

# 复色光伏孤子的稳定性\*

欧阳世根 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)

(2003 年 8 月 4 日收到 2003 年 10 月 13 日收到修改稿)

给出求解复色孤子半高宽的近似方法, 该方法对分析复色光束的演化提供一个定性的基础. 进一步的数值模拟结果表明, 当入射双曲正割光束满足复色光伏孤子半高宽与中心光强的关系时, 双曲正割光束在晶体中的传播就非常接近孤子, 表明复色光伏孤子对于小的微扰是稳定的. 此外, 复色光伏孤子对于小的轴偏离具有较好的稳定性, 复色光伏孤子对因温度微扰引起折射率变化的情况也具有较好的稳定性. 一般情况下, 初始光强分布接近复色光伏孤子光强分布的两束光的光强在传播过程中不断地起伏, 形成呼吸状结构, 但如果入射面处的光强明显偏离孤子的光强分布时, 入射光束就会随着传播而不断扩展, 形成发散光束.

关键词: 复色光伏空间孤子, 稳定性

PACC: 4265S, 4265J

## 1. 引言

光折变空间孤子具有较好的稳定性是光折变空间孤子具有实用性的前提. 1995 年 Singh 和 Christodoulides 用数值模拟的方法对单色屏蔽孤子的稳定性进行研究, 结果表明单色屏蔽孤子对于小的扰动是稳定的<sup>[1]</sup>. 当不同频率的两束光共轴入射到光伏光折变材料时, 这两束光通过光伏效应在材料中共同产生一个空间电荷场, 该空间电荷场通过线性电光效应改变材料的折射率, 形成光波导. 如果该光波导恰好抑制光束的衍射, 两光束就同时发生自陷, 形成孤子<sup>[2]</sup>. 我们把这种孤子结构称为复色光伏空间孤子. 众所周知, 单色屏蔽孤子的半高宽与中心光强有一定的函数关系<sup>[1]</sup>, 只有当入射光满足此函数关系时才能形成孤子. 同样地, 在复色光伏孤子形成时, 两束光的半高宽与它们的中心光强也存在一定的函数关系, 只有当入射的两光束满足该函数关系时才能形成复色光伏孤子. 本文提出一种求复色光伏孤子半高宽与两光束中心光强的函数关系的近似方法. 该方法可方便地求出复色光伏孤子的近似半高宽, 对了解复色光束的演变提供一个定性的基础. 此外采用数值模拟的方法对复色光伏孤子的稳定性进行了研究. 研究表明, 如果两入射光束为共轴

的双曲正割型光束(在入射面处满足复色光伏孤子的半高宽与中心光强的函数关系), 这两束光在光伏晶体中能形成非常接近复色光伏孤子的结构; 当不同频率的两束光的初始光强偏离复色光伏孤子光强分布较小时, 这两束光在传播过程中光强不断地起伏, 形成呼吸状结构; 但如果入射面处两束光的初始光强偏离复色光伏孤子光强分布较大, 这两光束就随着传播距离增大而不断扩展, 形成发散光束.

## 2. 基本理论

真空中波长分别为  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的两束光在光伏光折变晶体中沿  $z$  轴方向传播,  $x$  方向(也是晶体的  $c$  轴方向和两光波的振动方向)为它们的衍射方向. 在忽略损耗的情况下, 采用傍轴近似, 得到两束光的传播演化方程

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} - \frac{i}{2k_j} \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} - \frac{ik_j}{n_j} \Delta n_j \phi_j = 0 \quad (j = 1, 2), \quad (1)$$

下文  $j$  总是取值为 1 或 2. 其中  $n_j$  为本底折射率,  $k_j = n_j 2\pi/\lambda_j$ ,  $\phi_j$  为光波的慢变包络, 与光强的关系为  $|\phi_j|^2 = 2I_j (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}/n_j$ ,  $\Delta n_j = -0.5n_j^3 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}}$  为折射率在空间电荷场  $E_{\text{sc}}$  作用下的改变量. 空间电荷场

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

† 通讯作者.

$E_{sc}$ 是在光激发电荷、电荷迁移和电荷俘获、形成空间电荷分布以后形成的.本文采用与文献[2]类似的方法得到开路情况下的  $E_{sc}$ .从速率方程和电流方程得出

$$\begin{aligned} (s_1 I_1 + s_2 I_2 + s_b I_b + \beta \chi N_d - N_d^+) - \gamma N_e N_d^+ &= 0, \\ J = q\mu N_e E_{sc} + (k_1^o s_1 I_1 + k_2^o s_2 I_2 + k_b^o s_b I_b) & \\ \times (N_d - N_d^+) &= 0. \end{aligned}$$

