

## 强非局域空间三维光孤子短程相互作用\*

张霞萍<sup>†</sup>

(南京晓庄学院物理系, 南京 210017)

(2010年4月22日收到; 2010年5月26日收到修改稿)

利用强非局域非线性介质中傍轴光束传输的线性模型, 根据不共面对称斜入射(1+2)维空间光孤子相互作用的解析解讨论了短程作用的情况. 由能量守恒和动量守恒发现, 这样的孤子在传输过程中其质心轨迹随着光束之间存在相位差而发生偏转. 给出了最佳相位差, 即以该相位差入射可以使光束质心偏转达到最大, 使得在强非局域介质中通过调节相位差对三维光孤子实现全光控制成为可能. 不同的振幅比对质心偏转也有影响. 数值模拟了(1+2)维光孤子传输过程中坡印廷矢量(能流密度), 分析了光孤子在传输过程中的坡印廷矢量变化, 揭开了三维空间光孤子围绕质心旋转的物理本质.

**关键词:** 强非局域非线性介质, 空间光孤子, 短程作用, 坡印廷矢量

**PACS:** 42.65.Tg, 42.50.Md

## 1. 引言

光束在空间传输时由于衍射效应光束将展宽. 当光束在非线形介质中传输时, 光波与介质之间发生很强的非线性作用, 诱导介质折射率发生变化, 一方面, 这种变化补偿了光束的衍射效应, 可以实现光束宽度不变, 即形成空间光孤子. 另一方面, 光束诱导的折射率变化等效于波导结构, 在均匀介质中, 光束利用这种非线性效应可以实现自导, 因此, 空间光孤子又称为自导光束<sup>[1]</sup>.

强非局域空间光孤子是空间强非局域非线性介质中传输的空间光孤子. 根据非局域非线性材料的特征长度与光束束宽比例可以将材料按非局域程度划分为四类: 局域, 弱非局域, 一般非局域和强非局域. 强非局域材料是指材料的特征长度远大于束宽<sup>[2]</sup>. Assanto 等从理论和实验上都验证了向列相液晶是一种强非局域非线性介质<sup>[3,4]</sup>. 2004年, 郭旗等提出了强非局域模型, 并利用该模型研究了傍轴高斯光束传输的特性<sup>[5-7]</sup>, 得到了大相移的结论<sup>[8]</sup>. Segev 等发现铅玻璃也是一种强非局域非线性材料<sup>[9,10]</sup>. 强非局域材料的相继出现, 使得强非局域介质中光束传输问题的研究更加如火如荼<sup>[11-15]</sup>. 局域

克尔类孤子在(1+2)维情况下存在着内在的不稳定性, 且需很高的光功率, 但在强非局域介质中, 只需要毫瓦量级功率便可以实现三维光孤子稳定传输<sup>[3,4]</sup>.

强非局域介质中孤子之间的相互作用也体现出与局域孤子不同的特性, 理论和实验都已经发现, 强非局域介质中光孤子之间总表现为相互吸引, 这种吸引与光束初始相位差没有关系<sup>[1,6,16]</sup>. 相反, 对于两个局域光孤子之间的作用在同相位时相互吸引, 反相位时相互排斥<sup>[17]</sup>. 强非局域介质中双孤子之间的作用有短程程和长间距之分<sup>[12]</sup>, 但在局域介质, 由于随着孤子间距增大局域孤子之间的作用力呈现指数衰减, 超过一定的距离局域孤子之间不再发生相互作用, 因此局域孤子之间的作用只出现在短程范围内<sup>[18]</sup>.

本文依据强非局域介质中光束传输满足的线性模型, 研究了不共面对称斜入射(1+2)维空间光孤子短程相互作用. 研究发现在入射光束初始间距满足一定条件下, 三维孤子质心的轨迹受人射光束初始相位差和振幅比控制. 文章分别分析了不同相位差和不同振幅比情况下三维光孤子质心的偏转, 发现短程(1+2)维空间孤子在振幅比为1时, 调节光孤子初始相位差可以实现质心的最大偏移, 这使

\* 江苏省高校自然科学基金(批准号: 10KJD140004)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: xpzhang@nuaa.edu.cn

得在强非局域介质中利用三维光孤子相互作用有效实现全光控制成为可能. 欧阳世根等对(1+1)维空间孤子短程相互作用做了研究<sup>[11,12,15]</sup>, 目前为止,(1+2)维空间光孤子短程相互作用方面的研究还是个空白. 文章还利用坡印廷矢量(能流密度)概念具体分析了三维孤子传输过程中相互缠绕的物理机理, 揭开了(1+2)维空间光孤子围绕质心旋转的本质.

