

多个光伏空间亮孤子相互作用研究^{*}

江德生 余卫龙[†]

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2004 年 7 月 5 日收到, 2004 年 9 月 14 日收到修改稿)

用数值方法分析了多个平行传播一维光伏空间亮孤子之间的相干相互作用. 结果表明, 同相多个孤子相互作用时, 它们不同于两个孤子时的周期性的融合和分开, 而是会在整体吸引靠近过程中发生孤子的逐步融合作用. 多个孤子相互之间发生能量耦合作用时, 可简单归结为三种基本的相互作用模式. 而邻近相互反相的多个孤子相互作用时, 能保持很好的稳定传播特性, 其对形成孤子阵列及阵列波导具有指导意义.

关键词: 光伏空间孤子, 多个孤子, 相互作用

PACC: 4265S, 4265J

1. 引言

十多年来, 光折变空间孤子一直是非线性光学孤子领域的研究热点. 光折变孤子间的碰撞和相互作用更是以其新奇的物理现象及其在光控光方面的应用前景引起了人们的广泛兴趣^[1-14]. 两个相干且平行传播的光折变亮孤子之间存在着吸引或排斥的相互作用, 其效应取决于两束光的初相位差^[1-3]. 而非相干的两个亮孤子的相互作用总是相互吸引的, 与它们的初相位无关^[4-7]. 文献 [12] 在理论上证明了在光折变 SBN 晶体中一个非相干的暗孤子跟一束部分非相干的亮光束相互作用, 可以使亮光束的光强分布变得尖锐, 相干性加强. 文献 [13] 用数值方法在理论上研究了异色光伏亮孤子之间的平行相互作用, 发现光伏亮孤子之间除了相互吸引作用外还存在光能在孤子诱导波导间的耦合, 相互作用的孤子只在有限的传播距离内保持稳定, 且这种作用是非弹性的. 文献 [14] 用数值方法研究了暗-暗及亮-暗孤子之间的非相干相互作用, 发现光伏暗孤子之间随着相互距离的不同表现为不同的作用形式, 而暗孤子与亮孤子的作用也随着相互距离的不同, 可引起亮孤子的光强分布变尖锐或平缓, 还可以使得亮孤子发生能量转移. 就我们所知, 到目前为止, 对

光折变孤子相互作用的研究, 主要集中在两个孤子的相互作用, 而对于多个孤子之间的相互作用则研究得比较少. 当多个孤子共同传播和相互作用时, 其可能存在着与两个孤子作用时不同的相互作用特征, 从而提供新的应用前景. 在许多实际问题和应用中, 往往就需要在一块介质中同时传输多个孤子, 此时就不可避免地要考虑它们的相互作用. 另外, 近年来引起广泛关注的分立孤子和孤子阵列^[15, 16], 其中就涉及到大量孤子的共同传播和相互作用. 因此研究多个孤子同时传播时的相互作用规律有着重要的理论和实际意义. 在考虑背景光伏效应时, 光折变光伏晶体中可以支持光伏空间孤子, 且孤子的形成不需要外加电场, 是全光的^[17, 18]. 本文采用数值分析的方法研究多个平行传播的光伏空间孤子的相干相互作用. 结果发现, 同相多个孤子相互作用时, 它们不同于两个孤子时的周期性的融合和分开, 而是在整体吸引靠近过程中发生孤子的逐渐融合作用. 多个孤子发生能量耦合作用时, 涉及三种基本的相互作用模式, 以此讨论其相互作用特征. 而相互反相的多个孤子相互作用时, 能保持很好的稳定传播特性, 其对形成孤子阵列和阵列波导具有指导意义.

2. 基本理论

假定真空波长为 λ 的信号光在光折变晶体中

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10074082, 10374121) 广东省自然科学基金(批准号: 001192, 031567) 资助的课题.

