

亚强非局域空间光孤子的相互作用^{*}

曹龙贵 陆大全 胡巍[†] 杨平保 朱叶青 郭旗

(华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室 广州 510006)

(2007 年 12 月 4 日收到 2008 年 3 月 2 日收到修改稿)

研究了亚强非局域空间光孤子的相互作用规律,从光线方程出发得到了孤子光束中心的演化性质以及相互作用周期的解析解.发现亚强非局域条件下孤子的初始间距和非局域特征长度的关系对孤子的相互作用周期有很大的影响,在斜入射时存在一个最大入射角,小于这个角度孤子才会吸引.数值模拟验证了理论解析的结果.

关键词:亚强非局域,相互作用,空间光孤子,全光开关

PACC:4265S,4270D

1. 引 言

空间光孤子由于其在全光开关,全光互连以及光子信息处理等方面有极其重要的潜在应用价值,近年引起了光学界的广泛关注.空间光孤子是由于光束衍射所致的光束展宽和光场与介质非线性相互作用的相互平衡所产生的.近年来已经在光折变材料、二次材料、玻色-爱因斯坦凝聚、铅玻璃、向列相液晶等不同的介质中发现了空间光孤子^[1-8].其中,非局域孤子非常引人注目.非局域空间光孤子是光场与非局域介质相互作用,介质的非局域响应所引起的非线性作用产生的空间光孤子.1997年,Snyder和Mitchell在强非局域条件下提出非局域线性模型(S-M模型)^[9],引起了对非局域空间光孤子的研究热潮.随后人们发现向列相液晶、铅玻璃都是强非局域材料,并在理论和实验上对此进行了大量研究^[10-17].

在强非局域孤子相互作用方面的研究也有不少,基本都是基于S-M模型或者强非局域模型^[18-20].S-M模型下空间光孤子相互作用的一个特点是具有线性叠加性质,相互作用周期与孤子的间距(d_0)无关,前提是非局域特征长度(w_m)远大于孤子的束宽以及间距.亚强非局域孤子的相互作用不同于强非局域的,它可以分成两种情况,一种是非局域特征程度不够大;另一种是非局域特征程度

很大,但是孤子的间距不小,可以与非局域特征长度相比拟,这时相对的非局域程度就不够强.在亚强非局域条件下没有线性叠加的性质,因此孤子的相互作用比强非局域条件下的复杂的多.据我们所知,亚强非局域条件下空间光孤子的相互作用还未有文献提及.

本文在亚强非局域条件下从光线方程出发研究了孤子光束中心的演化性质,并得到了它们的相互作用周期的规律.发现非局域特征长度 w_m 与孤子的间距间的关系对孤子的相互作用周期有决定性的影响,同时发现在斜入射时存在一个最大入射角,大于这个角度孤子就无法吸引.数值模拟验证了我们的理论结果.

2. 亚强非局域条件下的单孤子解

在 $(1+1)$ 维非局域非线性介质中 $[(1+1)D]$, 傍轴近似条件下,光束 $A(x, z)$ 的演化满足非局域非线性薛定谔方程(NNLSE)

$$2ik\partial_z A + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2k^2 \frac{n_2}{n_0} A \int R(x-x') |A(x', z)|^2 dx' = 0 \quad (1)$$

式中 $k = \omega n_0 / c$ 为波数, n_0 是材料的线性折射率, n_2 是非线性折射率系数, x, z 分别为二维横向以及纵向空间坐标(光束传输方向), $R(x)$ 是材料的非

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10674050)和广东省高等学校科技创新团队项目(批准号:06CXTD005)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: huwei@scau.edu.cn

局域非线性响应函数, 满足归一化条件

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(x) dx = 1.$$

方程(1)中非线性折射率 $\Delta n(x)$ 可以表示为

$$\Delta n(x) = n_2 \int R(x-x') |A(x', z)|^2 dx'. \quad (2)$$

在强非局域非线性介质中, 由于材料的特征响应长度远大于光束的宽度, 因此可以采取把材料的响应函数 $R(x)$ 泰勒展开的方法, 并取前几阶来研究非局域空间孤子的特性. 在 S-M 模型^[9] 或者强非局域模型^[21] 中, 通过把 Δn 或者响应函数展开到二阶, NNLSE 变为线性模型. 在这种情形下, 只要求出单孤子的解, 利用线性叠加原理比较容易得到双孤子的相互作用的解. 但是, 我们必须看到, 得到这种强非局域光孤子相互作用规律的前提是, 材料的特征长度 (w_m) 不但必须远大于光束的宽度 (w) 而且要远大于孤子之间的初始间距 (d_0), 即要求 $w_m \gg w$ 而且 $w_m \gg d_0$. 因此, 当 w_m 不是太大或者 d_0 可以与 w_m 相比拟的时候, 也就是在亚强非局域的情况下, 响应函数展开到二阶是不准确的.

