

# 光伏孤子对向传播相互作用研究<sup>\*</sup>

江德生 余卫龙<sup>†</sup>

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2005 年 11 月 4 日收到, 2005 年 11 月 30 日收到修改稿)

用数值方法研究了对向传播条件下不同频率的光伏孤子的相互作用行为. 结果表明, 两个不同频率的光伏孤子在对向传播相互作用过程中表现出不同的空间演化动力学特性. 共轴对向传播时两孤子光场有着不同的会聚或发散行为, 并且依赖于晶体长度. 非共轴对向靠近传播孤子的会聚或发散作用有所减弱, 但频率较大的孤子对频率较小的孤子有显著的吸引作用, 使其发生横向偏移, 孤子的演化方式也不同于同向传播的情形.

关键词: 光伏空间孤子, 对向传播, 相互作用

PACC: 4265S, 4265J

## 1. 引言

光学空间孤子之间的碰撞与相互作用因其新奇的物理现象及其在光控光方面的应用前景引起人们的极大关注. 相关的理论和实验研究已经表明, 光折变空间孤子在相互作用过程中会发生相互吸引, 排斥, 融合, 分裂, 湮没, 能量转移及在三维空间中盘绕螺旋前进等现象<sup>[1-13]</sup>. 以上的研究工作都是孤子同向传播相互作用的情况. 孤子对向传播情况下的相互作用行为目前研究尚少. Cohen 等研究了克尔介质中空间光孤子的对向碰撞作用, 发现孤子的相干作用对初始相位不敏感<sup>[14]</sup>. Cohen 等在光折变晶体中观察到了由对向传播的相干光束形成的矢量屏蔽孤子<sup>[15]</sup>. Belić 等从理论上研究了光折变晶体中对向传播光束形成的波导结构的时间动力学行为<sup>[16]</sup>. Motzek 等则用数值方法研究了在饱和自聚焦介质中三维(2+1)光束在对向传播相互作用时的空间及时间动力学特性<sup>[17]</sup>. Roitschild 等从理论及实验两方面研究了对向传播条件下光折变屏蔽孤子的相互作用及其对孤子自偏转的影响<sup>[18]</sup>. 而双光束在自散焦克尔介质中对向共同传输时的诱导聚焦作用也被研究<sup>[19]</sup>.

由于光束对向传播和同向传播时的相互作用无论在数学, 物理或实验上都有很大的差异, 也就有着

不同的相互作用特征及应用价值, 所以孤子的对向传播相互作用行为很值得深入研究. 上面提到的工作是研究同频率光束在克尔或加偏压光折变介质中的对向传播及相互作用. 本文进一步研究了对向传播条件下不同频率的光伏孤子的相互作用行为. 由于所考虑的光伏孤子的形成不需要外加电场, 因而所讨论的孤子相互作用是在全光条件下实现的. 数值模拟结果表明, 两个不同频率的光伏孤子在对向传播相互作用过程中表现出不同的空间演化动力学特性. 共轴对向传播时两孤子光场有着不同的会聚或发散行为, 并且依赖于晶体长度. 非共轴对向靠近传播孤子的会聚或发散作用有所减弱, 但频率较大的孤子对频率较小的孤子有显著的吸引作用, 使其发生横向偏移, 孤子的演化方式也不同于同向传播的情形.

## 2. 光伏孤子对向传播相互作用的理论模型

假定真空中波长分别为  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的两束一维连续信号光在光伏光折变晶体中分别沿  $z$  的正向及反向同时传播, 则正向及反向传播的信号光场可分别记作

$$E_i(x, z, t) = \frac{1}{2} (A_i(x, z) e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + \text{c. c.}), \quad (1)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10374121, 10574167)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: stils02@zsu.edu.cn

$$E_2(x, z, t) = \frac{1}{2} (A_2(x, z) e^{-i(k_2 z + \omega_2 t)} + c.c.), \quad (2)$$