[†] E-mail: stils02@zsu.edu.cn

沿 z 方向传播, x 方向设在晶体的 c 轴方向, 同时也是信号光场的振动方向和光束的衍射方向. 对光折变光伏晶体, 在考虑了背景光的光伏效应, 并忽略了扩散场效应的情况下, 采用与文献 [13] [19] 类似的方法, 可得到信号光场在光折变光伏晶体中传播时的无量纲演化方程

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{i}{L} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + b \frac{1+r|u|^2}{1+|u|^2} u \right), \quad (1)$$

式中, $r = k^e/k_b^o$, $|u|^2 = sI/s_b I_b$, $\zeta = z/z_0$, $\xi = x/x_0$, $L = kx_0^2/z_0$, $b = k^2 x_0^2 n^2 r_{\text{eff}} E_p / 2$, $E_p = k_b^o \gamma N_A / q\mu$. 其中, n 为本底折射率, $k = n2\pi/\lambda$, k^e 和 k_b^o 为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数, I 和 I_b 分别为信号光和背景光的光强, s 和 s_b 为晶体对信号光和背景光的吸收截面, x_0 和 z_0 为任意选定的两个比例尺长度, r_{eff} 为信号光的线性电光系数, γ 为复合率系数, N_A 为补偿电离施主的受主密度, $-q$ 为电子的电量, μ 为电子迁移率. 设 $u = y(\xi) e^{i\Gamma\xi/L}$, 其中 Γ/L 为入射光束在晶体中传播时的附加相移, 则 (1) 式变为

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} = 2 \left(\Gamma - b \frac{1+ry^2}{1+y^2} \right) y, \quad (2)$$

这就是单色光伏孤子方程. 对于本文将要考虑的 $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ 晶体, 其对信号光和背景光的有效光伏系数均小于 0, 晶体的折射率改变为负, 上面的 b 也为负值. 对单色亮孤子, 设 $y(\xi) = \sqrt{B}\eta(\xi)$, $0 < \eta(\xi) \leq 1$, 并利用亮孤子边界条件^[20,21], 由 (2) 式可得关系 $\Gamma = br - b(r-1)\ln(B+1)/B$ 和 $r < 1$, 及归一化的亮孤子方程

$$\eta'' = 2b(r-1)\eta \left[\frac{1}{1+B\eta^2} - \frac{\ln(1+B)}{B} \right], \quad (3)$$

因此, 对上述折射率改变为负的 $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ 晶体, 当信号光对背景光的有效 Glass 系数之比 $r < 1$ 时, 可支持空间亮孤子. 现在以此光伏亮孤子为例讨论多个孤子之间的相互作用. 我们以真空波长 $\lambda_1 =$

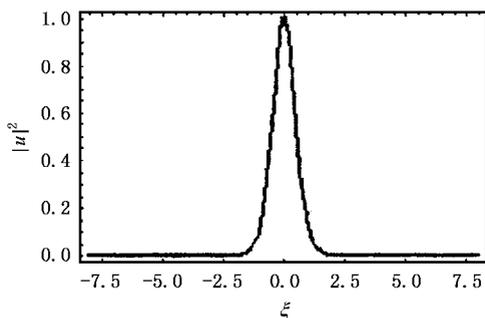


图1 信号光束的初始横向光场分布

632.8nm 的 e 光为信号光, 背景光是波长为 $\lambda_b = 514.5\text{nm}$ 的 o 光. 这些波长的光可以从 Ar^+ 激光器获得. 在 $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ 晶体中, 上述的光场条件对应下列的参数: $n^o = 2.29$, $n^e = 2.20^{[22]}$, $r_{\text{eff}} = 30.9\text{pm/V}^{[23]}$, $E_p = -27\text{kV/cm}^{[20]}$, 另外, 我们测得 $r = k_1^e/k_b^o = 100/264$. 在计算中取比例尺 $x_0 = 10\mu\text{m}$, $z_0 = 1\text{mm}$, 晶体长度取 $d = 20\text{mm}$. 相对于这些参数, $L = 2.18$, $b = -9.63$. 我们取 $B = 1$, 利用以上参数对方程 (3) 作数值求解, 可获得单色光伏亮孤子解. 以此作为信号光束的初始横向光场分布, 如图 1 所示, 此时光束的光强半高宽为 $\xi_{\text{FWHM}} = 1.12$.

当多个孤子同时平行入射晶体时, 在入射面处的初始光场分布为

$$u = \sum_n \sqrt{B} \gamma(\xi - h_n) e^{i\varphi_n}, \quad (4)$$

其中 $\gamma(\xi)$ 为孤子的横向光场分布, \sqrt{B} 为孤子光场振幅峰值, h_n 和 φ_n 分别为第 n 个孤子在入射面的中心位置和初始相位. 我们在计算中取相邻孤子的中心间隔 $\Delta\xi = 3$, 使得相邻孤子的光场分布的边缘有一定的重合, 以便研究其相互作用. 以 (4) 式作为初始条件, 对方程组 (1) 作数值求解, 就可得到信号光在晶体中的演化, 从而可知其在晶体中的相互作用.