为了得到亚强非局域孤子的特性及其相互作用规律, 响应函数必须展开到更高阶. 下面我们把响应函数展开到 4 阶来研究亚强非局域条件下孤子的相互作用规律. 我们把响应函数 $R(x)$ 在原点处泰勒展开到 4 阶, 忽略更高阶, 有

$$R(x) \approx R_0 - R_2 x^2 + R_4 x^4, \quad (3)$$

式中 R_0, R_2, R_4 分别为 $R(x)$ 在原点处展开式的 0, 2, 4 项阶的系数, 在这里展开式的奇数阶项为 0 是因为考虑到响应函数关于坐标轴对称, 为偶函数.

在亚强非局域条件下, 由方程(3)以及方程(2), 考虑对称性我们可以得到折射率的分布

$$\Delta n(x)/n_2 \approx C_0 - R_2 P_0 x^2 + R_4 P_0 x^4 + 6R_4 x^2 \int x'^2 |A(x', z)|^2 dx', \quad (4)$$

式中, $P_0 = \int |A(x', z)|^2 dx'$ 为双孤子的总功率, 参数 C_0 为常数, 有

$$C_0 = \int R(x') |A(x')|^2 dx' \approx \int (R_0 - R_2 x'^2 + R_4 x'^4) |A(x')|^2 dx'. \quad (5)$$

这时非局域非线性薛定谔方程(NNLSE)变为

$$2ik\partial_z A + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2k^2 \frac{n_2}{n_0} A \left(C_0 - R_2 P_0 x^2 + R_4 P_0 x^4 + 6R_4 x^2 \int x'^2 |A(x', z)|^2 dx' \right) = 0. \quad (6)$$

方程(6)与强非局域模型^[21]相比多了 x^4 项, 同时由于最后一项, 即光束二阶矩项的存在, 方程(6)不能简化为类似 S-M 模型的线性方程. 在亚强非局域的情况下, 文献[22]在把响应函数展开到 4 阶的条件下, 利用变分法得到亚强非局域条件下单孤子的高斯解^[22]

$$A(x, z) = A_0 \exp[i\theta(z)] \exp[-x^2/2w^2], \quad (7)$$

式中相位 $\theta(z)$ 为^[22]

$$\theta(z) = \left(-\frac{1}{2kw^2} + \frac{kn_2 P_0}{4n_0} (4R_0 - 2R_2 w^2) \right) z, \quad (8)$$

$P_0 = \int |A(x', z)|^2 dx'$ 为孤子的功率, 在孤子态下等于亚强非局域孤子的临界功率^[22]

$$P_c = \frac{1}{2R_2 w^4 k^2 n_2 (1 - 6w^2 R_4/R_2)/n_0}. \quad (9)$$

3. 亚强非局域空间光孤子的相互作用

我们注意到, 如果非局域程度足够强, R_4 可以忽略, 由(2)(4)式, 方程(6)可以简化为强非局域模型并可进一步简化为 S-M 线性模型^[9, 21]. 在这种情况下, 方程满足线性叠加原理, 只要知道单孤子的解, 就可以求出双孤子的相互作用解, 要求是双孤子的总功率等于单孤子的临界功率^[9, 18, 19].

与强非局域的情形类似, 在亚强非局域的条件下, 我们将 R_4 的贡献看作微扰, 所以双孤子的相互作用解 $A(x, z)$ 仍然有如下形式^[9, 18, 19]:

$$A(x, z) = a_0 \exp[i\theta(z)] \left\{ \exp\left[-\frac{(x-x_c(z))^2}{2w^2}\right] + iu(z)x \right\} + \exp\left[-\frac{(x+x_c(z))^2}{2w^2}\right] - iu(z)x \left. \right\}, \quad (10)$$

式中 a_0 为振幅, w 是光束束宽, $\theta(z)$ 是相位, $u(z)$ 的物理意义是波矢 k 的 x 分量; $x_c(z)$ 为光束中心在传输过程中会随着传输距离的变化而变化. $x_c(z)$ 在 S-M 模型以及强非局域模型下是余弦振荡, 且代表了双孤子相互吸引和交叉的周期过程. 在亚强非局域下, 我们假定双孤子态仍然保持, 但 $x_c(z)$ 不再是余弦振荡, 下面我们求解 $x_c(z)$ 的演化规律.

