z) + \frac{s_1}{\beta}\sin(\beta z), \quad (13)$$

$$y_0(z) = \frac{s_2}{\beta}\sin(\beta z), \quad (14)$$

$$V_x(z) = -mk\beta\sin(\beta z) + ks_1\cos(\beta z), \quad (15)$$

$$V_y(z) = ks_2\cos(\beta z), \quad (16)$$

$$\Theta(z) = \frac{k}{4}\left(\beta m^2 - \frac{s_1^2 + s_2^2}{\beta}\right)\sin(2\beta z) - \frac{1}{2}kms_1\cos(2\beta z). \quad (17)$$

解 (11)–(17) 描述了对称入射的两高斯光束 φ_{+} 和 φ_{-} 的相互作用过程, 两光束满足初始条件

$$\varphi_{\pm}(x, y, 0) = \frac{\sqrt{P_0} \exp(i\theta_0)}{\sqrt{\pi a_0}} \times \exp\left[-\frac{(x \pm m)^2 + y^2}{2a_0^2} + i(K_{x\pm}x + K_{y\pm}y)\right], \quad (18)$$

其中 $\theta_0 = -kms_1/2$, $K_{x\pm} = \mp ks_1$, $K_{y\pm} = \mp ks_2$.

由 (11) 和 (18) 式可得两光束 φ_{+} 和 φ_{-} 的初始中心距离为 $2m$, 初始相位差为 α (对 φ_{+} 而言) 或者 π (对 φ_{-} 而言), 归一化系数 $C_{\pm} = \{2[1 \pm \exp(-m^2/a_0^2 - k^2 s_1^2 a_0^2 - k^2 s_2^2 a_0^2)]\}^{-1/2}$. 两光束 φ_{\pm} 在 $z = 0$ 入射端面的波矢分别为³⁾

$$\mathbf{K}_{0\pm} = K_{0x\pm} \mathbf{e}_x + K_{0y\pm} \mathbf{e}_y + k_{0z\pm} \mathbf{e}_z = \mp ks_1 \mathbf{e}_x \mp ks_2 \mathbf{e}_y + k\mathbf{e}_z. \quad (19)$$

当 $s_1 = s_2 = 0$ 时, φ_{\pm} 的初始波矢的横向振幅为零, 表示光束垂直横截面入射; 当 $s_1 \neq 0$ 或者 $s_2 \neq 0$ 时, φ_{\pm} 的初始波矢的横向振幅不为零, 表示光束倾斜于横截面入射.

β 在临界条件下 ($P_0 = P_c$) 可以简化为 $\beta_s = 1/(ka_0^2)$, 此时 $a(z) = a_0$, $\alpha(z) = 0$, $\Theta(z) = -\beta_s z = -z/(ka_0^2)$ (12) 式可以化为下面的孤子解:

$$\varphi_{\pm}(x, y, z) = \frac{\sqrt{P_c} \exp[i\phi]}{\sqrt{\pi a_0}} \times \exp\left[-\frac{(x \pm x_0)^2 + (y \pm y_0)^2}{2a_0^2}\right] \times \exp[\mp i(V_x x + V_y y) + i\Theta(z)], \quad (20)$$

其中 $\phi = -z/(ka_0^2)$.

从 (15) 式和 (16) 式可得 φ_{\pm} 在演化过程中波矢横向振幅的最大值为

3) 方程 (18) 只包含光束初始波矢的横向分量, 实际上光束的初始波矢还包括纵向分量 K_{0z} .

$$K_{\perp\max} = \frac{k}{2} \sqrt{\mathcal{X} m^2 \beta^2 + s_1^2 + s_2^2} + 2 \sqrt{(m^2 \beta^2 + s_1^2 + s_2^2)^2 - 4m^2 \beta^2 s_2^2}. \quad (21)$$

由上式可知 $K_{\perp\max} \leq k \sqrt{m^2 \beta^2 + s_1^2 + s_2^2}$, φ_{\pm} 在演化过程中满足傍轴近似的必要条件是

$$K_{\perp\max}/K_z \leq \sqrt{m^2 \beta^2 + s_1^2 + s_2^2} \ll 1. \quad (22)$$

入射时 φ_{\pm} 波矢的横向振幅可以从 (19) 式得到: $K_{\perp 0} = k \sqrt{s_1^2 + s_2^2}$, 入射时 φ_{\pm} 满足傍轴近似的必要条件是

$$K_{\perp 0}/K_{0z} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} \ll 1. \quad (23)$$