其中  $c.c.$  表示共轭复数,  $A_j(x, z)$  为光束的慢变振幅包络,  $k_j = \frac{2\pi n_{bj}}{\lambda_j}$  为光场在晶体中的波矢,  $j = 1, 2$  分别代表两个不同频率的信号光. 晶体的  $c$  轴方向沿  $x$  方向, 同时也是两信号光场的振动方向和衍射方向. 另外还有一束均匀的线偏振背景光(光场振动方向与  $x$  方向垂直)沿  $z$  轴正向入射到晶体. 在考虑了背景光的光伏效应, 并忽略了扩散场效应以及晶体前后端面的反射的情况下, 用与文献 [11, 20] 类似的方法, 可得到对向传播条件下两信号光场在光伏光折变晶体中的无量纲耦合演化方程

$$\frac{\partial u_1}{\partial \xi} = \frac{i}{L_1} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \xi^2} + b_1 \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2} u_1 \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial \xi} = -\frac{i}{L_2} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \xi^2} + b_2 \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2} u_2 \right), \quad (4)$$

式中,  $r_j = k_j^e/k_b^o$ ,  $|u_j|^2 = s_j I_j / s_b I_b$ ,  $\xi = z/z_0$ ,  $x/x_0 = L_j = k_j x_0^2 / z_0$ ,  $b_j = k_j^2 x_0^2 n_{bj}^2 r_{\text{eff}} E_p / 2$ ,  $E_p = k_b^o \gamma N_A / q \mu$ . 其中,  $n_{bj}$  为本底折射率,  $k_j = n_{bj} 2\pi / \lambda_j$ ,  $k_j^e$  和  $k_b^o$  为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数,  $I_j$  和  $I_b$  分别为信号光和背景光的光强,  $s_j$  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,  $r_{\text{eff}}$  为信号光的有效线性电光系数,  $\gamma$  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,  $\mu$  为电子迁移率. 当只有沿正向或反向传播的一束信号光时, 设  $u_j = y_j(\xi) e^{\pm i \Gamma_j \xi / L_j}$  ( $j = 1$  时式中的指数部分取正号,  $j = 2$  时取负号), 其中  $\Gamma_j / L_j$  为入射光束在晶体中传播时的附加相移, 则(3)或(4)式变为

$$\frac{d^2 y_j}{d\xi^2} = 2 \left( \Gamma_j - b_j \frac{1 + r_j y_j^2}{1 + y_j^2} \right) y_j \quad (j = 1 \text{ 或 } 2), \quad (5)$$

对于光伏亮孤子, 设  $y_j(\xi) = \sqrt{B_j} \eta_j(\xi)$ ,  $0 \leq \eta_j(\xi) \leq 1$ , 并利用亮孤子边界条件<sup>[21, 22]</sup>, 由(5)式可得关系:

$$\Gamma_j = b_j r_j - \frac{b_j (r_j - 1)}{B_j} \ln(B_j + 1) \text{ 及 } r_j < 1. \text{ 此时有}$$

$$n''_j = 2b_j (r_j - 1) \eta_j \left[ \frac{1}{1 + B_j \eta_j^2} - \frac{\ln(1 + B_j)}{B_j} \right], \quad (j = 1 \text{ 或 } 2). \quad (6)$$

上式为与沿正向或反向传播的单个信号光相对应的归一化单色亮孤子方程, 可用数值方法求出  $\eta_j(\xi)$ .

我们分别取  $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$  和  $\lambda_2 = 632.8 \text{ nm}$  的  $e$  光作为信号光, 背景光则取真空波长为  $\lambda_b = 514.5 \text{ nm}$  的  $o$  光. 这些波长的光可以从不同的激光器获得. 对于本文所考虑的  $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$  晶体, 上述的光场条件对应下列的参数:  $n_1 = 2.31$ ,  $n_1^e = 2.22$ ,  $n_2 = 2.28$ ,  $n_2^e = 2.20$ <sup>[23]</sup>,  $r_{\text{eff}} = 30.9 \text{ pm/V}$ <sup>[24]</sup>,  $E_p = -27 \text{ kV/cm}$ <sup>[21]</sup>. 另外, 我们已测得,  $r_1 = k_1^e/k_b^o = 100/115$ ,  $r_2 = k_2^e/k_b^o = 100/264$ . 在计算中取比例尺  $x_0 = 10 \mu\text{m}$ ,  $z_0 = 1 \text{ mm}$ . 对应于这些参数,  $L_1 = 2.90$ ,  $L_2 = 2.85$ ,  $b_1 = -18.35$ ,  $b_2 = -17.73$ . 我们取  $B_1 = 1$ ,  $B_2 = 1$ , 利用以上参数对方程(5)分别求数值解, 则可获得两个单色光伏亮孤子解; 再以此解作为两个对向入射共同传播的信号光束的初始横向光场分布. 两端面处入射光强分布如图 1 所示. 此时两光束的光强半高宽分别为  $\Delta\xi_1 = 2.01$  和  $\Delta\xi_2 = 1.12$ . 利用初始条件, 对耦合方程(3)(4)作数值求解, 就可得到两信号光在晶体中的演化, 从而可知其在晶体中的相互作用行为.