由方程(10)我们容易得到孤子的总功率

$$P_0 = \int |A(x', z)|^2 dx'$$

$$= 2\sqrt{\pi}a_0^2 w \left(1 + \exp \left[-\frac{x_c^2 + u^2 w^4}{w^2} \right] \right), \quad (11)$$

与强非局域一样,孤子的总功率 P_0 应当等于(9)式所示的单孤子的临界功率 P_c .

孤子在传输中功率守恒:

$$P(z) = P(0) = P_0,$$

假设孤子的初始位置

$$x_c(z=0) = x_{c0} = d_0/2$$

以及

$$u(z=0) = u_0,$$

由上式我们有

$$x_c^2 + u^2 w^4 = x_{c0}^2 + u_0^2 w^4 \equiv h_0^2. \quad (12)$$

由此可见,在孤子传输过程中,其光束中心以及波矢的 x 分量有固定的关系.利用这一关系式,我们可以得到方程(4)中最后一项的积分,即光束的二阶矩

$$\int x'^2 |A(x', z)|^2 dx' = \left(x_c^2 + \frac{w^2}{2} - \frac{h_0^2 \exp(-h_0^2/w^2)}{1 + \exp(-h_0^2/w^2)} \right) P_0. \quad (13)$$

在亚强非局域条件下, $h_0 \sim d_0 \sim w_m \gg w$, 故上式的最后一项相对前面两项来说小的多,我们可以忽略之,即

$$\int x'^2 |A(x', z)|^2 dx' \approx \left(x_c^2 + \frac{w^2}{2} \right) P_0. \quad (14)$$

结合(3)式,我们可以得到在亚强非局域介质中双孤子相互作用时,介质的折射率分布的非线性部分

$$\Delta n(x) = n_2 \left(C_0 - R_2 P_0 x^2 + R_4 P_0 x^4 + 6R_4 x^2 P_0 (x_c^2 + w^2/2) \right). \quad (15)$$

孤子在传输过程中,光束中心的演化体现了孤子的相互作用情况,相互作用是通过各自远程激发的 Δn 产生的,孤子向 Δn 高的地方偏转,这一过程和光线在非均匀折射率材料中的传输是一样的.因此,我们可以把孤子看成光线,用光线方程来处理双孤子的中心的运动轨迹.在几何光学中,光束中心 r 满足光线方程

$$n_0 \frac{d^2 r}{dz^2} = \text{grad } n, \quad (16)$$

式中折射率 $n = n_0 + \Delta n$, $\text{grad } n$ 是折射率在光束中心处的梯度.

同样,在我们的非局域空间光孤子 1+1 维系统中,光束中心 $x_c(z)$ 亦满足光线方程

$$n_0 \frac{d^2 x_c}{dz^2} = \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=x_c}. \quad (17)$$

将(15)式代入(17)式,并积分一次,可以得到光束中心 $x_c(z)$ 满足如下轨迹方程:

$$\frac{n_0}{2} \left(\frac{dx_c}{dz} \right)^2 = N_0 - N_2 x_c^2 + N_4 x_c^4, \quad (18)$$

式中 N_0 为积分常数,参量 N_2, N_4 分别为

$$\begin{aligned} N_2 &= n_2 (R_2 - 3R_4 w^2) P_0, \\ N_4 &= 4n_2 R_4 P_0. \end{aligned} \quad (19)$$

考虑光束中心 $x_c(z)$ 的初值: $x_c(0) = x_{c0}$, 以及

$\frac{dx_c}{dz} \Big|_{z=0} = \sigma$, 其中 x_{c0} 表示光束中心的初始位置, σ 是入射时光束中心的斜率, $\alpha = \tan^{-1} \sigma$ 是对应的入射角.由(18)式我们可以得到孤子的光束中心的运动轨迹满足

$$x_c(z) = \sqrt{\frac{N_2 - \sqrt{\Delta}}{2N_4}} \text{sn}(p, m^2), \quad (20)$$