由 (22) 和 (23) 式可得 $m\beta \ll 1$ 即 $m \ll 1/\beta$, 可取 m 的上限为 $m_{\text{up}} = 0.1/\beta$, 所以 φ_{\pm} 满足傍轴近似所允许的初始光束中心距离的上限为 $D_{\text{up}} = 2m_{\text{up}} = 2 \times 0.1/\beta = 0.2[\sqrt{P_0/P_c}(ka_0^2)] = 0.4\pi \sqrt{P_c/P_0} a_0^2/\lambda \approx \sqrt{P_c/P_0} a_0^2/\lambda$, 即

$$D_{\text{up}} \approx \sqrt{\frac{P_c}{P_0}} \frac{a_0^2}{\lambda}. \quad (24)$$

由上式可知在孤子传输时, $D_{\text{up}} \approx a_0^2/\lambda$, 所以光束的初始束宽越大, 波长越小, 傍轴近似所允许的初始光束中心距离的上限就越大.

3. (1+2) 维强非局域空间光孤子相互作用的特性

3.1. 初始中心距离和初始相位差对孤子相互作用的影响

当 $P_0 = P_c$ 时(此时 $\beta = 1/(ka_0^2)$) (10) 式给出了对称斜入射强非局域空间孤子对在相互作用中的光束中心演化过程. 可见, 光束中心的演化只与两光束的初始中心间距、倾斜度和光束初始束宽有关, 而与两光束的初始相位差无关.

图 1—3 给出了双孤子的相互作用过程. 图 1、2 是相互作用过程的示意图, 而图 3 是沿传输方向不同点处横截面上的光强分布. 由此可见, 强非局域孤子的相互作用表现出类似 DNA 结构的稳定缠绕模式, 并且初始距离在大范围尺度内的变化并不破坏这种稳定缠绕结构; 另外, 相互作用模式还与初始相位差无关.

光束的演化本质上是由材料的折射率分布决定的, 所以可以从光场导致材料折射率的非线性变化

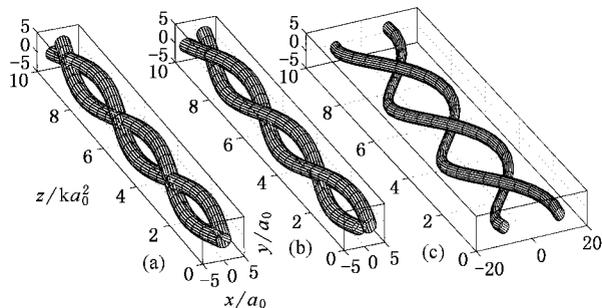


图 1 不同初始中心距离的双孤子相互作用过程示意图 ($s_1 = s_2 = 2\beta a_0$, 初始相位差为 0, 初始中心距离分别为 (a) $2.4a_0$ (b) 和 $20a_0$ (c)). (a) 表示两孤子共面相互作用的特殊情况 (b) 和 (c) 对应两孤子中心发生逆时针旋转的情况. 从中可以看出两孤子中心距离在大范围尺度内变化时, 都可以发生稳定缠绕)

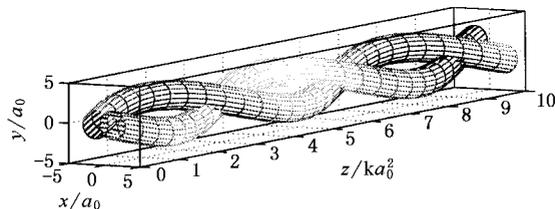


图 2 双孤子相互作用过程示意图 ($s_1 = 2\beta a_0$, $s_2 = -2\beta a_0$, 初始中心距离为 $2.4a_0$, 初始相位差为 0, $s_2 < 0$ 时, 两孤子中心发生顺时针旋转)

来定性解释以上现象. 在非局域非线性介质中, 材料中某一点对光场的非线性响应不但与该点的光场有关而且与周围一定尺度(材料的特征尺度或相关尺度)内的光场有关^[9], 非局域性越强, 材料的特性尺度越大, 即参与影响该点折射率变化的光场的范围越大. 在强非局域条件下, 介质响应函数的特征尺度远远大于相互作用的所有光束所占据的空间尺度(包括各光束中心之间的距离和光束束宽)^[7,8], 虽然此时光束间可能完全没有相互交叠, 但也能通过远远大于其光场尺度的特征尺度产生相互作用. 因此, 无论初始中心距离如何变化, 两孤子都可以产生相互作用. 定量而言, 非局域材料中某一点的非线性折射率是响应函数的特征尺度内光强与响应函数的卷积^[9]. 在强非局域条件下, 非线性折射率与光束携带的总功率成正比, 而与光强无关^[7,8]. 虽然随着初始相位差的变化, 光束由于干涉效应会导致光强的分布发生变化, 但只要保持总功率不变, 那么它们所激

发的非线性折射率分布是不变的,所以并不影响光

束演化的基本特性.