在近似  $N_d^+ \approx N_A$  和  $\beta/s_b I_b \approx 0$  下得到

$$E = \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2}, \quad (2)$$

其中  $E = E_{sc}/E_p$ ,  $E_p = k_b^o \gamma N_A / q\mu$ ,  $r_j = k_j^o / k_b^o$ ,  $|u_j|^2 = s_j I_j / s_b I_b$ .这里  $I_j$  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,  $\beta$  为暗辐射,  $N_d$  和  $N_d^+$  分别为总施主密度和已电离施主密度,  $\gamma$  为复合率系数,  $J$  为电流密度(开路情况下为零),  $-q$  为电子的电量,  $\mu$  为电子迁移率,  $N_e$  为电子密度,  $k_j^o$  和  $k_b^o$  为晶体对信号光和背景光的有效光伏系数,  $N_A$  为补偿电离施主的受主密度.由(1)和(2)式得到

$$\frac{\partial u_j}{\partial \zeta} = \frac{i}{\Lambda_j} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_j}{\partial \xi^2} + b_j \frac{1 + r_1 |u_1|^2 + r_2 |u_2|^2}{1 + |u_1|^2 + |u_2|^2} u_j \right) \quad (j = 1, 2), \quad (3)$$

其中  $\zeta = z/z_0$ ,  $\xi = x/x_0$ ,  $\Lambda_j = k_j x_0^2 / z_0$ ,  $b_j = k_j^2 x_0^2 n_j^2 r_{eff} \times E_p / 2$ ,  $x_0$  和  $z_0$  为两个比例尺(具有长度的量纲,其大小均可自由选择).偏微分方程组(3)就是我们所需要的无量纲演化方程组.

当入射光束共轴(即  $u_1$  和  $u_2$  中心重合)时,两光束可能共同形成孤子结构.假设偏微分方程组(3)有亮孤子解  $U_j(\xi, \zeta) = y_j(\xi) e^{ig_j \zeta / \Lambda_j}$ (下文总以大写  $U_j$  标记孤子,以小写  $u_j$  表示非孤子的其他情况)其中  $g_j / \Lambda_j$  为孤子传播常数<sup>[21]</sup>.对于复色光伏孤子来说,本征值  $g_j$  与两光束的中心光强有关,但由于两光束存在着非线性相互作用,无法求出  $g_j$  的解析表达式,所以采用数值逼近的方法算出它的值.不过,在下文将给出  $g_j$  的近似解析表达式.这样,方程组(3)简化为

$$\frac{d^2 y_j}{d\xi^2} = 2 \left( g_j - b_j \frac{1 + r_1 y_1^2 + r_2 y_2^2}{1 + y_1^2 + y_2^2} \right) y_j \quad (j = 1, 2). \quad (4)$$

这是复色光伏孤子的本征方程组,  $g_j$  为本征值.虽然通过对本征方程组(4)直接进行数值求解,可以获得复色光伏空间孤子的光强分布,但由于方程组(4)

中  $y_1$  和  $y_2$  互相耦合,不能方便地获得孤子半高宽与中心光强的函数关系.下面提出一种求这种函数关系的近似方法,这种函数关系为了解复色光束的演化提供了一个定性的基础.令  $A_j = y_j(0)$  和  $y_j(\xi) = A_j \eta_j(\xi)$  则方程组(4)变为

$$\frac{d^2 \eta_j}{d\xi^2} = 2 \left( g_j - b_j \frac{1 + r_1 A_1^2 \eta_1^2 + r_2 A_2^2 \eta_2^2}{1 + A_1^2 \eta_1^2 + A_2^2 \eta_2^2} \right) \eta_j \quad (j = 1, 2). \quad (5)$$

假设

$$\eta_1(\xi) \approx \eta_2(\xi), \quad (6)$$

再令  $A = (A_1^2 + A_2^2)^{1/2}$ ,  $r = (r_1 A_1^2 + r_2 A_2^2) / (A_1^2 + A_2^2)$ , 则方程组(5)可近似为

$$\frac{d^2 \eta'_j}{d\xi^2} = \chi (g'_j - b_j r) \eta'_j + 2b_j (r - 1) \frac{\eta'_j}{1 + A^2 \eta_j'^2} \quad (j = 1, 2). \quad (7)$$

这里  $g'_j$  是本征值  $g_j$  的近似值.从表1的数值结果可以看出,  $g_j$  和  $g'_j$  的值相当接近,而且,用近似方法计算的近似半高宽  $w'_j$  与由方程组(4)直接采用数值求解所获得的半高宽  $w_j$  也很接近,这表明,近似方程(7)是可取的,近似方法是有用的.

亮孤子的边界条件为  $\eta'_j(0) = 1$ ,  $\frac{d\eta'_j(\xi)}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0$  和  $\eta'_j(\xi \rightarrow \pm \infty) = 0$ , 所以要求  $g'_j$  满足

$$\frac{g'_j}{b_j} = \theta = r - (r - 1) \frac{\ln(1 + A^2)}{A^2}, \quad (8)$$

这就是近似本征值  $g'_j$  的解析表达式.对方程组(7)

两边乘  $2 \frac{d\eta'_j}{d\xi}$  后进行初步积分,有亮孤子解<sup>[31]</sup>

$$\begin{aligned} \xi(\eta'_j) &= \pm \frac{A}{\sqrt{2b_j(r-1)}} \\ &\times \int_1^{\eta'_j} \frac{d\tau}{\sqrt{\ln(1 + A^2 \tau^2) - \tau^2 \ln(1 + A^2)}}. \end{aligned} \quad (9)$$