式中 $\text{sn}(p, m^2)$ 为雅可比椭圆正弦函数,在方程(20)中,各参数为

$$\begin{aligned} p &= \sqrt{\frac{N_2 + \sqrt{\Delta}}{n_0}} z \\ &+ F(\sin^{-1}(x_{c0} \sqrt{2N_4(N_2 - \sqrt{\Delta})}), m^2) \end{aligned} \quad (21)$$

$$m^2 = \frac{N_2 - \sqrt{\Delta}}{N_2 + \sqrt{\Delta}}, \quad (22)$$

$$\Delta = N_2^2 - 4N_4 \left(\frac{n_0}{2} \sigma^2 + N_2 x_{c0}^2 - N_4 x_{c0}^4 \right). \quad (23)$$

而 $F(t, m^2)$ 和 $K(m^2)$ 分别为第一类椭圆积分和第一类完全椭圆积分,它们等于

$$F(t, m^2) = \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-m^2 t^2)}}, \quad (24)$$

$$K(m^2) = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-m^2 t^2)}}. \quad (25)$$

同时由方程(12)我们可以得到 $u(z)$ 的演化规律

$$u(z) = -\frac{1}{w^2} \sqrt{x_{c0}^2 + u_0^2 - \frac{N_2 - \sqrt{\Delta}}{2N_4} \text{sn}^2(p, m^2)}. \quad (26)$$

因为雅可比椭圆正弦函数为双周期函数,它的实周期为 $4K(m^2)$.由(20)(21)式我们可以得到光束中心 $x_c(z)$ 的演化周期.同时,我们知道光束中心的轨迹的周期是双孤子相互作用周期的两倍,因此,双孤子相互作用的周期 Γ 为

$$\Gamma = \frac{2}{\sqrt{(N_2 + \sqrt{\Delta})n_0}} K(m^2). \quad (27)$$

由(20)(27)式我们可以知道,在亚强非局域的

条件下,孤子的轨迹不再是余弦函数,而且,双孤子的相互作用周期也不是与它们的间距无关,而是随着间距的增大而增大.

如果介质的非局域程度很强,非局域特征长度 w_m 远大于孤子的初始间距 d_0 ,这时候响应函数的 4 阶导数可以忽略,也就是 $R_4 = 0$,由(20)式,椭圆函数退化为余弦函数.在这种强非局域情况下,如果孤子平行入射, $\alpha = 0$,孤子的轨迹是

$$x_c(z) = x_{c0} \cos(\sqrt{2N_2/n_0}z);$$

孤子的相互作用周期

$$\Gamma = \pi / \sqrt{2N_2/n_0},$$

与孤子的初始间距无关.如果考虑这种情况下的具体的功率,结合(9)(19)式,光束中心

$$x_c(z) = x_{c0} \cos(z/kw^2),$$

相互作用周期

$$\Gamma = \pi kw^2.$$

这正是 S-M 强非局域模型的结论^[9].

同时我们注意到,孤子斜入射的入射角对相互作用的影响很大.因为 $K(m^2)$ 为单调增函数,而且 $K(1) = \infty$,由(22)(27)式我们知道,当 $\Delta \rightarrow 0$ 时, $m^2 \rightarrow 1$, $\Gamma \rightarrow \infty$,因此,如果要求双孤子能够碰撞必须有 $\Delta > 0$,即 σ 存在一个最大值 σ_{\max} ,

$$\sigma_{\max} = \left\{ \frac{2}{n_0} \left(\frac{N_2^2}{4N_4} - N_2 x_{c0}^2 + N_4 x_{c0}^4 \right) \right\}^{1/2}. \quad (28)$$

从而入射角也存在一个最大值 $\alpha_{\max} = \tan^{-1} \sigma_{\max}$.

4. 亚强非局域空间光孤子相互作用规律的分析以及讨论

4.1. 双孤子平行入射

我们首先讨论双孤子平行入射的情况,为了验证我们的理论的正确性,下面把我们的理论结果与数值模拟结果相比较.我们假设介质的响应为高斯型响应函数:

$$R(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}w_m} \exp\left(-\frac{x^2}{w_m^2}\right), \quad (29)$$

式中 w_m 表示材料的非线性非局域特征长度, w_m 越大意味着非局域程度越强.由(3)式我们可以得到

$$R_2 = 1(\sqrt{\pi}w_m^3),$$

$$R_4 = 1(2\sqrt{\pi}w_m^5).$$

由(9),(19)(20)(27)式我们可以得到高斯响应下孤子光束中心的演化性质以及相互作用周期的规律.