## 2. 异面对称斜入射双光束的相互作用

描述传输光束的波动场遵循麦克斯韦方程. 对于非局域非线性均匀介质,(1+D)维线性极化光场包络  $u$  满足一般非局域非线性方程<sup>[8]</sup>

$$i\partial u/\partial z + \mu \nabla_{\perp}^2 u + \rho N(I)u = 0, \quad (1)$$

其中  $u = u(\mathbf{r}, z)$  是傍轴光束,  $\mu = 1/2k, \rho = k\kappa, k$  为介质中不包含非线性的波数(由于  $k = \omega n_0/c, n_0$  为介质中线性折射率).  $\kappa$  为材料常数,  $\kappa > 0, \kappa < 0$  分别相应于聚焦介质和散焦介质.  $I = I(\mathbf{r}) = I(\mathbf{r}, z) = |u|^2, z$  为沿传输方向的纵向坐标,  $\mathbf{r} = (x, y)$  为二维横向坐标向量.  $\nabla_{\perp}^2 = \nabla^2 - \partial^2/\partial z^2$ .

非线性项  $N = N(I)$  由一般非局域形式表示为  $N(I) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\mathbf{r} - \mathbf{r}') |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}'$ , ( $D = 2$  表示二维空间). 这里只考虑响应函数  $R(\mathbf{r})$  为均匀对称实函数. 将响应函数归一化, 有  $\int_{-\infty}^{+\infty} R(\mathbf{r}') d^D \mathbf{r}' = 1. D = 2$  表示二维横向空间. 如果  $R(\mathbf{r})$  为 delta 函数, 则  $N(I) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\mathbf{r} - \mathbf{r}') |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}' = P_0$  ( $P_0$  为入射光入射功率), 方程(1)演变为描述克尔介质中非线性薛定谔方程(NLSE).

在强非局域介质中, 方程(1)演变为线性方程<sup>[5-7]</sup>

$$i \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 \Phi - \frac{1}{2} k \eta \gamma P_0 (x^2 + y^2) \Phi = 0. \quad (2)$$

这里  $u(\mathbf{r}, z) = \Phi(\mathbf{r}, z) \exp(i\rho R_0 P_0 z)$ , 其中  $R_0 = R(0, 0), \gamma = -\partial_{xx}^2 R|_{x=y=0}$ .

若  $\Phi_1(x, y, z)$  和  $\Phi_2(x, y, z)$  分别表示两束初始对称异面入射的高斯光束, 其中心在横截面上的坐标分别为  $(-x_0(z), -y_0(z))$  和  $(x_0(z), y_0(z))$ . 临界条件下  $P_0 = P_c = 1/(\eta \gamma w_0^4 k^2)$  入射时光束将呈现孤子形式传输. 由方程(2)可以写出在强非局

域条件下传输光束的孤子型解析解<sup>[6]</sup>

$$\Phi_1 = \exp(i\phi(z)) \exp\left[-\frac{(x+x_0)^2 + (y+y_0)^2}{2w_0^2}\right] \times \exp[-i(V_x x + V_y y) + i\vartheta(z)], \quad (3)$$

$$\Phi_2 = \exp(i\phi(z)) \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2w_0^2}\right] \times \exp[i(V_x x + V_y y) + i\vartheta(z)], \quad (4)$$