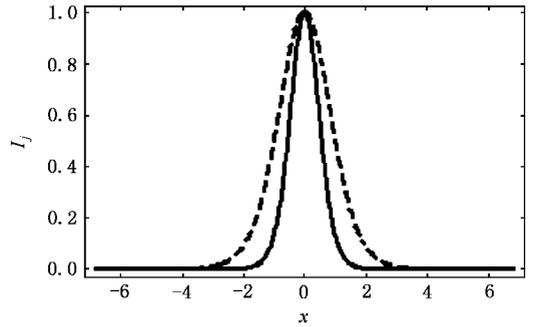


图 1 两个入射信号光的初始光强分布(其中虚线表示  $I_1$ , 实线表示  $I_2$ )

### 3. 光束对向传播的数值计算方案

对向传播情况下孤子的耦合演化方程(3)及(4)的求解比同向传播时要复杂很多. 如图 2 所示, 设非线性介质的长度为  $L$ , 光束  $u_1$  从  $z = 0$  的面沿正向入射, 在  $z = L$  处出射介质. 而光束  $u_2$  则从  $z = L$  的面沿反方向入射介质,  $z = 0$  为其出射面. 在这种情况下, 同向传播时的求解方案已不再适用, 因为此时两个光束从不同的位置对向入射介质, 在一光束入射的地方, 另一光束的光场信息仍未确定, 从而使

求解难以进行. 实际上, 两光束对向传播的问题已经不是标准的边界条件问题.

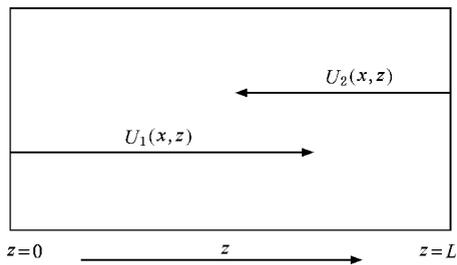


图 2 两信号光在介质中的对向共同传播示意图

为求解两光束对向传播的耦合演化方程, 我们建立以下光束耦合作用模型: 两信号光束同时从介质的两个表面对向入射到介质, 先是每个光束单独传播, 接着, 它们都开始感受到另一光束的存在而发生相互耦合作用, 即每个光束看到另一光场对非线性效应的贡献而对自身的演化进行一次修正; 在经过有限次这样的耦合作用并进行修正之后, 两个光束最终达到了相互稳定共存的耦合状态. 这在数学上相当于用多次迭代达到收敛的方法来解决耦合非线性方程组.

按此思路设计分步傅里叶方法的求解方案, 作多次的迭代计算, 可得到两光束发生耦合作用后的稳定光场. 我们在实际计算中一般迭代三到五次便可得到满意的稳定的迭代结果. 当然, 对于更复杂条件下的光束对向传播演化行为, 有待于对数值计算方案作进一步完善.

#### 4. 光伏孤子共轴对向传播相互作用

当两个光伏孤子对向共同传播时, 它们的光场

会共同引起晶体折射率的改变, 进而使孤子光场的演化受到调整, 从而发生两孤子的相互耦合作用. 当晶体的长度  $L = 6 \text{ mm}$  时, 对向共轴传播的两个孤子的光场演化(用光强演化表示, 并以  $|u_j|^2$  代替光强)如图 3 所示, 图 4 为两孤子的光强峰值在晶体中随距离变化的情况. 可见孤子 1 (真空波长为  $\lambda_1$  的信号光)在相互作用过程中总体上产生聚焦的作用; 其光束在前 4 mm 路程内产生会聚, 光强峰值上升约 60%, 而在继后 2 mm 路程内发散, 光强峰值降低约 6%. 孤子 1 在出射面处 ( $z = L$ ) 的光强峰值相对于入射时约有 50% 的增加. 孤子 2 (真空波长为  $\lambda_2$  的信号光)光束在相互作用过程中总体上产生发散作用, 但这种作用相对较弱, 表明其在演化过程受到相互作用影响较小. 从图 4 看到, 孤子 2 光束在前 4 mm 路程内发散, 光强峰值下降约 35%, 而在后继 2 mm 路程内又有一定的会聚行为, 光强峰值上升约 8%. 在出射面 ( $z = 0$ ) 处孤子 2 的光强峰值相对于入射时降低约 30%.