下面,在不同的非局域条件下,我们比较理论和数值模拟的结果.我们首先讨论双孤子平行入射的情况,孤子在传播一个周期之后恢复初始的间距,如此周期性重复,如图 1 所示.首先令两束光的初始间距 $d_0 (= 2x_{c0})$ 等于 $4w$,当 $w_m = 5w$ 时,理论计算的周期比数值模拟的稍大(见图 1(a));但当 $w_m = 10w$ 时,理论和数值模拟的结果基本重合(见图 1(b)).我们注意到,亚强非局域下光束中心演化满足雅可比椭圆正弦函数 sn ,这虽然与强非局域下满足的余弦函数不一样,但它们的形状很接近,因此我们在前期实验中不容易看出它们的差异,只有在演化相当一段距离之后才能看出二者的区别.当间距比较大($d_0 = 30w$)时,在 $w_m = 35w$,即 w_m 与

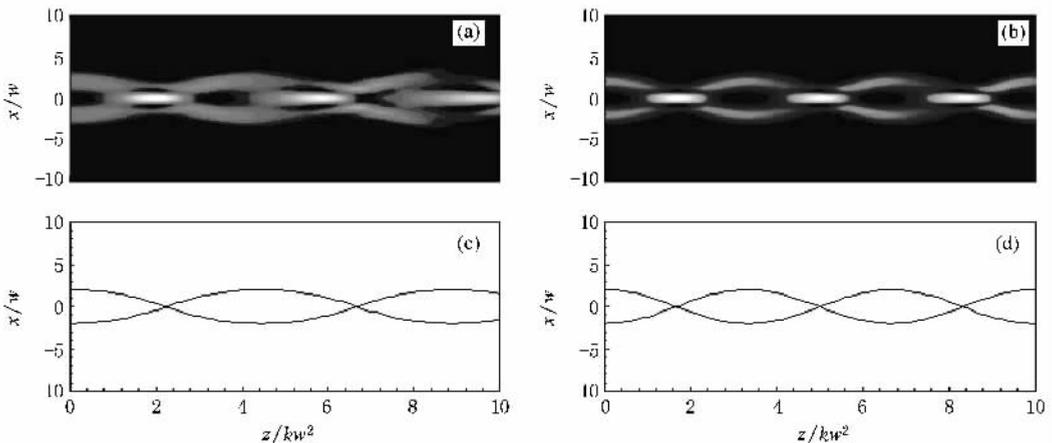


图 1 平行入射时,不同非局域下孤子光束中心的演化,间距 $d_0 = 4w$.(a)(b)为数值模拟结果,(c)(d)为理论计算结果.(a)(c)特征长度 $w_m = 5w$,(b)(d)特征长度 $w_m = 10w$

d_0 基本相当时,理论与数值模拟得到的光束中心的演化基本一致,只是理论计算的演化周期比数值模拟的稍大一点点;而在 $w_m = 50w$ 时,理论跟数值模

拟吻合的相当好(见图 2).这说明利用光线理论能够很好地处理亚强非局域孤子的相互作用问题.