其中  $w_0 = w(z)|_{z=0}$  为光孤子束宽, 若双光束初试相位差为  $\alpha$ , 初始间距为  $d_0 = d(z)|_{z=0} = 2m, \phi(z) = -z/(kw_0^2)$ , 双光束同时入射的解析解为

$$\Phi(x, y, z) = A_1 \Phi_1 \exp(i\alpha) + A_2 \Phi_2, \quad (5)$$

$A_1, A_2$  为高斯光束的振幅.  $x_0(z), y_0(z), V_x(z), V_y(z), \vartheta(z)$  由初始条件  $x_0(z)|_{z=0} = m, \partial x_0(z)/\partial z|_{z=0} = v_1, y_0(z)|_{z=0} = 0, \partial y_0(z)/\partial z|_{z=0} = v_2$  确定<sup>[6]</sup>.

$$x_0(z) = m \cos(\beta z) + \frac{v_1}{\beta} \sin(\beta z), \quad (6)$$

$$y_0(z) = \frac{v_2}{\beta} \sin(\beta z), \quad (7)$$

$$V_x(z) = -mk\beta \sin(\beta z) + kv_1 \cos(\beta z), \quad (8)$$

$$V_y(z) = kv_2 \cos(\beta z), \quad (9)$$

$$\vartheta(z) = \frac{1}{4}k \left( m^2 \beta - \frac{v_1^2 + v_2^2}{\beta} \right) \sin(2\beta z) - \frac{1}{2}kmv_1 \cos(2\beta z), \quad (10)$$

$v_1, v_2$  分别表示入射光束传输过程中光束中心在  $x$ - $z$  平面和  $y$ - $z$  平面上的投影对于  $z$  轴的斜率,  $\beta = \sqrt{P_0/P_c}/(kw_0^2)$ .

对于一般非局域非线性方程(1), 在描述光束传输过程中有几个积分不变量<sup>[19,20]</sup>. 一是光束在无损耗介质中传输满足功率积分不变,

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(x, y)|^2 dx dy, \quad (11)$$

即光束在无损耗介质中传输满足能量守恒.

对于实响应函数关于传输轴对称且具有移不变性, 光束还满足空间动量守恒

$$\mathbf{M} = \frac{1}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi^*(x, y) \times \left[ -i \left( \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{e}_y \right) \Phi(x, y) \right] dx dy, \quad (12)$$

此处  $\Phi^*(x, y)$  为  $\Phi(x, y)$  的复共轭.  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$  分别表示  $x$  方向和  $y$  方向的单位矢量.

定义光束的质心为

$$\mathbf{r}_c = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{r} |\Phi(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(x, y)|^2 dx dy}, \quad (13)$$

$\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ . 由 Ehrenfest<sup>[21]</sup> 理论, 光束的质心轨迹由下述方程决定:

$$\frac{d\mathbf{r}_c(z)}{dz} = \frac{\mathbf{M}}{P}. \quad (14)$$

由于  $\mathbf{M}$  和  $P$  为守恒量, 即在传输过程中始终为常数. 则有

$$\mathbf{r}_c(z) = \frac{\mathbf{M}}{P}z + \mathbf{r}_0, \quad (15)$$

其中  $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(0)$ . 方程(15)意味着异面对称斜入射双光束在传输过程中, 其质心(对于等振幅入射情况, 横向截面上双光束中心连线的中点)轨迹为一条直线, 倾斜角度由  $\mathbf{M}/P$  决定.

当双光束在强非局域非线性介质中传输时, 将

方程(3), (4), (5)代入方程(11) 和方程(12)得到光束在传输过程中的总功率和空间动量

$$P = \pi w_0^2 \left[ A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \times \exp\left[-\frac{m^2 + k^2 w_0^4 (v_1^2 + v_2^2)}{w_0^2}\right] \cos\alpha \right]. \quad (16)$$