本文还对晶体长度  $L$  取不同值时的孤子相互作用行为进行了模拟, 图 5 给出了此时两孤子的光强峰值在晶体中沿传播方向的变化. 结果表明, 当  $L$  较小时, 孤子 1 在演化过程中其光场不断被聚焦压缩, 光强峰值相应不断增大, 且  $L$  越小, 这种聚焦作用越大; 当  $L$  较大时, 孤子 1 在演化过程中先是经历较强的会聚作用, 然后又再发散, 使得光强峰值有所减小. 但若  $L$  足够大, 它又会再次发生聚焦作用, 使孤子 1 的演化呈现一定的呼吸特征.  $L$  取不同值时, 孤子 1 所受到的这种会聚及发散作用有很大差异, 基本上是长度越小, 光场聚焦压缩效应越显著, 而长度越大, 它在演化过程后半阶段中发散的作用越明显. 在这些情况中, 孤子 1 在出射面处的光强峰

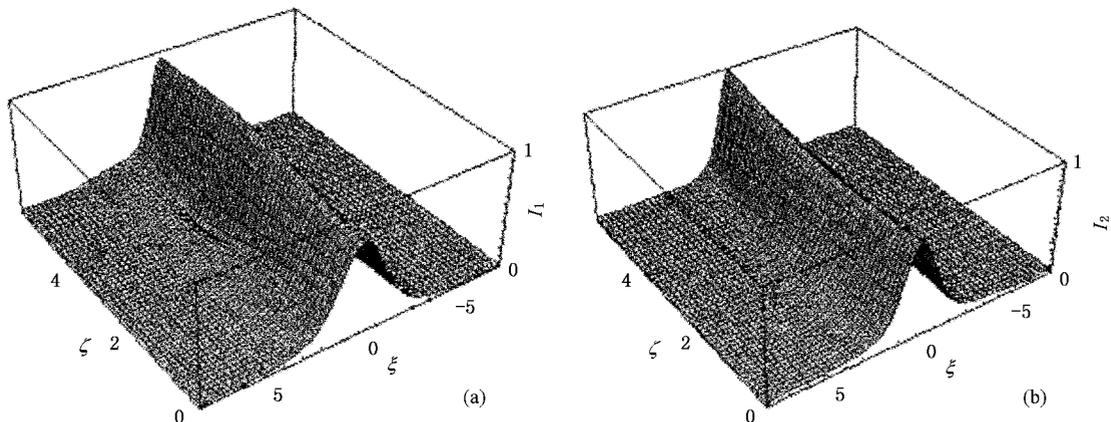


图 3 两光伏孤子在晶体中共轴对向传播相互作用时的行为: 孤子 1 (a) 及孤子 2 (b) 的光场演化

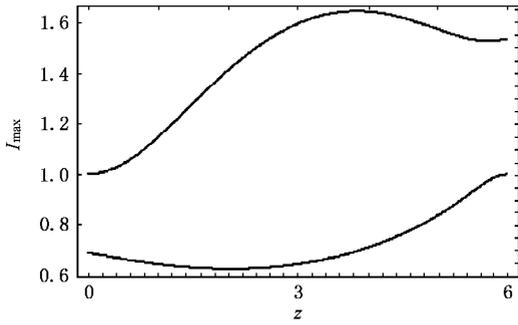


图 4 两光伏孤子在长度  $L = 6 \text{ mm}$  的晶体中对向共轴传播时其光强峰值沿演化方向的变化

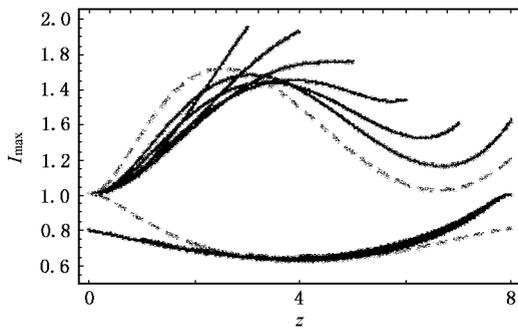


图 5 晶体长度  $L$  取不同值 ( $L = 3, 4, 5, 6, 7, 8 \text{ mm}$ ) 对对向共轴传播的两孤子的光强峰值在晶体中沿传播方向的变化 (实线, 其中孤子 2 的各演化曲线由于变化趋势差异不大而几乎重叠在一起), 为作对比, 图中同时给出了相同条件下两孤子在同向共轴传播时光强峰值的变化 (虚线)