3. 平行靠近传播的多个光伏孤子的相干相互作用

3.1. 多个同相光伏孤子之间的相互作用

两个平行传播的同相光伏孤子作用时, 它们会彼此吸引靠近, 进而在传播过程经历融合-分开-融合的周期作用, 其类似于克尔孤子间的作用, 且与光强大小无关, 如图 2(a) 所示. 当三个或以上的多个同相孤子作用时, 它们不再具有这种周期性的作用特征. 三个孤子作用时, 它们会相互吸引靠近, 同时中间一个孤子的能量逐渐转移到两边, 三个孤子融合为两束, 但其不稳定, 接着又分裂为三个孤子, 以一定的角度逐渐分开传播, 而且能量主要集中在中间的一个孤子, 如图 2(b) 所示. 四个孤子作用时, 它们在相互吸引靠近过程首先中间两个孤子融合为一个, 并与旁边两个孤子发生一定的能量交换作用, 最后以三个孤子形式传播, 如图 2(c) 所示. 五个孤子相互作用时, 它们在整体相互吸引靠近过程首先是中间三个孤子融合为两个, 紧接着又融合为一个, 进

而和旁边两个孤子并行传播,注意到在发生融合作用后光场仍会经历一定的调整,并在 $\zeta = 15$ 处出现有少量的能量从两边泄漏出去,如图 2(d)所示.进一步的研究表明,更多的同相孤子平行传播时的相互作用规律与此类似,一般总是在阵列整体吸引靠近的同时,处于阵列内部的孤子发生逐步的融合.这

里的数值分析结果与文献 15 报道的大型二维孤子阵列靠近传播时会发生孤子融合的实验结果一致.若要抑制多孤子间的这种相互作用,可通过增大孤子间的距离,使其相互作用减弱.对上述的多个孤子作用,当孤子间的距离增大到 $\Delta\xi = 4.2$ 左右,它们在晶体长度范围内没有融合作用发生.