光束空间动量  $\mathbf{M} = M_x\mathbf{e}_x + M_y\mathbf{e}_y$ , 其中

$$M_x = (A_1^2 - A_2^2)\pi w_0^2 v_1 - \frac{2A_1A_2\pi m}{k} \times \exp\left[-\frac{m^2 + k^2 w_0^4 (v_1^2 + v_2^2)}{w_0^4}\right] \sin\alpha, \quad (17a)$$

$$M_y = (A_2^2 - A_1^2)\pi w_0^2 v_2. \quad (17b)$$

令初始入射光束质心位置为  $\mathbf{r}_0 = 0$ ,  $\theta_x, \theta_y$  分别表示在传输过程中双光束质心轨迹在  $x$ - $z$  平面和  $y$ - $z$  平面上的投影与  $z$  轴的夹角, 由  $\tan\theta = \mathbf{M}/P$ , 有

$$\frac{\tan\theta_x}{\Theta} = \frac{(1 - r^2)(v_1/\Theta) + 2r(m/w_0)\exp[-(m/w_0)^2 - (v_1/\Theta)^2 - (v_2/\Theta)^2] \sin\alpha}{1 + r^2 + 2r\exp[-(m/w_0)^2 - (v_1/\Theta)^2 - (v_2/\Theta)^2] \cos\alpha}, \quad (18a)$$

$$\frac{\tan\theta_y}{\Theta} = \frac{(1 - r^2)v_2}{1 + r^2 + 2r\exp[-(m/w_0)^2 - (v_1/\Theta)^2 - (v_2/\Theta)^2] \cos\alpha}, \quad (18b)$$

这里  $\Theta = 1/kw_0$  为单束高斯光束传输时的远场发散角.  $r = A_1/A_2$  表示入射光束振幅比.

由方程(18)可知, 异面对称斜入射光束在传输过程中质心轨迹在  $x$ - $z$  平面和  $y$ - $z$  平面的偏转角度

分别依赖于光束的初始相位差, 初始间距以及光束的振幅比. 图1给出了不同入射初始间距下光束偏转角度与相位差的关系. 图中取  $v_1 = v_2 = 0.00028$ , 保证双光束傍轴传输. 振幅比  $r = 0.2$ . 由图可知, 对

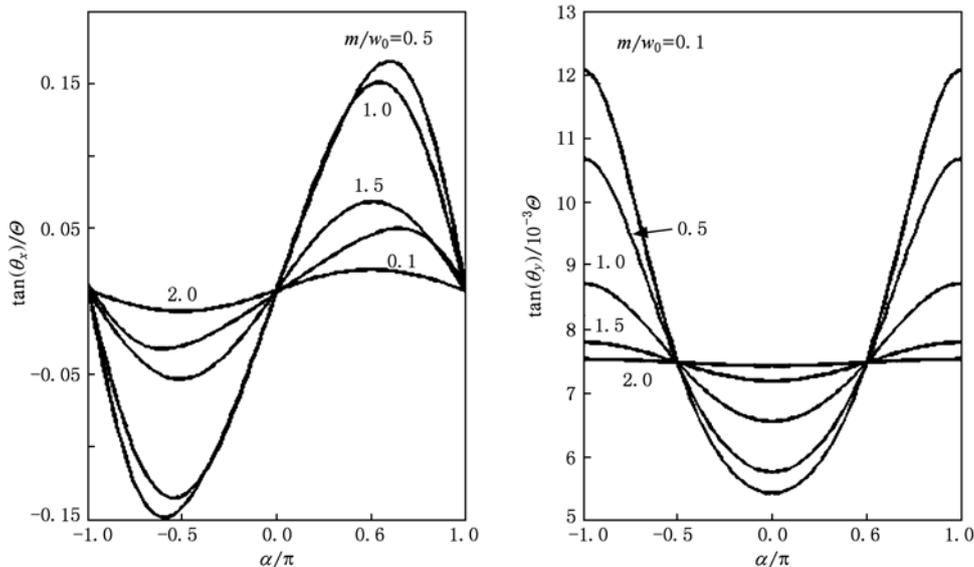


图1 两束异面对称斜入射双光束质心偏转角度与相位差之间的关系. ( $r = 0.2$ )

于  $m/w_0 \leq 2$ , 只有当  $\alpha = 0$  或者  $\pi$  时  $\tan\theta_x = 0$ , 对于  $m/w_0 \geq 2$  时也有  $\tan\theta_x = 0$ .  $\tan\theta_y$  对初始间距  $d$  和初始相位差  $\alpha$  的依赖性比  $\tan\theta_x$  要低一个数量级. 对于  $m/w_0 \geq 2$  时也有  $\tan\theta_y = 0$ . 因此, 当  $m/w_0 \geq 2$  时, 光束传输时中心轨迹不再依赖于相位差<sup>[6]</sup>. 短程传输演变为长距离传输<sup>[12]</sup>. 值得注意的是, 对于强非局域介质, 当光束初始间距过小时, 光束在  $x$ - $z$  平面偏转也相应减小, 此时在  $y$ - $z$  平面偏转越来越主要. 当  $m=0$  时, 三维光束质心仅在  $y$ - $z$  平面发生偏转.