从(9)式可以看出  $\eta'_1(\xi \sqrt{b_1}) = \eta'_2(\xi \sqrt{b_2})$ , 这时若  $\sqrt{b_1} \approx \sqrt{b_2}$  则  $\eta'_1 \approx \eta'_2$ , 与假设(6)相一致.这时可以方便地求出半高宽  $w'_j$ (即  $\eta'_j(w'_j)^2 = \eta'_j(0)^2 / 2$ )

$$\begin{aligned} w'_j &= - \frac{A}{\sqrt{2b_j(r-1)}} \\ &\times \int_1^{\sqrt{2}/2} \frac{d\tau}{\sqrt{\ln(1 + A^2 \tau^2) - \tau^2 \ln(1 + A^2)}} \end{aligned} \quad (10)$$

表1分别是在假设(6)基础上所获得的近似结果与对方程组(4)进行直接数值求解所获得的结果.这里  $w_j$  为方程组(4)的孤子解的半高宽,  $w'_j$  为在假设(6)的基础上通过(10)式计算出来的近似半高宽, 两

者相当接近.此外,  $g_j/b_j$  与  $\theta$  也很接近(从(8)式可以看出,这时  $g'_j$  与  $g_j$  也很接近),其中  $g_j$  为对方程组(4)直接求数值解所获得的参数.这表明,假设(6)在某种程度上是可取的而且是有用的(由近似孤子

解(9)式可以看出当  $b_1^{1/2}$  与  $b_2^{1/2}$  越接近,假设(6)  $\eta'_1(\xi) \approx \eta'_2(\xi)$  被满足的程度就越高,这一点在表1中也得到反映).

据此可以通过(10)式方便地求解复色光伏空间

表1 近似计算结果与直接数值计算结果比较

$r_1$	$r_2$	$b_1$	$b_2$	$g_1$	$g_2$	$A_1$	$A_2$	$\theta$	$g_1/b_1$	$g_2/b_2$	$w_1$	$w'_1$	$w_2$	$w'_2$
2.5	1.6	13	11.5	24.5	21.511	2.33	1.526	1.8864	1.8846	1.8705	0.3536	0.3545	0.3637	0.3769
2.5	1.6	13	11.5	22.5	19.7268	1.6645	1.1093	1.7311	1.7308	1.7154	0.3252	0.3250	0.3356	0.3456
2.5	1.6	13	11.5	17.5	15.3528	0.7763	0.5447	1.3449	1.3461	1.3350	0.3531	0.3521	0.3673	0.3744
2.5	1.6	13	11.5	15	13.2038	0.4493	0.3289	1.1529	1.1538	1.1481	0.4772	0.4757	0.4982	0.5058
2.5	1.6	13	11.5	14	12.3508	0.2749	0.3040	1.076	1.0769	1.0740	0.6576	0.6538	0.6872	0.6952
2.5	1.6	13	11.5	14	12.352	0.2012	0.4318	1.0750	1.0769	1.0740	0.6745	0.6666	0.7043	0.7087
3	8	50	6	36.5	3.7685	0.4661	0.2400	1.3551	1.46	1.2562	0.2733	0.2234	0.6008	0.6450
3	8	50	6	36.5	3.8688	0.2134	0.2883	1.3102	1.46	1.2896	0.3253	0.2312	0.6560	0.6674

孤子的近似半高宽.图1为根据(10)式所作的  $w'_j$  与  $A$  的关系图.图1中的曲线把整个图区分成上下两个部分,曲线以上半高宽相对中心光强太大,而曲线以下半高宽相对中心光强太小.显然,如果复色光伏孤子具有较好的稳定性,即使入射复色光束初始光强偏离复色孤子时,复色光束也会随着传播而变成复色孤子.这就是说,如果入射复色光束的初始半高宽相对其中心光强来说太大(位于图1曲线以上)时,复色光束入射晶体后就会减少半高宽,增大中心光强,以趋向复色光伏孤子.反之,当入射复色光束的半高宽太小(位于曲线以下)时,该复色光束入射晶体后就会增大半高宽,降低中心光强.注意,图1中当  $A^2 < 2.43$  时,  $A^2$  越大复色光伏孤子的半高宽越小,下文将用到此结论.