值总是比其在入射面处的要大, 表明其在相互作用过程中总体上经历了聚焦作用, 但受晶体长度影响. 对于孤子 2, 当  $L$  较小时, 它在演化过程主要受到发散作用, 光强峰值相应下降. 而当  $L$  较大时, 其光场

又有一定的会聚行为, 光强峰值相应有所增大. 在这些情况中, 孤子 2 在出射面处的光强峰值总是比其在入射面处的要小, 表明其在相互作用过程总体上经历了聚焦发散作用. 另外, 由图 5 可以看出,  $L$  取不同值时, 孤子 2 的光强峰值随演化距离变化的差异并不大, 且这种变化的幅度相对于孤子 1 的要小, 表明孤子 2 在相互作用过程中具有较为稳定的空间演化动力学特性.

### 5. 光伏孤子非共轴对向传播相互作用

我们取  $L = 6 \text{ mm}$  讨论两个光伏孤子对向非共轴入射共同传播时的相互作用. 数值模拟结果表明, 两孤子中心相距很近且非共轴对向传播时, 孤子 1 及孤子 2 都会经历类似于共轴传播时的光束会聚及发散作用, 但这种作用总体上随着横向间距的增大而减弱. 图 6 给出了两孤子相隔  $d\xi = 0.5$  对向入射晶体时其光场在晶体中的演化, 而图 7 为两孤子以不同间距 ( $d\xi = 0.25, 0.5, 0.75$ ) 入射对向传播时光强峰值在传播方向上的变化. 可见, 对于不同的入射间距, 孤子 1 的光强峰值经历不同的增长方式, 入射间距越近其在演化过程的任一位置的光强峰值也越大, 但在出射面处都达到基本相同的峰值. 而孤子 2 的演化几乎不受入射间距的影响, 表现出稳定的动力学特性.

另外, 当两孤子中心相距很近且非共轴对向传播时, 孤子 2 对孤子 1 表现出显著的吸引作用. 图 8 给出不同入射间距情况下两孤子光强峰值横向位置沿传播方向上的变化. 可以看出, 孤子 1 在演化过程其中心明显地向着孤子 2 的方向偏移, 并且当孤子