对于短程传输, 相对于不同的初始间距  $m$ , 质心轨迹倾斜角度在  $x$ - $z$  平面和  $y$ - $z$  平面内分别存在一个最大值和最小值. 对于振幅比  $r = 1$ , 即双光束等功率入射时, 初始相位差满足关系式

$$\cos(\alpha) = \pm \exp[-(m/w_0)^2 - (v_1/\Theta)^2 - (v_2/\Theta)^2]. \quad (19)$$

光束在  $x$ - $z$  平面偏转的角度达到最大, 其值为

$$\frac{\tan\theta_{\max}}{\Theta} = \pm \frac{(m/w_0)\exp[-(m/w_0)^2 - (v_1/\Theta)^2 - (v_2/\Theta)^2]}{\sqrt{1 - \exp[-2(m/w_0)^2 - 2(v_1/\Theta)^2 - 2(v_2/\Theta)^2]}} \quad (20)$$

其中“ $\pm$ ”表示质心相对于  $z$  轴不同的偏转方向, “ $+$ ”号表示质心轨迹在  $z$  轴左侧, “ $-$ ”号表示其在  $z$  轴右侧.

在一定相位差情况下, 振幅比  $r$  的变化对质心轨迹偏转也有影响. 图 2 给出了相位差为  $-\pi/4$  和  $\pi/4$  时质心轨迹在  $x$ - $z$  平面和  $y$ - $z$  平面内相对于  $z$  轴斜率. 由图可知,  $r = 1$  时  $\tan\theta_x/\Theta$  达到最大, 此时  $\tan\theta_y/\Theta = 0$ , 即质心轨迹只在  $x$ - $z$  平面内达到最大偏转. 图中归一化间距  $m/w_0 = 0.5$ . 相位差为  $-\pi/4$  和  $\pi/4$  时  $\tan\theta_y/\Theta$  的值相等. 振幅比的变化可以通过控制输入光束的功率得到实现<sup>[15]</sup>.

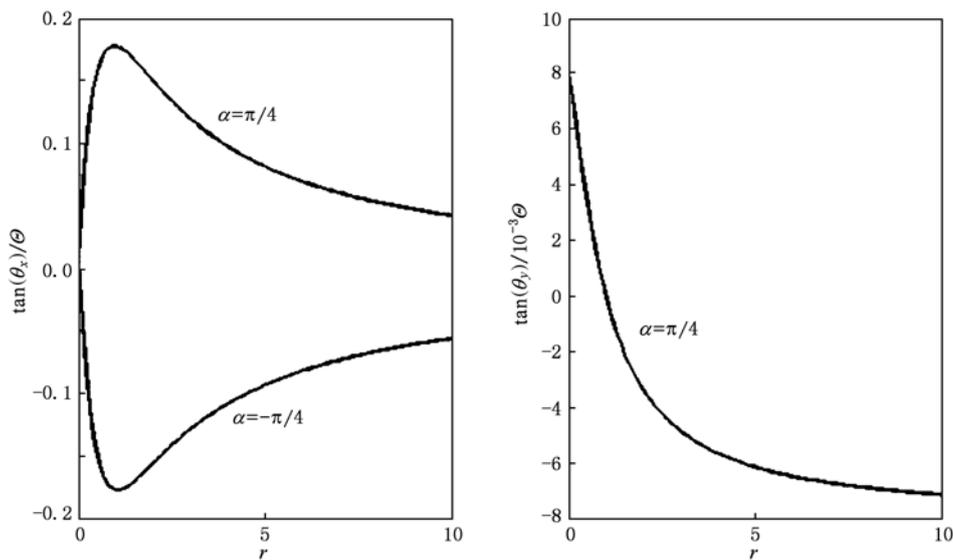


图 2 异面斜对称入射双光束质心偏转角度与振幅比之间的关系

### 3. 光孤子缠绕传输过程中的坡印廷矢量分析

电磁波的传播性质与电磁波传播过程中局部能量流动密度息息相关. 坡印廷矢量(能流密度)是指单位时间内通过垂直于波的传播方向单位面积上的能量, 坡印廷矢量一般用来计算平面波的传播