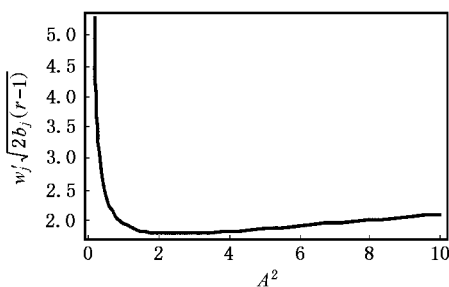


图1 复色光伏孤子半高宽与中心光强的关系

现在我们以 Cu:KNSBN<sup>[4-7]</sup> 晶体中的光伏孤子作为例子讨论复色光伏孤子的稳定性.信号光分别

是波长为  $\lambda_1 = 488\text{nm}$  和  $\lambda_2 = 514.5\text{nm}$  的 e 光,背景光是波长为  $\lambda_b = 488\text{nm}$  的 o 光.对于 Cu:KNSBN,上述两种信号光对应下列参数:  $n_1^o = 2.33$ ,  $n_1^e = 2.25$ ,  $n_2^o = 2.31$ ,  $n_2^e = 2.23$ ,  $r_{\text{eff}} = 120\text{pm/V}$ ,  $E_p = 20\text{kV/cm}$ ,  $s_1^e/s_b^o = 0.688$ ,  $s_2^e/s_b^o = 0.551$ ,  $r_1 = k_1^e/k_b^o = 2.5$ ,  $r_2 = k_2^e/k_b^o = 1.6$ .我们选取比例尺  $z_0 = 1.578\text{mm}$ ,  $x_0 = 11.362\mu\text{m}$ .这样对于上述参数有  $\Lambda_1 = 514.5/488$ ,  $\Lambda_2 = 1$ ,  $b_1 = 13$ ,  $b_2 = 11.5$ ,  $r_1 = 2.5$ ,  $r_2 = 1.6$ .

当  $g_1 = 15$ ,  $g_2 = 13.203737$  以及  $y_1(0) = 0.4493311$ ,  $y_2(0) = 0.3289456$  时,对方程组(4)直接数值求解,我们获得孤子解.图2为复色光伏孤子的光强分布,实线和虚线代表不同频率的光(实线对应信号光1,虚线对应信号光2),相应的半高宽为 0.477 和 0.498(约  $5.422\mu\text{m}$  和  $5.660\mu\text{m}$ ).图3为该复色光伏孤子在晶体中的传播情况,可以看出两光束的光强分布不随传播而改变.

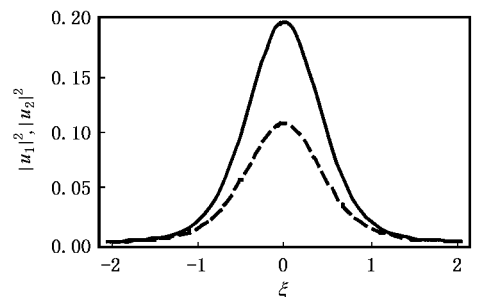


图2 复色光伏孤子的光强分布

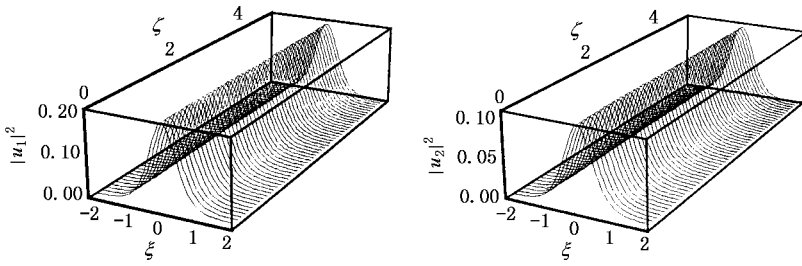


图 3 复色光伏孤子  $U_j$  的传播过程

### 3. 复色光伏孤子的稳定性

#### 3.1. 入射光束为高斯光束或双曲正割光束的情况

以偏微分方程组(3)为演化方程,对入射面处光场振幅分布为高斯分布的情况进行数值模拟.为了跟复色光伏孤子作比较,入射面处两束光与图2复色光伏孤子具有相同的中心强度和半高宽:

$$\begin{aligned} u_1(\xi, \rho) &= 0.4493e^{-\frac{\xi^2 \ln 2}{2 \times 0.477^2}}, \\ u_2(\xi, \rho) &= 0.3289e^{-\frac{\xi^2 \ln 2}{2 \times 0.498^2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

图4为高斯光束在入射面处的光强分布与复色光伏孤子的光强分布的对比,实线为复色光伏孤子,虚线为高斯光束.可以看出高斯光束的边沿光强低于复色光伏孤子的边沿光强.相对于复色孤子来说,高斯光束的光能比较集中.可以预料,跟半高宽相对于中

心光强太小的情况相类似,该光束入射晶体后半高宽将增大,中心光强将降低.图5为相应情况下两束光在晶体中传播的模拟结果,可以看出两光束的光强随着传播而不断起伏,形成呼吸状结构.这表明,尽管在入射面处高斯光束与复色光伏孤子具有相同的中心光强和半高宽,它们的光强还是随着传播而改变.由此看来高斯光束不是复色光伏孤子非常好的近似.