我们继续讨论孤子的相互作用周期与它们的初

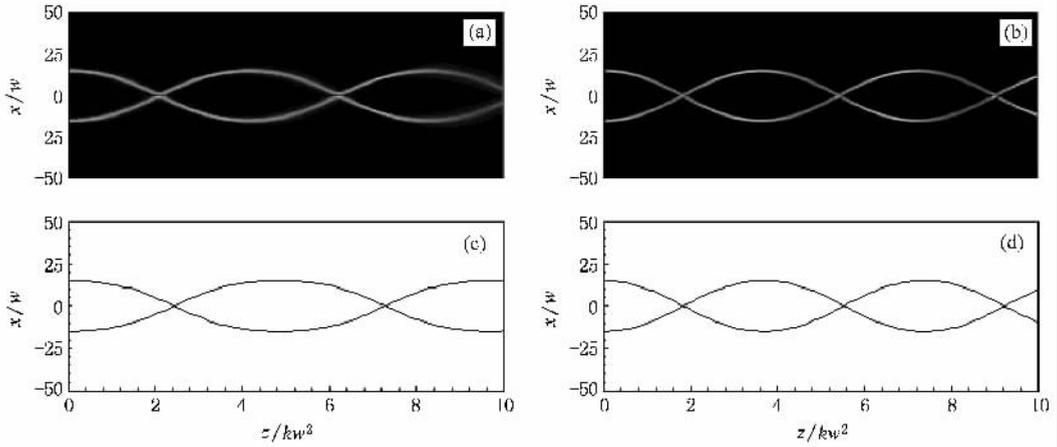


图 2 平行入射时,不同非局域下孤子光束中心的演化,间距 $d_0 = 30w$. (a)(b)为数值模拟结果,(c)(d)为理论计算结果. (a)(c)特征长度 $w_m = 35w$, (b)(d)特征长度 $w_m = 50w$.

始间距的关系.如图 3 所示,在亚强非局域相互作用下,孤子的光束中心满足雅可比椭圆函数而不是余弦函数.相互作用周期 Γ 与孤子的初始间距 d_0 的关系遵循第一类完全椭圆积分,并不与孤子的间距无关,而是随着间距的增大而增大.随着 d_0 与 w_m 的比值的增大, Γ 从缓慢增大到急剧增大.我们可以看到,在 d_0 的大小可以和 w_m 相比拟时,理论结

果跟数值模拟的结果吻合的非常好.我们可以预期,如果把响应函数展开到更高阶,理论结果将更加精确.同时我们注意到,图 3(c)中, $w_m = 50w$,在 $d_0 < 10w$ 这一段曲线基本是平的.这表明当非局域程度远大于束宽以及孤子的间距时,相互作用的周期与孤子的间距无关,这也是 S-M 线性模型下的结论.

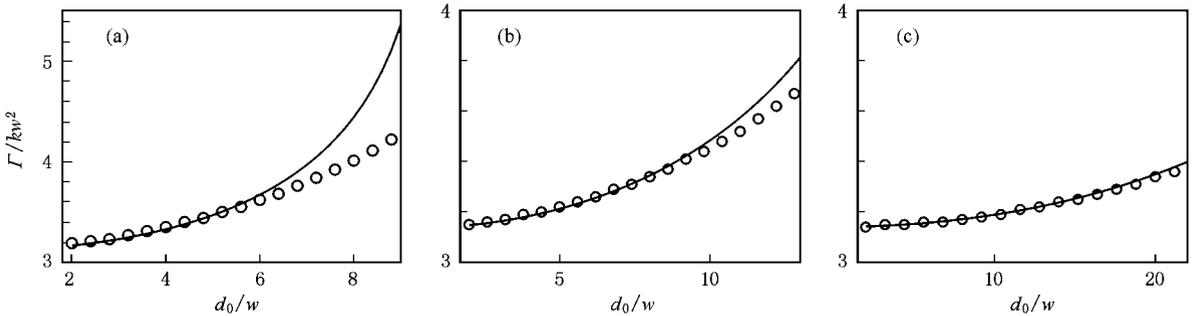


图 3 平行入射时,在不同非局域条件下,孤子相互作用周期 Γ 与孤子初始间距 d_0 的关系(实线为理论结果,圆圈为数值模拟结果)(a) $w_m = 10w$; (b) $w_m = 20w$; (c) $w_m = 50w$

4.2. 双孤子斜入射

下面讨论双孤子斜入射对相互作用的影响.由方程(28)我们知道,在孤子间距和特征长度一定的条件下存在一个最大入射角度 α_{max} .如图 4 所示,

α_{max} 随着 w_m 的增大而增大,随着 d_0 的增大而减小.我们注意到,在 $w_m \gg d_0$ 时,最大入射角接近 $\pi/2$.这意味着在入射角比较大时,开始时孤子的间距越来越大,但如果非局域程度足够强,孤子仍然会吸引并导致最终碰撞.

在斜入射时,在 w_m, d_0 一定的情况下,随着入射角 α 的增大,光束由强吸引碰撞慢慢变为弱吸引乃至平行传输(见图 5).

射时相互作用周期 Γ 与特征长度 w_m 以及孤子初始间距 d_0 的关系,如图 6 所示, Γ 随着 w_m 的增大而减小,随着 d_0 的增加而增大.