情况. 其大小表示单位时间单位面积上能量分布, 方向确定了电磁场中不同位置处能量的流动情况. 目前坡印廷矢量在研究具有旋转波前的电磁波前也得到了广泛的关注<sup>[22]</sup>.

三维空间光孤子在强非局域介质中传输时表现出类似 DNA 结构的稳定缠绕模式, 其质心轨迹在短程作用范围内由于双孤子之间初始相位差或者振幅比而发生偏转. 为了进一步研究孤子缠绕的物

理机理,有必要分析光束在缠绕传输时波前的坡印廷矢量.

坡印廷矢量的定义式为

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B}, \quad (21)$$

$c$  为真空中的光速,  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{B}$  分别表示电磁波的电场和磁场矢量,在库仑规范情况下,其时间平均坡印廷矢量为<sup>[22]</sup>

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} [i\omega(\Phi \nabla_{\perp} \Phi^* - \Phi^* \nabla_{\perp} \Phi) + 2\omega k |\Phi|^2 \mathbf{e}_{\xi}], \quad (22)$$

这里  $\mathbf{e}_{\xi}$  为  $\xi$  方向的单位矢量.  $\xi$  方向即为双孤子的质心移动方向,由方程(15)确定.由方程(22)容易看出,沿传输轴传输的光场能流密度大小正比于光

强.图3和图4分别给出了异面对称斜入射双孤子不同初始条件下传输过程中不同位置处质心轨迹截面上双光子坡印廷矢量.箭头的方向和大小相应于与传输方向正交截面上能流方向和大小.背景为光强分布.能流方向代表了光束峰值移动的方向.其中传输距离分别为  $0, 1.8z_R, 2.4z_R, 3.2z_R$ , 其中  $z_R = 1/kw_0^2$  为瑞利长度.

对于不同符号的  $v_2$ , 三维双孤子波前的坡印廷矢量在传输过程中呈现出围绕质心不同的旋转方向.当  $v_2 > 0$  时,坡印廷矢量方向表现为围绕质心轨迹发生逆时针旋转(图3),当  $v_2 < 0$  时,坡印廷矢量方向表现为围绕质心轨迹顺时针旋转(图4).