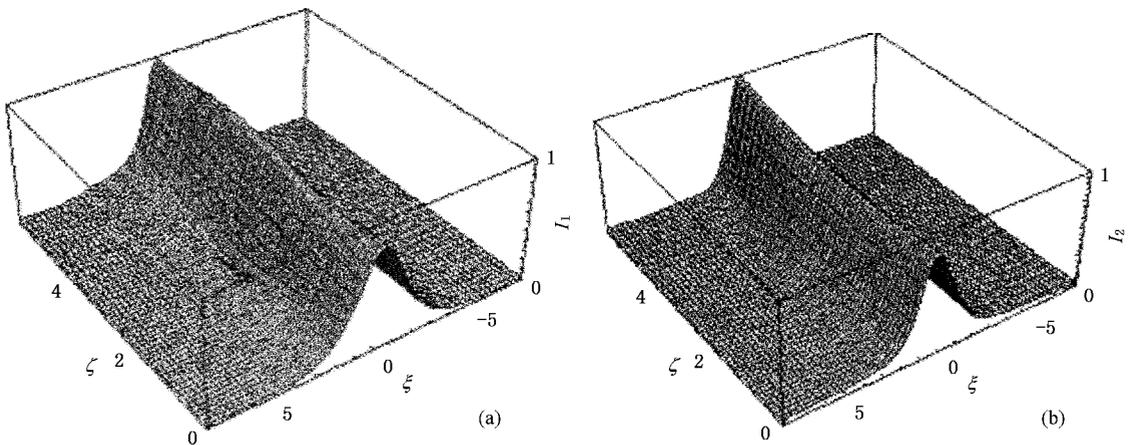


图 6 两孤子相隔  $d\xi = 0.5$  的间距对向传播相互作用时的行为: 孤子 1 (a) 及孤子 2 (b) 的光场演化

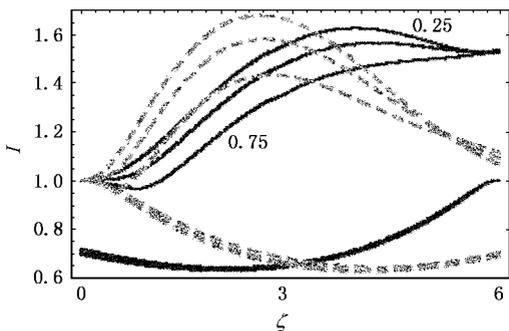


图7 两孤子以不同间距 ( $d\xi = 0.25, 0.5, 0.75$ ) 入射对向传播时光强峰值在传播方向上的变化(实线,其中孤子2的各演化曲线由于变化趋势差异不大而几乎重叠在一起)为作对比,图中同时给出了相同条件下两孤子在同向传播时光强峰值的变化(虚线)

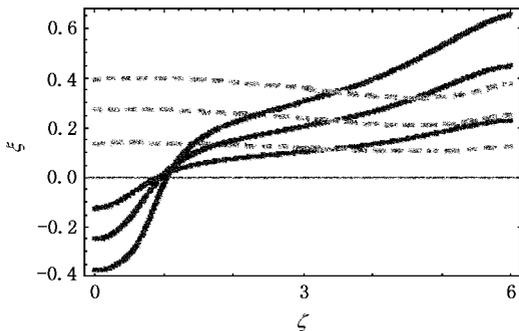


图8 两孤子相隔不同的间距 ( $d\xi = 0.25, 0.5, 0.75$ ) 对向传播时其光强峰值横向位置在传播方向上的变化(图中实线代表孤子1,虚线代表孤子2)

1 的中心在移到孤子 2 所在的通道中心时,它并不被约束在此通道上传播,而是穿越了孤子 2 继续作横向移动,结果在出射面处,孤子 1 的位置发生了较大的横向偏移(在  $d\xi = 0.75$  时,偏移量  $\Delta\xi_1 \approx 1$ ),它已越过了孤子 2 所在的位置.而对于孤子 2,它在演化过程中位置相对比较稳定,没有表现出明显的横向偏移行为.

当两个孤子中心相距较远且非共轴对向传播时,孤子 1 的能量没有全部朝孤子 2 的方向移动,而是一部分能量被耦合到孤子 2 所在的通道上,而另外一部分仍继续沿自己的通道传输,如图 9 所示.孤子 2 在此相互作用过程中仍表现出很稳定的空间演化动力学特性.

### 6. 相关参数对光伏孤子对向传播相互作用的影响

若只有一束孤子信号光在光伏晶体中传播,其

受到的衍射效应及非线性效应刚好能相互抵消,从而信号光能在演化过程中维持光场分布形状不变的孤子状态.而当两个孤子对向入射晶体共同传播时,一个孤子感受到的非线性作用受到另一孤子的调制,从而非线性作用不能完全补偿衍射作用,光束在演化过程中产生聚焦或发散的行为.由方程(3)(4)可以看出,一束光主要通过  $r_j$  和  $u_j(\xi)$  两个物理量参与引起共同的光伏光折变效应,并对另一光束感受到的折射率改变产生影响.由于  $r_2 < r_1 < 1$ ,光强半高宽  $\text{FWHM}(u_1) < \text{FWHM}(u_2)$ ,两信号光单独传播及共同传播时引起折射率改变为

$$\Delta n_j \propto \frac{1 + r_j |u_j|^2}{1 + |u_j|^2},$$

$$\Delta n \propto \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2}. \quad (7)$$