由(9)(19)(20)(27)式我们也可以得到斜入

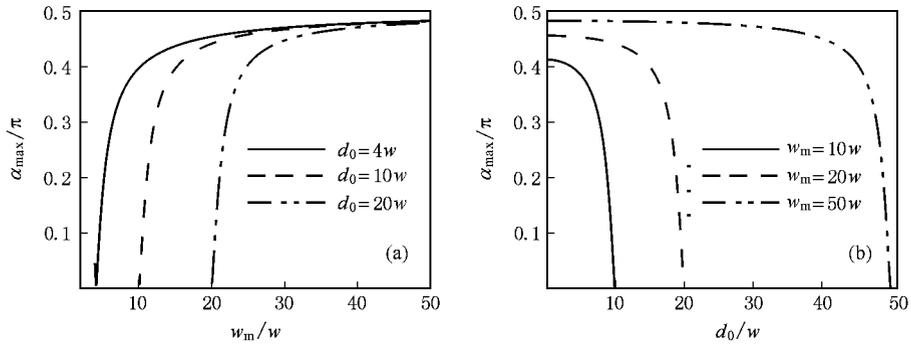


图 4 最大入射角 α_{\max} 跟特征长度 w_m (a) 和间距 d_0 (b) 的关系

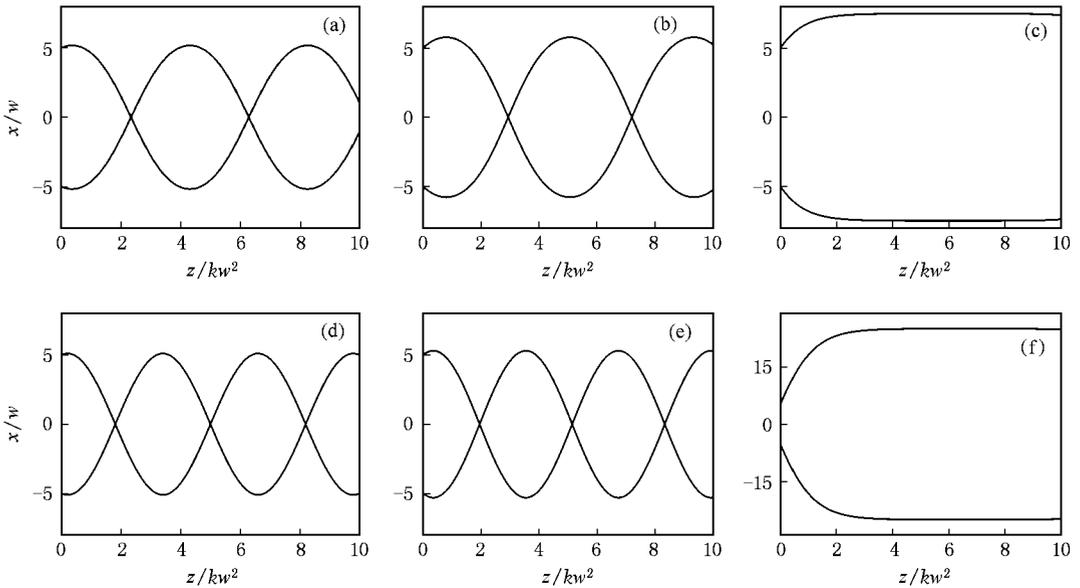


图 5 斜入射时,光束中心轨迹的演化 (a)–(c), $w_m = 15w$, 入射角分别为 $\pi/4, 0.352\pi, 0.395\pi$, (d)–(f), $w_m = 50w$, 入射角分别为 $\pi/4, \pi/3, 0.48\pi$. 孤子间距 $d_0 = 10w$

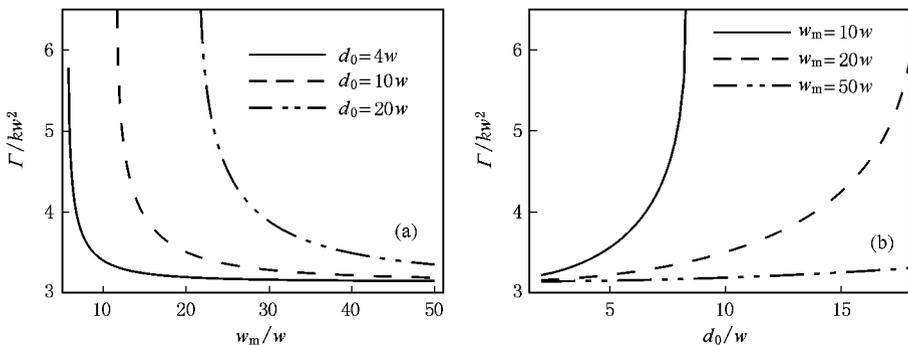


图 6 斜入射时,孤子相互作用周期 Γ 与特征长度 w_m (a) 以及孤子初始间距 d_0 (b) 的关系(入射角均为 $\pi/4$)