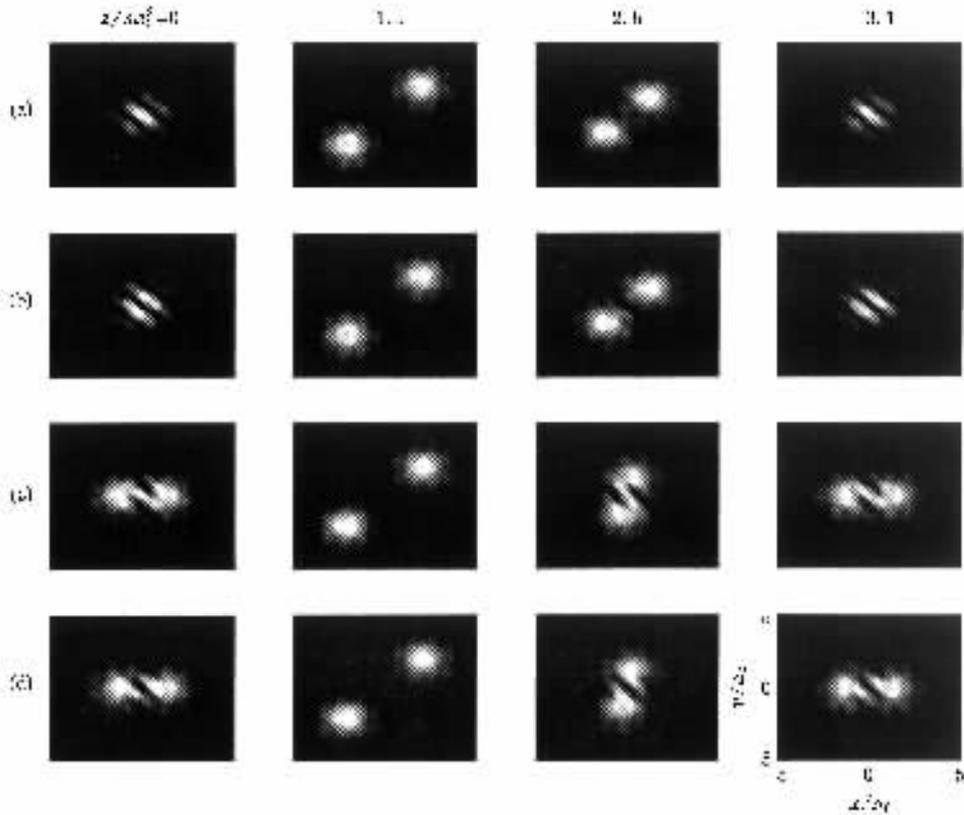


图3 双孤子相互作用过程中在不同 z 处横截面上的光强分布. $s_1 = s_2 = 2\beta a_0$, 初始中心距离和初始相位差分别为 0 (a) 和 π (b), $2.4a_0$ (c) 和 $2.4a_0, \pi$ (d). 比较可得双孤子对中心的演化轨迹与初始相位差无关)

作为比较,我们不难理解作为局域孤子^[8,9]的 Kerr 孤子^[1]对初始相位差和光束初始中心距离的强烈依赖:初始相位差为零的两个 Kerr 孤子之间相互吸引,初始相位差为 π 的两个 Kerr 孤子之间相互排斥^[1],而孤子之间的相互作用力随着中心距离的增大呈指数减小,当两个孤子光场有相互交叠的区域时,它们才会相互作用^[25]. 因为局域介质中,材料中某点对光场的响应只与该点的光场有关,而与其他点的光场无关^[9].

3.2. 相互作用的两孤子中心在横截面上投影的轨迹

光束 φ_- 的中心在横截面上投影的轨迹方程可由(13)和(14)式得到

$$\frac{x_0^2}{m^2} + \frac{\beta^2 y_0^2}{s_2^2} + \frac{s_1^2 y_0^2}{s_2^2 m^2} - \frac{2s_1 x_0 y_0}{s_2 m^2} = 1. \quad (25)$$

方程(25)在一般情况下是一个关于原点对称的斜椭圆. 另一光束 φ_+ 的中心也在同一椭圆上,两光束 φ_+ 和 φ_- 的中心连线始终经过原点.