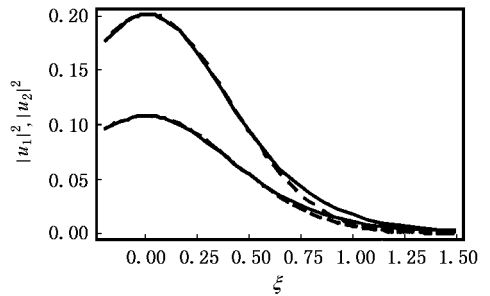


图4 高斯光束与孤子的比较(实线为孤子,虚线为高斯光束)

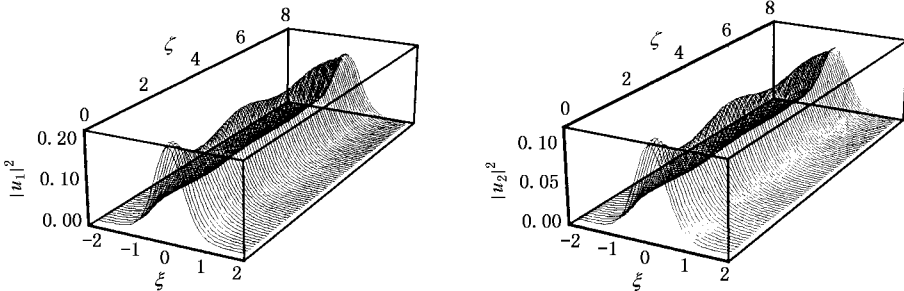


图5 入射光束为具有与复色光伏孤子  $U_j$  相同的中心光强和半高宽的高斯光束的传播

相对于高斯光束来说,双曲正割光束提供了一个更好的近似.我们以

$$u_1(\xi, \rho) = 0.4493 \operatorname{sech} \left( \frac{\xi \operatorname{sech}^{-1} \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \right)}{0.477} \right),$$

$$u_2(\xi, \rho) = 0.3289 \operatorname{sech} \left( \frac{\xi \operatorname{sech}^{-1} \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \right)}{0.498} \right). \quad (12)$$

作为入射面处的振幅分布(与图2中的复色光伏孤子具有相同的中心光强和半高宽),然后进行数值模拟.图6为双曲正割光束与复色光伏孤子的光强分布比较,实线为孤子,虚线为双曲正割光束.可以看

出实线和虚线几乎重合,双曲正割光束非常接近孤子.图7为相应光束在晶体中的传播过程.可以看出当入射光束为双曲正割光束(具有与孤子相同的中心光强和半高宽)时,光束在晶体中传播时就非常接近孤子.据此我们认为入射光束为双曲正割光束时比入射光束为高斯光束更可能获得复色光伏孤子.从图7可以看出,双曲正割光束入射晶体后经过一段距离的传播,光强分布基本稳定下来,这表明复色光伏孤子对于小的微扰是稳定的.从对入射光束为高斯光束和双曲正割光束的比较可以看出,入射光

束的光强分布对复色光伏孤子偏离越小,其光强分布随传播越容易稳定下来.

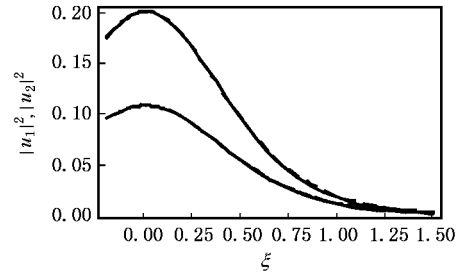


图6 双曲正割光束和孤子比较(实线为孤子,虚线为双曲正割)

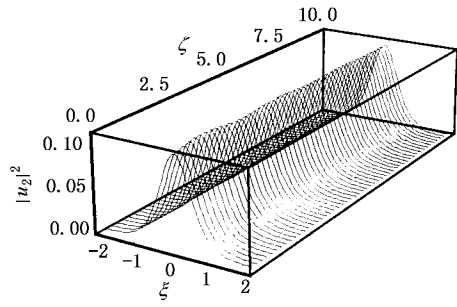
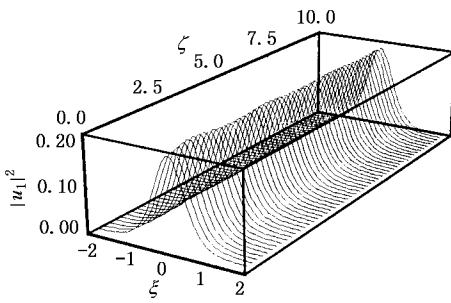


图7 入射光束为具有与孤子  $U_j$  相同的中心光强和半高宽的双曲正割光束的传播

### 3.2. 初始光强分布偏离复色光伏孤子光强分布较小的情况

我们对入射面处  $u_j(\xi, 0) = (6/5)^{1/2} U_j(\xi, 0)$  的两束光进行数值模拟( $U_j$  为图2中的复色光伏孤子).图8为这两束光在晶体中的传播过程,可以看出,这两束光的光强在传播过程中不断起伏,形成呼吸状结构.这与单色屏蔽光伏亮孤子的情况相似<sup>[1]</sup>.图9为中心光强以及半高宽随传播距离的变化图,可以看出当  $\zeta < 1$  时两束光的半高宽不断减小,中心光强不断增加.这一点可以通过复色光伏孤子的半高宽与中心光强的关系作定性说明.对于复色孤子  $U_j$ ,  $A^2 = 0.31 < 2.43$ .从图1知道,当  $A^2 < 2.43$