由(7)式可知,孤子 2 对孤子 1 所感受到的折射率改变有较大的影响,而其本身所感受到的折射率改变受孤子 1 影响较小.这就是上述的在孤子相互作用

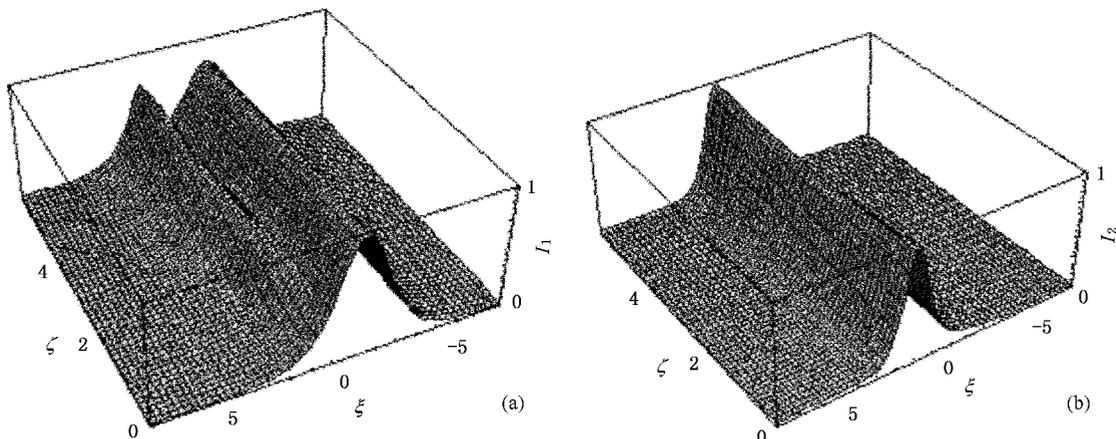


图9 两孤子相隔  $d\xi = 2$  的间距对向传播相互作用时的行为:孤子 1(a)及孤子 2(b)的光场演化

过程中孤子 2 的空间演化比孤子 1 有更好的动力学稳定性的原因. 通过对  $\Delta n_j$  与  $\Delta n$  的进一步分析对比亦可理解两孤子在相互作用过程中总体上所表现出的聚焦或发散行为.

另外, 从上述数值模拟的结果可以看出, 晶体长度  $L$  的大小对孤子在对向传播相互作用演化行为有着关键的影响. 对于不同的晶体长度, 两孤子在相互作用过程中有着不同的演化方式.

## 7. 孤子对向传播与同向传播相互作用的比较

光伏孤子在同向共轴传播时的相互作用行为如图 5 中的虚线所示. 此时光伏孤子在相互作用过程中的演化方式与晶体的长度无关, 孤子 1 在较大演化距离中先会聚, 后发散, 表现一定的呼吸特征, 总体上感受到聚焦作用, 其演化行为与对向传播且晶体长度较大情况下的演化相似. 由于孤子 2 有较大的稳定性, 因而其同向传播时的演化行为与对向传播时的差别并不明显.

光伏孤子在同向非共轴传播( $d\xi$  较小)情况下的相互作用行为如图 7 中虚线所示. 从图 7 可以看出, 在同向和对向作用两种情况下, 孤子 1 的光强峰值在晶体中沿传播方向变化的曲线分别属于不同的曲线族, 对应着不同的演化方式. 进一步的分析也表明, 在相同晶体长度的情况下, 同向传播时孤子 2 对

孤子 1 的吸引作用要比对向传播时要大, 使孤子 1 发生更大的横向偏移.

上述在对向传播和同向传播情况下光伏孤子相互作用行为的差异是由其边界条件的不同而造成的. 两孤子同向传播时, 边界条件在同一个入射面, 两信号光在演化方向上的同一位置所感受到的对方的光场总是确定的, 与晶体的长度无关, 但当两孤子对向传播时, 边界条件分属于两个不同的界面, 对不同的晶体长度, 两信号光在演化方向上的同一位置所感受到的对方的光场是不同的, 从而造成其不同的耦合作用. 相同晶体长度情况下两孤子对向与同向传播, 也经历不同的光场演化过程, 从而表现出不同的相互作用行为.

## 8. 结 论

本文研究了对向传播条件下不同频率的光伏孤子的相互作用行为. 数值模拟的结果表明, 两个不同频率的光伏孤子在对向传播相互作用过程中表现出不同的空间演化动力学特性. 共轴对向传播时两孤子光场有着不同的会聚或发散行为, 并且依赖于晶体长度. 非共轴对向靠近传播时孤子的会聚或发散作用有所减弱, 但频率较大的孤子对频率较小的孤子有显著的吸引作用, 使其发生横向偏移, 孤子的演化方式也不同于同向传播的情形.