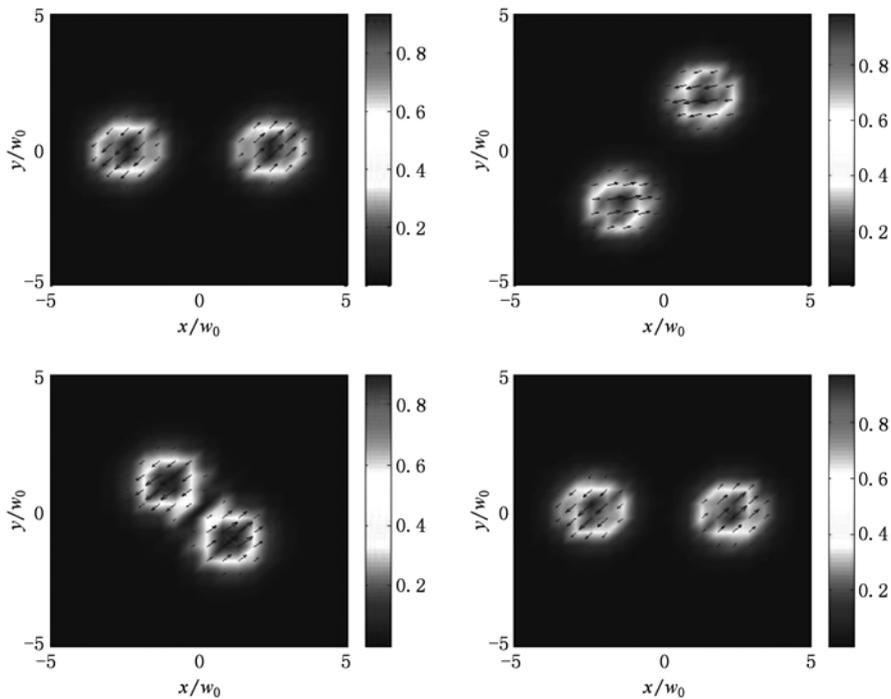


图3 异面斜对称入射双光束质心轨迹截面上坡印廷矢量分布 ( $v_1 = v_2 = 0.069, r = 1$ . 传输距离分别为  $z/z_R = 0, 1.8, 2.4, 3.2$ .  $z_R = 1/kw_0^2$  为瑞利长度)

光束中心围绕传输轴线相互缠绕,无论是短间距或者长间距作用,三维空间光孤子在传输过程中缠绕周期或者旋转角速度都为<sup>[6]</sup>

$$\omega_s = \frac{m\beta^2 v_2}{[m\beta \cos(\beta z) + \sin(\beta z) v_1]^2 + \sin^2(\beta z) v_2^2}, \quad (23)$$

三维光孤子中心围绕着质心轨迹逆时针或者顺时针旋转时,其中心间距满足

$$d(z) = 2 \sqrt{[m\beta \cos(\beta z) + \sin(\beta z) v_1]^2 + \sin^2(\beta z) v_2^2}. \quad (24)$$

当  $v_2 = 0$  时,两光束在同一平面内发生周期性碰撞,三维光孤子相互作用转化为  $(1+1)$

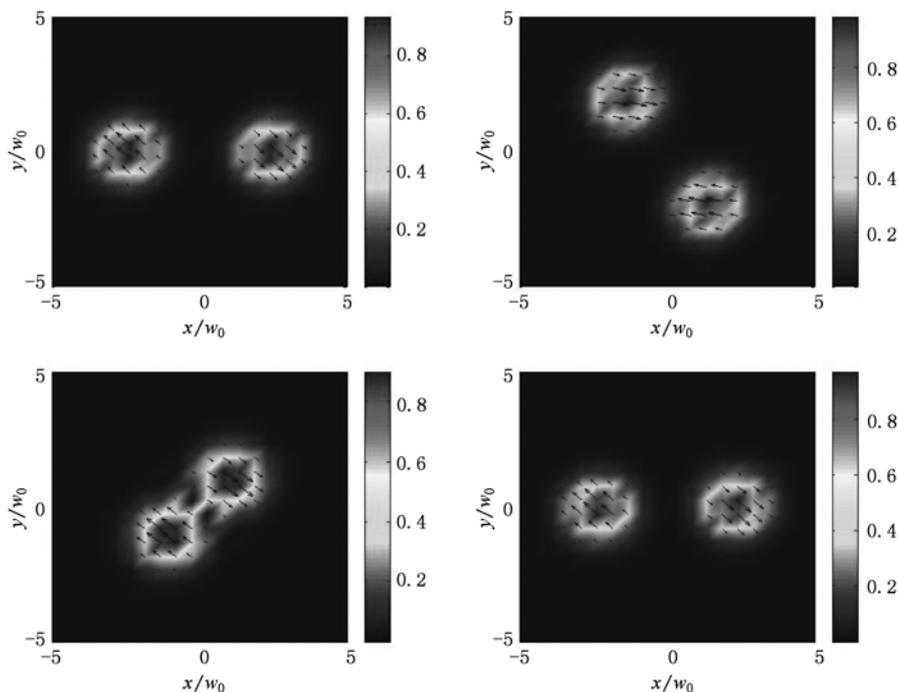


图4 异面斜对称入射双光束质心轨迹截面上坡印廷矢量分布 ( $v_1 = -v_2 = 0.069$ ,  $r = 1$ . 传输距离分别为  $z/z_R = 0, 1.8, 2.4, 3.1$ .  $z_R = 1/kw_0^2$  为瑞利长度)

维情况.