时,  $A^2$  越大复色光伏孤子的半高宽越小.现在  $u_j$  具有与孤子  $U_j$  相同的半高宽而中心光强为孤子  $U_j$  的  $6/5$  倍.所以  $u_j$  的初始半高宽比具有同样中心光强的复色孤子的半高宽大,  $u_j$  只有通过传播的过程中减少半高宽、增大中心光强来向复色孤子状态靠拢.进一步的模拟结果表明具有不同  $N$  的入射光束  $u_j(\xi, 0) = N^{1/2} U_j(\xi, 0)$  在晶体中传播时光强的变化快慢是不一样的,  $N$  越大则变化越快并且变化越大,而当  $N$  趋于1时,光强分布的变化周期趋于无穷长.至于变化周期跟  $N$  的具体关系,两光束的变化规律以及光强随着传播是否最终趋于稳定等方面则需要更严密的方法和更定量的工作去研究.

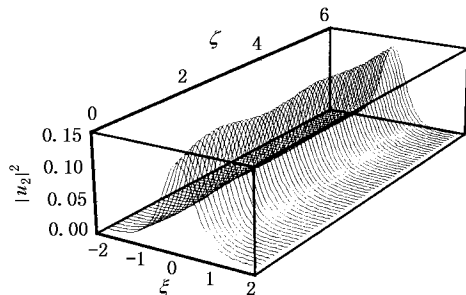
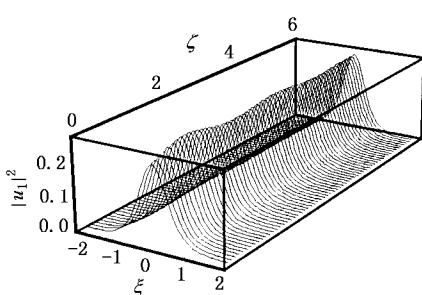


图8 初始光强为孤子  $U_j$  的  $6/5$  倍的光束的传播过程

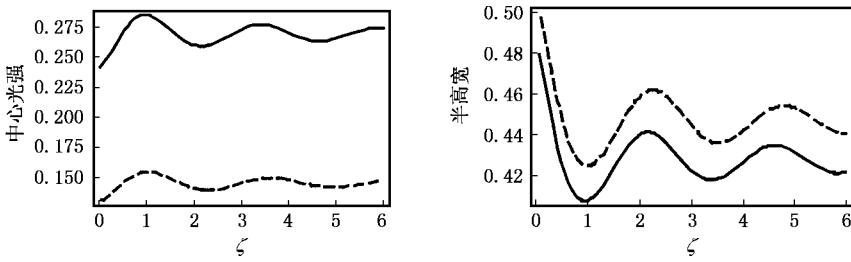


图 9 中心光强、半高宽与传播距离的关系

图 10 为入射面处  $u_j(\xi, 0) = U_j(3\xi/5, 0)$  的两光束在晶体的传播情况. 图 11 为它们的中心光强以及半高宽随传播的变化关系. 这里  $u_j$  的初始半高宽是孤子  $U_j$  的  $5/3$  倍, 而中心光强却与孤子  $U_j$  一样. 这

两束光的初始半高宽比具有同样中心光强的复色孤子  $U_j$  大, 因此这两束光入射晶体后即减小半高宽, 增大中心光强, 向复色孤子状态靠拢.