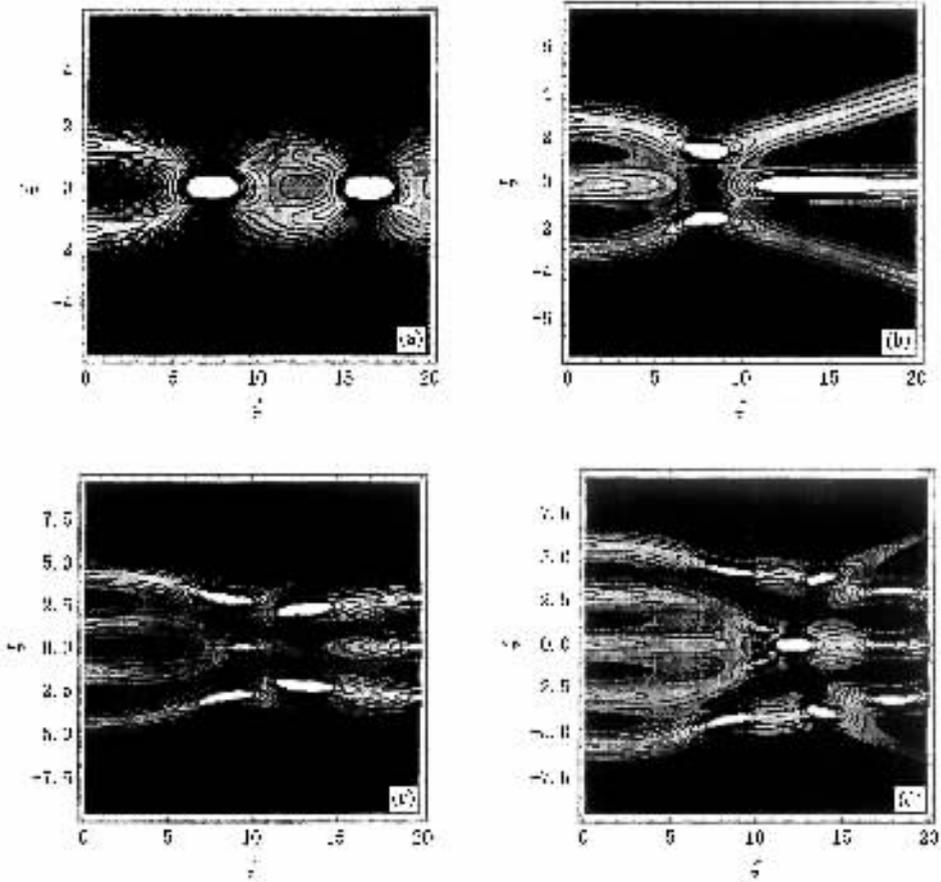


图 2 两个(a),三个(b),四个(c)和五个(d)同相光伏孤子相互作用时的光强等值线图

3.2. 多个光伏空间孤子的能量耦合作用

两个有一定相位差(如 $\pi/2$)的光折变孤子之间会发生能量的转移.通过对两孤子发生的这种能量耦合作用作细致的分析,我们发现,孤子之间的这种能量耦合作用并不只是单向的,而是在一定的作用距离达到正向能量转移的最大值,我们称之为最佳能量转移距离.超过这个作用距离,孤子之间的能量转移方向将发生逆转,但由于这个时候伴随着两个孤子开始排斥分开,因此这种逆向的能量转移作用相对较弱.两孤子的这种能量耦合作用如图 3 所示,

(a)为两个相位差为 $\frac{\pi}{2}$ 的孤子相互作用的光强等值

线图.由图可知,在相互作用的开始阶段,光场能量由孤子 1 转移到孤子 2,在 $\zeta = 10$ 附近这种正向的能量转移达到最大值,同时在这时两孤子开始分开,并且孤子间的能量转移方向发生逆转,但逆向转移的能量相对很少.由此,当两孤子的作用距离为最佳能量转移距离时,可获得孤子间的最大的能量转移,同时两孤子能较好地保持初始平行传播的方向.超过这个距离,孤子间的能量转移的方向将发生逆转,并且两孤子的传播方向也开始发生偏折.

在多个孤子情况下,孤子间的这种能量转移方向的逆转同样存在,但与两个孤子作用时能量只在两个孤子之间交换和传输不同,多孤子发生能量耦

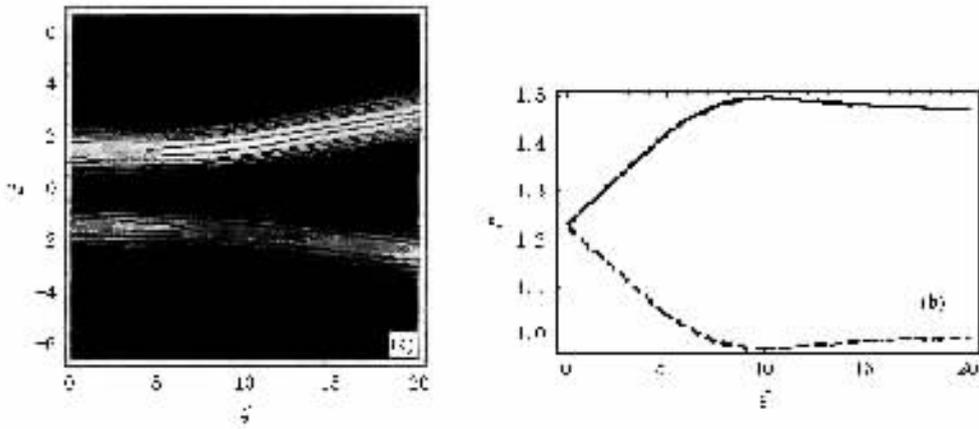


图3 (a)两个孤子相互作用的光强等值线图,其中中心在 $\xi = -1.5$ 处的孤子1初相位为0,中心在 $\xi = 1.5$ 处的孤子2初相位为 $\frac{\pi}{2}$ (b)两孤子的能量分别随作用距离的变化曲线,其中虚线代表孤子1,实线代表孤子2