#### 4. 结 论

本文依据强非局域非线性介质中(1+2)维异面对称斜入射光孤子传输的解析解分析了双孤子短程相互作用. 由 Ehrenfest 理论和波动方程满足的守恒条件发现, 两束对称斜入射三维光孤子传输时

光束的质心轨迹为一个直线, 双光束的中心围绕该直线相互缠绕传输. 质心轨迹对于  $z$  的斜率与入射光束相位差以及振幅比有关. 文章给出了最大偏转角度与入射光束初始相位差之间的表达式. 只要适当控制振幅比并调节相位差就可以使光束质心偏转达到最大. 文章还数值模拟了(1+2)维光孤子传输过程中坡印廷矢量的变化, 揭示了三维空间光孤子围绕质心传输时缠绕运动的物理本质.

- [1] Snyder A W, Mitcher D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Bang O, Krolikowski W, Wyller J, Rasmussen J J 2002 *Physical Review E* **66** 046619
- [3] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Physical Review Lett.* **91** 073901
- [4] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Physical Review Lett.* **92** 113902
- [5] Zhang X P, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3178 (in Chinese) [张霞萍, 郭旗 2005 物理学报 **54** 3178]
- [6] Xu C B, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **45** 5194 (in Chinese) [许超彬, 郭旗 2005 物理学报 **54** 5194]
- [7] Zhang X P, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5189 (in Chinese) [张霞萍, 郭旗, 胡巍 2005 物理学报 **54** 5189]
- [8] Guo Q, Luo B, Yi F 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [9] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [10] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [11] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Physical Review A* **76** 053832
- [12] Hu W, Ouyang S G, Yang P B, Guo Q 2008 *Physical Review A* **77** 033842
- [13] Deng D M, Guo Q 2009 *New Journal of Physics* **11** 103029
- [14] Zhang X P, Liu Y W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8332 (in Chinese) [张霞萍, 刘友文 2009 物理学报 **58** 8332]
- [15] Zheng Y J, Xuan W T, Lu D Q, Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1875 (in Chinese) [郑亚建, 宣文涛, 陆大全, 欧阳世根, 胡巍, 郭旗 2010 物理学报 **59** 1875]
- [16] Hu W, T Zhang, Guo Q, Xuan L, Lan S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111

- [17] Stegeman G I, Segev M 1999 *Science* **286** 1518  
[18] Gordon J P 1983 *Opt. Lett.* **8** 596  
[19] Rasmussen P D, Bang O, Kmlkowski W 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066611  
[20] Yakimenko A I, Lashkin V M, Prikhodko O O 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066605  
[21] Greiner W 1989 *Quantum Mechanics: An Introduction* 1989 (4th Ed.) (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag)  
[22] Allen L, Padgett M J, Babiker M 1999 *Prog. Opt.* **39** 291

## Three-dimensional short-range interactions of strongly nonlocal optical spatial solitons \*

Zhang Xia-Ping †

(Department of Physics, Nanjing Xiaozhuang University, Nanjing 210017, China)

(Received 22 April 2010; revised manuscript received 26 May 2010)

### Abstract

Basing on the accurate Gaussian analytical solution of a pair of  $(1 + 2)$ D optical spatial solitons with symmetrical oblique incidence, we investigated the short-range interactions in the strongly nonlocal nonlinear media. Two solitons in close proximity can be intertrapped via the strong nonlocality, and propagate together in a stable spiral and the trajectory of mass center of solitons will deflect because of the phase difference and the ratio of the power of two solitons under the condition of momentum conservation. It is possible to find its application in planar all-optical interconnection in bulk media. We analyzed the evolution of the Poynting vector as they propagate through the strongly nonlocal media.

**Keywords:** strongly nonlocal nonlinear media, three-dimensional optical spatial solitons, short-range interactions, Poynting vector

**PACS:** 42.65.Tg, 42.50.Md

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of the Higher Education in Jiangsu (Grant No. 10KJD140004).

† E-mail: xpzhang@nuaa.edu.cn