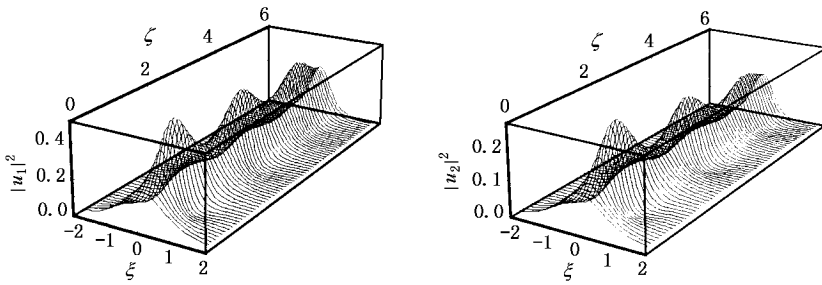


图 10 半高宽为孤子  $U_j$  的  $5/3$  倍的光束的传播

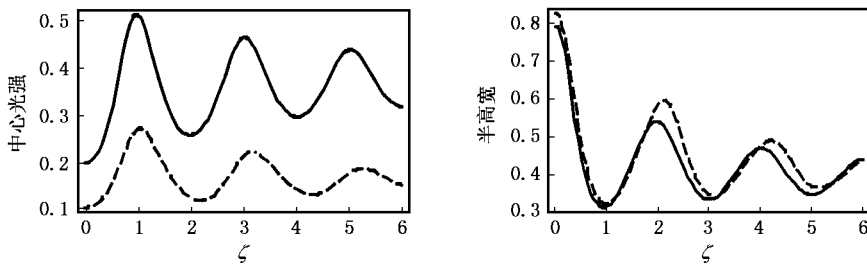


图 11 峰值、半高宽与传播距离的关系

### 3.3. 入射光束不共轴的情况

如果入射面处两光束不完全共轴, 这两束光在入射初始阶段就不可能形成复色孤子结构. 我们在文献 [8] 中对不共轴平行入射的不同频率的两束光的相互作用的研究表明, 这两束光通过非线性相互作用而相互吸引. 图 12 为中心相距  $2/5$  (约  $4.54\mu\text{m}$ ) 的两束入射光在入射面处的光强分布 ( $u_1(\xi, 0) = U_1(\xi - 1/5, 0), u_2(\xi, 0) = U_2(\xi + 1/5, 0)$ ). 图 13 为它们在晶体中的传播情况, 而图 14 为这两束

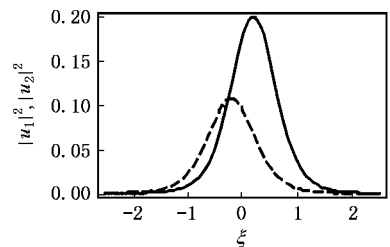


图 12 入射面处中心相距  $2/5$  的两光束的光强分布

光的中心光强、中心光强的位置、半高宽随传播距离

的变化关系,可以看出,这两光束的中心光强以及半高宽除了在入射晶体初始阶段有大的变化之外,在其他传播过程中都没有太大的变化,这与复色孤子

相似.进一步的研究表明两束入射光的轴偏离越小,则光强分布以及半高宽的变化也越小,这表明复色光伏孤子对于小的轴偏离具有较好的稳定性.

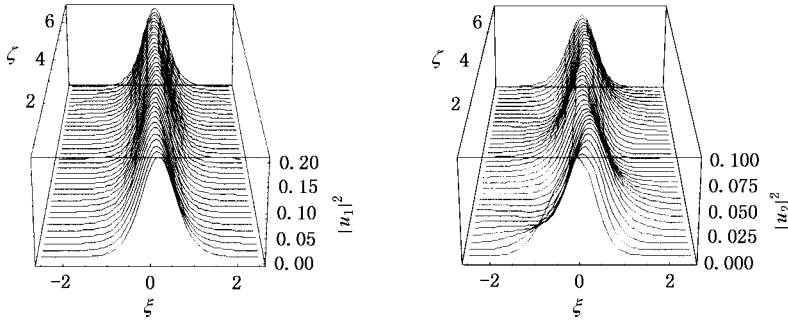


图 13 不共轴的两光束在晶体中的传播过程

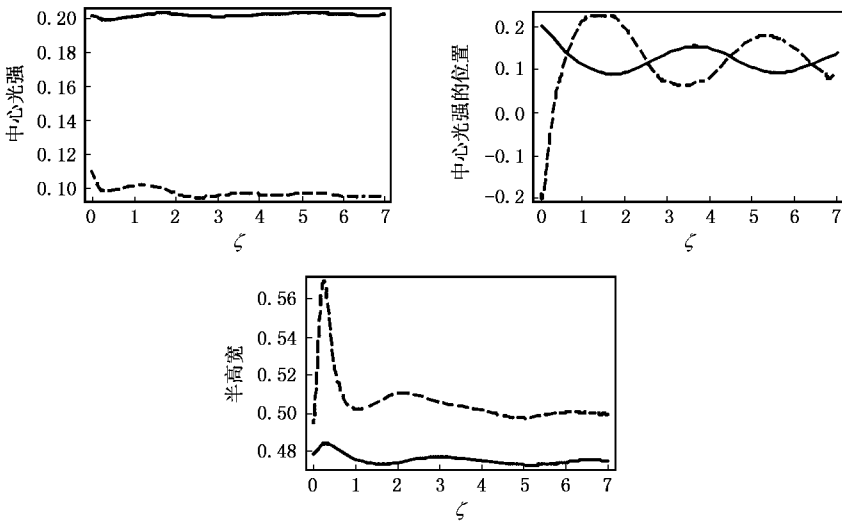


图 14 两束光的中心光强、中心光强位置以及半高宽随传播距离的变化

### 3.4. 温度改变使折射率发生改变的情况

如果晶体的温度发生变化,晶体的折射率就有可能发生改变.从  $b_j$  的表达式可以看出,折射率的改变反映在  $b_j$  上,即可以用  $b_j$  的改变来模拟温度微扰所引起的折射率改变.以  $u_j(\xi, \rho) = U_j(\xi, \rho)$  为

入射光,参数  $\Lambda_j$  和  $r_j$  跟图 3 一样,但取  $b_1 = 12.25$ ,  $b_2 = 10.745$  进行模拟,结果如图 15 所示.可以看出,尽管两光束的光强分布在开始阶段有轻微的变化,但随着传播距离的增大而逐渐稳定下来,这表明复色光伏孤子在因温度微扰引起折射率改变的情况下具有较好的稳定性.