合作用时,依照其孤子数目及相对相位关系的不同,各孤子之间在能量耦合的强弱和方向上可以存在着更为复杂的关系.由于多孤子情况下的能量耦合作用主要涉及内部的孤子跟其旁边两个孤子的作用和边缘的孤子跟其旁边的一个孤子的作用,这与三个孤子相互作用时,处于中间的孤子同时与旁边的两个孤子作用,而旁边的两个孤子只跟中间一个孤子作用的情况类似.因此多孤子作用时能量耦合的基

本特性可通过研究三孤子时的作用规律而简单得出.若把两个孤子能量耦合作的方式记为“ $1 \rightarrow 2$ ”模式(其中1,2代表相互作用的两个孤子,箭头代表正向的能量转移方向,如孤子1初相位为0,孤子2初相位为 $\pi/2$ 时的情况,以下类似),三个孤子时的能量耦合作用可简单地归结为“ $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ ”;“ $1 \rightarrow 2 \leftarrow 3$ ”及“ $1 \leftarrow 2 \rightarrow 3$ ”三种模式.其中在“ $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ ”模式中,中间的孤子2一方面从孤子1获得能量,一方面又

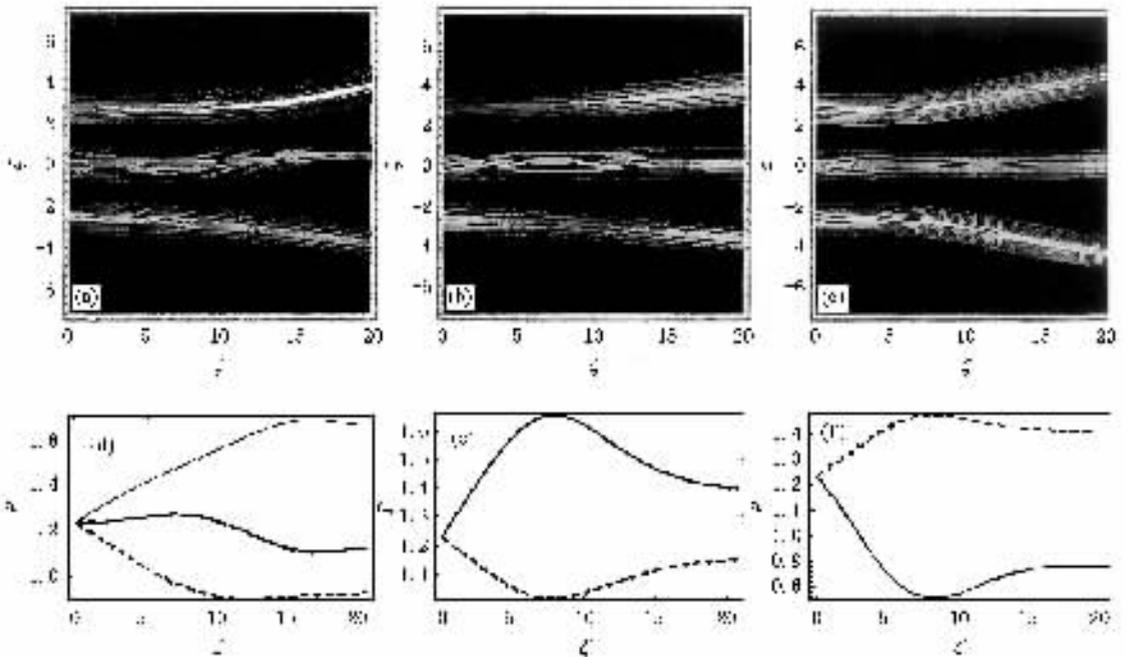


图4 三个孤子在“ $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ ”(a)、“ $1 \rightarrow 2 \leftarrow 3$ ”(b)及“ $1 \leftarrow 2 \rightarrow 3$ ”(c)作用模式时的光强等值线图,由下至上的光束分别对应孤子1,2,3;(d)(e)(f)为对应的孤子能量随作用距离的变化曲线,其中(d)中粗虚线,实线,及细虚线分别代表孤子1,2,3;(e)(f)中实线对应孤子2,虚线对应孤子1,3