可以利用坐标旋转,先将椭圆变成一个正椭圆再来讨论椭圆的长轴、短轴和偏转角度等性质. 但在此由于具有独特的性质:两光束中心连线始终经过原点,所以可以利用两点间的距离来研究椭圆的性质. 这种处理方法比利用坐标旋转的方法更加简单直观.

根据(13)和(14)式,利用两点间距离公式可得两光束中心的距离为

$$d = 2\sqrt{\left[m \cos(\beta z) + \frac{s_1}{\beta} \sin(\beta z) \right]^2 + \frac{s_2^2}{\beta^2} \sin^2(\beta z)}. \quad (26)$$

由上式可得当两光束垂直于 x 轴入射($s_1 = 0$)并且初始波矢量的 y 分量(ks_2)与初始光束中心的距离满足条件 $s_2^2 = m^2 \beta^2$ 时,两光束中心距离恒等于 $2m$,此时两光束中心在横截面上投影的轨迹是一个圆.

求解方程 $\partial_z d = 0$, 可得

$$z = \frac{1}{2\beta} (\sigma + n\pi) \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (27)$$

其中

$$\sigma = -\arcsin[2m\beta s_1 / \sqrt{(m^2\beta^2 - s_1^2 - s_2^2) + 4m^2\beta^2 s_1^2}].$$

当 n 取偶数时, d 取极大值 d_+ , 对应于椭圆长轴; 当

n 取奇数时, d 取极小值 d_- , 对应于椭圆短轴, d_{\pm}

由下式表达:

$$d_{\pm} = \frac{\sqrt{2}}{\beta} \sqrt{m^2\beta^2 + s_1^2 + s_2^2 \pm \sqrt{(m^2\beta^2 - s_1^2 - s_2^2) + 4m^2\beta^2 s_1^2}}. \quad (28)$$

从 d_{\pm} 的表达式可知出现长轴(或短轴)的周期为 π/β . 因为在光束相互作用的一个周期内会出现两次长轴(或短轴), 所以光束相互作用的周期是 $2\pi/\beta$, 这与共面相互作用^[10]和 (1+1) 维相互作用^[14]的周期是相等的.

设两光束中心连线与 x 轴的夹角为 $\rho(z)$, 则

$$\rho(z) = \arctan\left[\frac{\sin(\beta z)s_2}{m\beta\cos(\beta z) + \sin(\beta z)s_1}\right]. \quad (29)$$

把 $z = \sigma/(2\beta)$ 代入 (29) 式就可以求出椭圆的长轴与 x 轴的夹角 ρ_L , 即

$$\rho_L = \arctan\left[\frac{\sin(\sigma/2)s_2}{m\beta\cos(\sigma/2) + \sin(\sigma/2)s_1}\right]. \quad (30)$$

当两光束 φ_{\pm} 垂直于 x 轴入射 ($s_1 = 0$) 时, $\sigma = 0$, $\rho_L = 0$. 椭圆的长轴位于 x 轴上, 两光束中心在横截面上投影的轨迹是一个正椭圆.

方程 (29) 两边对 z 求一阶导数可以求出两光束中心连线旋转的角速度 (ρ 随 z 变化的快慢)

$$\omega_s = \partial_z \rho = \frac{m\beta^2 s_2}{[m\beta\cos(\beta z) + s_1\sin(\beta z)]^2 + s_2^2\sin^2(\beta z)}. \quad (31)$$

从 (31) 式可以看出两光束初始波矢 x 分量 (ks_1) 的符号对光束中心的旋转方向 (ω_s 的正负) 没有影响, 两光束初始波矢 y 分量 (ks_2) 的符号决定了光束中心的旋转方向. $s_2 > 0$ 时, $\omega_s > 0$, 光束中心将发生逆时针旋转 (见图 1 和图 3); $s_2 < 0$ 时, $\omega_s < 0$, 光束中心将发生顺时针旋转 (见图 2). 两光束中心旋转角速度的大小 ($|\omega_s|$) 与传输坐标 z 有关. 当 $s_2 = 0$ 或者 $m = 0$ 时, $\omega_s = 0$, 两个光束在同一平面内发生周期性的碰撞 (见图 1(a) 和图 3(a)(b)), 这是共面相

互作用的情况.