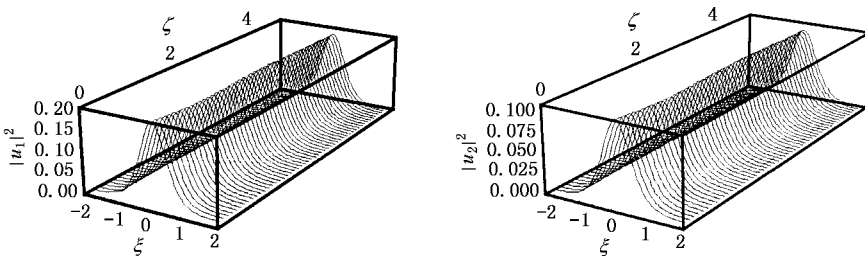


图 15 折射率改变对复色孤子的影响

### 3.5. 初始光强分布偏离孤子光强分布较大的情况

如果入射面处光强分布明显偏离孤子光强分布,则这两束光就会随着传播而不断地扩展,形成发

散光束.图 16 为入射面处光强分布为  $u_j(\xi, 0) = U_j(5\xi/3, 0)$  的两光束在晶体中的传播情况,可以看出两光束随着传播而不断的扩散.

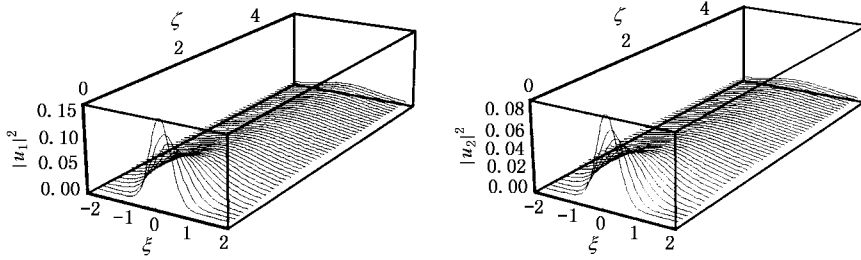


图 16 半高宽为孤子  $U_j$  的  $3/5$  倍的光束的传播

## 4. 结 论

本文提出一种可方便地求解复色光伏孤子半高宽的近似方法.在该近似方法的基础上,获得了复色光伏孤子的半高宽与中心光强的函数关系,该函数关系对了解复色光束的演化提供一个定性的基础.进一步的数值模拟表明,双曲正割光束比高斯光束更接近复色光伏空间孤子.当入射双曲正割光束满足复色光伏孤子半高宽与中心光强的关系时,双曲

正割光束在晶体中的传播就非常接近孤子,表明复色光伏孤子对于小的微扰是稳定的.此外,复色光伏孤子对于小的轴偏离具有较好的稳定性;复色光伏孤子对因温度微扰引起折射率变化的情况也具有较好的稳定性.一般情况下,初始光强分布接近复色光伏孤子光强分布的两束光的光强在传播过程中不断地起伏,形成呼吸状结构,但如果入射面处的光强明显偏离孤子的光强分布时,入射光束就会随着传播而不断地扩展,形成发散光束.

- [ 1 ] Singh S R and Christodoulides D N 1995 *Opt. Commun.* **118** 569  
 [ 2 ] Wang X S, He G G, She W L and 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 ]  
 [ 3 ] Liu J S and Zhang D Y 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 ( in Chinese ) [ 刘劲松、张都应 2001 物理学报 **50** 880 ]  
 [ 4 ] She W L and Li R J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 ( in Chinese ) [ 余

- 卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886 ]  
 [ 5 ] She W L, Lee K K and Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182  
 [ 6 ] Shen X N et al 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 3371  
 [ 7 ] Shen X N, Zhao J H, Wang R B and Pochi Yeh 1998 *Opt. Lett.* **23** 1253  
 [ 8 ] Ouyang S G et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3042 ( in Chinese ) [ 欧阳世根等 2004 物理学报 **53** 3042 ]



# Stability of photovoltaic spatial soliton with two-wavelength components<sup>\*</sup>

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

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

( Received 4 August 2003 ; revised manuscript received 13 October 2003 )

## Abstract

An approximate method is presented to calculate the full width at half maximum ( FWHM ) of photovoltaic ( PV ) spatial soliton ( PVSSs ) with two-wavelengths component . An advanced numerical analysis indicates that two coaxial hyperbolic secant beams , provided that they satisfy the functional relations of FWHM with amplitudes of this type of PVSS , will be very close to solitons when they propagate in PV crystals . Besides , this type of PVSS tends to be stable against small axial perturbations and small refractive index perturbations due to variations of temperature of the crystal . However , if the profiles of intensity of two coaxial signal beams with different wavelengths differ mildly from those of PVSS , the two beams will tend to experience cycles of compression and expansion ; and if the profiles of intensity of the signal beams differ significantly from those of PVSS , these two signal beams will diffuse endlessly .

**Keywords** : coupled photovoltaic photorefractive spatial solitons , stability

**PACC** : 4265S , 4265J

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10074082 ) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China ( Grant Nos. 001192 , 031567 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author .