同时向孤子 3 输送能量,而在“ $1 \rightarrow 2 \leftarrow 3$ ”或“ $1 \leftarrow 2 \rightarrow 3$ ”模式中,孤子 2 同时向两边获取或输送能量.这三种模式对应的三孤子能量耦合作用如图 4 所示.在“ $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ ”模式时,如图 4(a)(d)所示,孤子 1 右方有两个孤子可获得能量,但孤子 1 输出的能量比只有孤子 2 存在时多 25% 左右,而最佳能量转移距离增加了 20%.而对于孤子 2,它一方面从孤子 1 获得能量,一方面又向孤子 3 传输能量,但它的能量收支并不平衡,总体上呈减少趋势.这是因为此时孤子 2 与孤子 3 的最佳能量转移距离比孤子 1 与孤子 2 之间的要大,因此孤子 2 向孤子 3 正向输送能量的比其从孤子 1 获得的能量要多,从而在整体上呈现能量亏损.这也同时解释了孤子 3 的能量增长比孤子 1 的能量输出要大.在“ $1 \rightarrow 2 \leftarrow 3$ ”和“ $1 \leftarrow 2 \rightarrow 3$ ”模式时,如图 4(b)(e)(c)(f)所示,中间孤子 2 同时向两边孤子获取或输送能量,其获得的能量比两孤子作用下差不多大两倍,而最佳能量转移距离要少一些.而旁边两孤子向中间孤子获取或输出能量时,其能量转移总量基本不受另一边有孤子发生同样作用的影响,即它们不存在着竞争关系,反而这样作用由于最佳能量转移距离的减小而有所加快.另外值得注意的是,在这两种情况下逆向的能量转移作用有了很大的加强,在“ $1 \leftarrow 2 \rightarrow 3$ ”模式时逆向转移

的能量比“ $1 \rightarrow 2$ ”模式时增大了五倍,而在“ $1 \rightarrow 2 \leftarrow 3$ ”模式时增大了十倍,这在实际应用中是需要考虑的.

3.3. 相互反相的多个光伏空间孤子相互作用

当两个反相的孤子平行靠近传播时,它们会相互排斥分开,但不会发生相互之间的能量转移,从而能在传播过程保持较好的孤子形状,只是它们的传播轨迹都相对原来的入射方向有较大的偏折^[10].当有更多相互反相的孤子平行传播时,它们之间也会存在着这种相互排斥作用.由于多孤子情况下除了处于边缘的孤子只受到一个方向的排斥力外,其余的孤子都受到来自两边孤子的相反方向的排斥力,因而基本都处于力平衡状态,从而除了边缘的孤子在传播过程发生明显的偏折外,内部的孤子在传播过程既能保持孤子形状不变,也能基本保持以原来的入射方向传播.图 5(a)(b)(c)分别给出了四个、五个、六个相互反相的孤子在介质中的共同传播作用.由图可见随着孤子数目的增多,相互反相的多个孤子在共同传播时整体上能保持的阵列形式传播而不表现明显的相互作用,从而能极大地增强其稳定性,这对用相干光束形成孤子阵列和阵列波导有重要的参考价值.