- [ 1 ] Garcia-Quirino G S , Iturbe-Castillo M D , Vysloukh V A , Sanchez-Mondragan J J , Stepanov S I , Lugo-Martinez G , Torres-Cisneros G E 1997 *Opt. Lett.* **22** 154
- [ 2 ] Singh S R , Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569
- [ 3 ] Meng H , Salamo G , Shih M , Segev M 1997 *Opt. Lett.* **22** 448
- [ 4 ] Coskun T H , Grandpierre A G , Christodoulides D N , Segev M 2000 *Opt. Lett.* **25** 826
- [ 5 ] Krolikowski K , Holmstrom S A 1997 *Opt. Lett.* **22** 369
- [ 6 ] Shih M , Segev M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1538
- [ 7 ] Snyder A W , Sheppard A P 1993 *Opt. Lett.* **18** 482
- [ 8 ] Krolikowski W , Denz C , Steplen A , Saffman M , Luther-Davies B 1998 *Quantum Semiclass. Opt.* **10** 823
- [ 9 ] Shih M , Segev M , Salamo G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2551
- [ 10 ] Stegeman G I , Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [ 11 ] Ouyang S G , Wang X S , 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 ]
- [ 12 ] Jiang D S , Ouyang S G , She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3777 ( in Chinese ) [ 江德生、欧阳世根、余卫龙 2004 物理学报 **53** 3777 ]
- [ 13 ] Jiang D S , She W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2090 ( in Chinese ) [ 江德生、余卫龙 2005 物理学报 **54** 2090 ]
- [ 14 ] Cohen O , Uzdin R , Carmon T , Fleischer J W , Segev M , Odoulov S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 133901
- [ 15 ] Cohen O , Song, Lan , Carmon T , Giordmaine J A , Segev M 2002 *Opt. Lett.* **27** 2013
- [ 16 ] Belić M , Jander P , Strinić A , Desyatnikov A , Denz C 2003 *Phys. Rev. E* **68** 025601
- [ 17 ] Motze K , Jander P , Desyatnikov A , Belic M , Denz C , Kaiser F 2003 *Phys. Rev. E* **68** 066611
- [ 18 ] Rotschild C , Cohen O , Manela O , Carmon T , Segev M 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1354
- [ 19 ] Jiang X J , Guo Q , Li H G , Hu W 2004 *Opt. Commun.* **233** 1  
Jiang X J , Li H G , Guo Q , Hu W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3771 ( in Chinese ) [ 江秀娟、李华刚、郭 旗、胡 巍 2004 物理学报 **53** 3771 ]
- [ 20 ] Wang X S , He G G , She W L , Jiang S J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50**

- 496 ( in Chinese ) [ 王晓生、何国岗、余卫龙、江绍基 2001 物理学报 **50** 496 ]
- [ 21 ] Segev M , Valley G C , Bashaw M C , Taya M , Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772
- [ 22 ] She W L , Wang X S , He G G , Tao M X , Lin L P , Lee W K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2166 ( in Chinese ) [ 余卫龙、王晓生、何国岗、陶孟仙、林励平、李荣基 2001 物理学报 **50** 2166 ]
- [ 23 ] Zhang K C , Wang X M 1996 *Science of nonlinear optical crystal material* ( Beijing : Science Press ) ( in Chinese ) [ 张克从、王希敏 1996 非线性晶体材料科学 ( 北京 科学出版社 ) ]
- [ 24 ] Meng L , Cao H X , Zhang J J 1997 *Chinese Journal of Laser* **24** 1090 ( in Chinese ) [ 孟 磊、曹惠贤、张静江 1997 中国激光 **24** 1090 ]

## Interactions between counter-propagating photovoltaic spatial solitons<sup>\*</sup>

Jiang De-Sheng She Wei-Long<sup>†</sup>

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

( Received 4 November 2005 ; revised manuscript received 30 November 2005 )

### Abstract

We study the interactions between two counter-propagating photovoltaic spatial solitons with different frequencies. Numerical results show that these two solitons display different dynamic characteristics during spatial evolution, which also differ obviously from the case of co-propagation. These two solitons exhibit different induced focusing or defocusing behavior when they propagate coaxially, which is sensitive to the specimen length. When they propagate in parallel and closely overlapping, the induced focusing or defocusing effects are weakened and the soliton with higher frequency attracts the one with lower frequency markedly. And their evolutions are different from the case of co-propagation.

**Keywords** : photovoltaic spatial solitons , counter-propagating , interactions

**PACC** : 4265S , 4265J

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10374121 , 10574167 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : stils02@zsu.edu.cn