5. 结 论

本文研究了在亚强非局域条件下空间光孤子的相互作用规律.在亚强非局域的情况下孤子的作用周期依赖于它们的初始间距 d_0 以及非局域特征长度 w_m ,这不同于 Snyder-Mitchell 线性模型.本文的

出发点是把孤子看成光线,利用光线方程得到了孤子的光束中心演化的规律以及决定相互作用周期的因素,而且这个理论结果与数值模拟结果吻合很好.同时,在斜入射时,在 d_0 和 w_m 一定时,存在一个最大入射角 α_{\max} ,入射角大于 α_{\max} 时孤子将不能碰撞.控制空间光孤子的相互作用对于研究新型的全关开关,全光逻辑门具有重要意义.

- [1] Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923
- [2] Duree G C , Schultz J L , Salamo G J , Segev M , Yariv A , Crosignani B , Porto P D , Sharp E J , Neurgaonkar R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [3] Pedri P , Santos L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 200404
- [4] Steblina V V , Kivshar Y S 1998 *Opt. Lett.* **23** 156
- [5] Rotschild C , Alfassi B , Cohen O , Segev M 2006 *Nature Physics* **2** 769
- [6] Peccianti M , Conti C , Assanto G 2005 *Opt. Lett.* **30** 415
- [7] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [8] Zhang T , Hu W , Long X W , Guo Q , Liu H Y , Wang X A 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 143 (in Chinese) [张 涛、胡 巍、龙学文、郭旗、刘海英、王新爱 2007 光学学报 **27** 143]
- [9] Snyder A W , Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [10] Alfassi B , Rotschild C , Manela O , Segev M 2007 *Opt. Lett.* **32** 036617
- [11] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [12] Peccianti M , Conti C , Assanto G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [13] Hu W , Zhang T , Guo Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111
- [14] Long X W , Hu W , Zhang T , Guo Q , Lan S , Gao X C 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 1397 (in Chinese) [龙学文、胡 巍、张 涛、郭旗、兰 胜、高喜存 2007 物理学报 **56** 1397]
- [15] Rasmussen P D , Bang O , Królkowski W 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066611
- [16] Peccianti M , Conti C , Assanto G , De Luca A , Umeton C 2003 *J. Nonl. Opt. Phys. Mat.* **12** 525
- [17] Peccianti M , Brzdaliewicz , Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [18] Xie Y Q , Guo Q 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 3020 (in Chinese) [谢逸群、郭 旗 2004 物理学报 **53** 3020]
- [19] Xie Y Q , Guo Q 2004 *Opt. Quantum Electron.* **36** 1335
- [20] Xu C B , Guo Q 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5194 (in Chinese) [许超彬、郭 旗 2005 物理学报 **54** 5194]
- [21] Guo Q , Luo B , Yi F , Chi S , Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [22] Guo Q , Luo B , Chi S 2006 *Opt. Commun* **259** 336

Interaction between spacial optical solitons in sub-strongly non-local nonlinear media^{*}

Cao Long-Gui Lu Da-Quan Hu Wei[†] Yang Ping-Bao Zhu Ye-Qing Guo Qi

(*Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 4 December 2007 ; revised manuscript received 2 March 2008)

Abstract

We investigate the interaction between spacial optical solitons in the sub-strongly non-local nonlinear media. From the light-rays equation, we obtained the evolution rule of the beam centers and found that the ratio of initial separation d_0 between solitons and the characteristic length w_m of the nonlocal nonlinearity have decisive influence on the interaction. We also found the largest angle below which the solitons can be attracted at oblique incidence. Numerical simulations confirm our theoretical results.

Keywords : sub-strongly non-locality, interaction, spacial optical soliton, all-optical switching

PACC : 4265S, 4270D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10674050) and the Program for Innovative Research Team of the Higher Education in Guangdong Province, China(Grant No.06CXTD005).

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