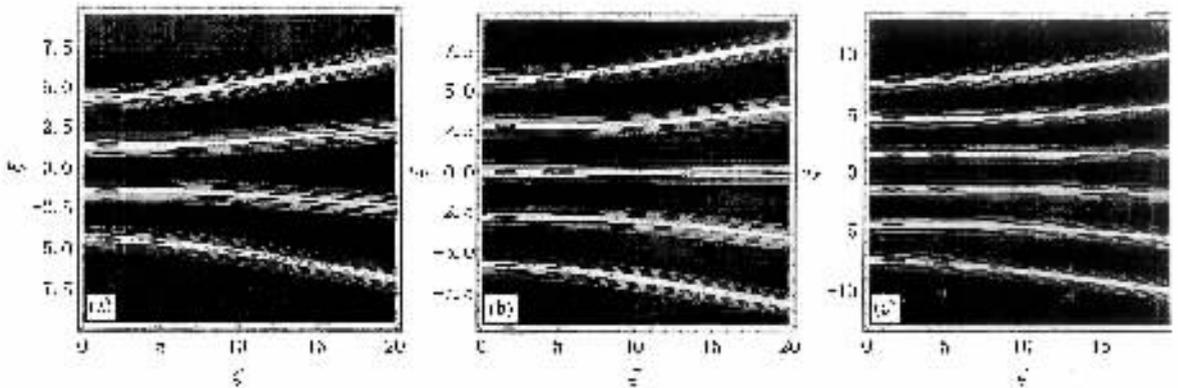


图 5 四个(a)、五个(b)、六个(c)相互反相的孤子共同传播作用时的光强等值线图

3.4. 多个光伏空间孤子相互作用的稳定性和重复性的讨论

在实际的实验或应用中,光伏晶体的光学参数具体数值大小会随着环境条件改变等因素的影响而发生一定的变化.因此有必要考虑晶体参数的微小变化对光伏孤子相互作用的影响,这关系到我们上述的数值模拟结果是否具有普遍和实际意义.我们分别使 E_p 和 r 产生 5% 的变化,研究此时多个光伏

孤子的相互作用.模拟结果表明,当 E_p 和 r 发生以上的微小变化时,多个光伏孤子的相互作用情况和原来相比没有明显的变化,这说明了本文模拟结果具有稳定性和重复性.

4. 结 论

本文采用数值分析的方法研究多个平行传播的光伏空间孤子的相干相互作用.结果发现,同相多个

孤子相互作用时,它们不同于两个孤子时的周期性的融合和分开,而是在整体吸引靠近过程中发生孤子的逐步融合作用.多个孤子发生能量耦合作用时,可简单归结为三种基本的作用模式,分别有相应的

相互作用特征.而相互反相的多个孤子相互作用时,能保持很好的稳定传播特性,其对形成孤子阵列和阵列波导具有指导意义.

- [1] Singh S R and Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569
- [2] Meng H, Salamo G, Shih M and Segev M 1997 *Opt. Lett.* **22** 448
- [3] Krolikowski K and Holmstrom S A 1997 *Opt. Lett.* **22** 369
- [4] Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [5] Shih M and Segev M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1538
- [6] Mitchell M, Chen Z, Shih M and Segev M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 490
- [7] Shih M, Segev M and Salamo G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2551
- [8] Krolikowski W *et al* 1998 *Quantum Semiclass. Opt.* **10** 823
- [9] Garcia-Quirino G S *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 154
- [10] Stegeman G I and Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [11] Snyder A W and Sheppard A P 1993 *Opt. Lett.* **18** 482
- [12] Coskun T H, Grandpierre A G and Christodoulides D N *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 826
- [13] Ouyang S G, Wang X S and She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 767 (in Chinese) [欧阳世根、王晓生、余卫龙 2004 物理学报 **53** 767]
- [14] Jiang D S and She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3777 (in Chinese) [江德生、余卫龙 2004 物理学报 **53** 3777]
- [15] Trager D *et al* 2003 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5** S518
- [16] Sukhorukov A A, Kivshar Y S, Eisenberg H S and Silberberg Y 2003 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39** 31
- [17] She W L, Lee K K and Lee W K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [18] She W L, Chan C W and Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [19] Wang X S, He G G, She W L and Jiang S J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 [王晓生、何国岗、余卫龙、江绍基 2001 物理学报 **50** 496]
- [20] Segev M *et al* 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [21] She W L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2166 [余卫龙等 2001 物理学报 **50** 2166]
- [22] Zhang K C, Wang X M 1996 *Nonlinear optic crystal materials* (Beijing Science Press) [张克从、王希敏 1996 非线性光学晶体材料科学(北京:科学出版社)第 201 页]
- [23] Meng L, Cao H X and Zhang J J 1997 *Chinese Journal of Laser* **24** 1090 [孟磊、曹惠贤、张静江 1997 中国激光 **24** 1090]

Coherent collisions of multi photovoltaic bright spatial solitons^{*}

Jiang De-Sheng She Wei-Long

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

(Received 5 July 2004 ; revised manuscript received 14 September 2004)

Abstract

We present a numerical study of coherent collisions of multi photovoltaic bright spatial solitons. The result shows that when the colliding solitons are in-phase, they will attract each other and the inner ones will fuse together gradually. When the relative initial phase between any two adjacent solitons is $\frac{\pi}{2}$, they will experience a power transfer which includes three basic interaction modes. When the colliding solitons are out of phase, they will propagate stably, which may be useful for the formation of soliton arrays and waveguide arrays.

Keywords : photovoltaic spatial solitons, multi solitons, collision

PACC : 4265S, 4265J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10074082 ; 10374121) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 0011192 ; 031567).