以上讨论表明, 通过改变空间光孤子的初始(入射)参数(初始中心距离和入射角), 可以改变光束中心在横截面上的投影轨迹, 从而使得光束“可控”地达到平面空间中任意一点. 虽然对称入射的双光束并非严格意义上“可控”的控制光束与被控制光束(作为控制的抽运光束与作为被控制的信号光束是不可能对称的), 但对称孤子的相互作用结果不仅揭示了强非局域空间光孤子的重要基本特性, 而且更有意义的是表明了通过这种相互作用实现平面空间“全光二维控制”的可能性.

4. 结 论

本文利用线性叠加原理, 构造出了 (1+2) 维强非局域非线性介质中不共面对称斜入射双光束相互作用问题的精确解析解, 并讨论了不共面对称斜入射双孤子的相互作用特性. 光束初始中心距离在大范围尺度内的变化, 不会破坏双孤子相互作用过程形成的类似 DNA 结构的稳定结构. 强非局域空间孤子的相互作用模式与两光束的初始相位差无关. 光束中心在横截面上的投影轨迹一般是一个斜椭圆, 并且可以通过改变两光束的初始参量(初始中心距离和入射角)来改变此椭圆的参数. 我们的结果揭示了利用这种相互作用特性实现平面全光开关和全光互联器件的潜在可能. 在此基础上, 我们将进一步研究非对称光束在强非局域介质中的相互作用特性, 并探讨这种特性在平面全光开关和全光互联中的应用.

- [1] Stegeman G I and Segev M 1999 *Science* **286** 1518
 [2] Stegeman G I, Christodoulides D N and Segev M 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1419
 [3] Shih M F, Segev M, Valley G C et al 1995 *Electron. Lett.* **31** 826

- Torruellas W E, Wang Z, Hagan D J, et al 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 5036
 Tikhonenko V, Christou J and Luther-Davies B 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2698

- [4] Shih M F and Segev M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2551
- [5] Steblina V V and Kivshar Y S 1998 *Opt. Lett.* **23** 156
- [6] Buryak A V , Kivshar Y S , Shih M F *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 81
- [7] Snyder A W and Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [8] Guo Q , Luo B , Yi F *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [9] Krolikowski W , Bang O , Rasmussen J J *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 0166012
- [10] Guo Q 2004 *Optical Transmission , Switching , and Subsystems* (Washington : SPIE 5281) p581
- [11] Nikolov N I , Nikolov D , Krolikowski W *et al* 2004 *Opt. Lett.* **29** 286
- [12] Peccianti M , Brzdukiewicz K A and Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [13] Peccianti M , Conti C and Assanto G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [14] 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]
- [15] Xie Y and Guo Q 2004 *Opt. Quant. Electron.* **36** 1335
- [16] Snyder A W and Ladouceur F 1999 *Opt. Photon. News* **10** 35
- [17] Conti C , Peccianti M and Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [18] Conti C , Peccianti M and Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [19] Shen Y R 1997 *Science* **276** 1520
- [20] 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]
- [21] Zhang X P and Guo Q 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5189 **54** 3178 (in Chinese)
[张霞萍、郭 旗 2005 物理学报 **54** 3178]
- [22] Zhang X P , Guo Q and Hu W 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5189 (in Chinese)
[张霞萍、郭 旗、胡 巍 2005 物理学报 **54** 5189]
- [23] Wang X H and Guo Q 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3183 (in Chinese)
[王彤华、郭 旗 2005 物理学报 **54** 3183]
- [24] Cao J N and Guo Q 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3688 (in Chinese)
[曹觉能、郭 旗 2005 物理学报 **54** 3688]
- [25] Gordon J P 1983 *Opt. Lett.* **8** 596

(1 + 2)D interaction of strong nonlocal optical spatial solitons *

Xu Chao-Bin Guo Qi[†]

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

(Received 9 March 2005 ; revised manuscript received 13 April 2005)

Abstract

Strong optical spatial solitons are solitons that satisfy the strong nonlocal condition. We discuss the nonplanar interaction of a pair of (1 + 2)D optical spatial solitons with symmetrical oblique incidence on the basis of Snyder and Mitchell 's revolutionary work [Accessible solitons . *Science* , 1997 **276** (6) :1538—1541]. An accurate analytical solution in Gaussian form is obtained for the first time. It is shown that trapping of two beams in a stable spiraling is possible for a large range of parameters. The spiraling structure does not depend on the initial relative phase. The projection of the two beam centers in the transverse coordinate plane lies always in the same ellipse. It is possible to find its applications in planar all-optical switching and all-optical interconnection in bulk media.

Keywords : (1 + 2)D nonlocal nonlinear media , interaction of optical spatial solitons , photon (all-optical) switch , all-optical interconnection

PACC : 4265S

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

[†] E-mail : guoq@scnu.edu.cn