

# 平板波导中正交极化的双光束的“互陷”传输<sup>\*</sup>

肖 毅<sup>1,2)</sup> 郭 旗<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>暨南大学物理系, 广州 510632)

<sup>2)</sup>华南师范大学信息光电子科技学院传输光学实验室, 广州 510631)

(2004 年 11 月 23 日收到, 2005 年 4 月 11 日收到修改稿)

利用变分法和数值模拟的方法研究了克尔型自聚焦介质平板波导中正交极化、中心重合的双光束的传输规律, 得到了两光束做类孤子的“互陷”传输的条件, 分析了在平板波导的线性双折射为零以及不能忽略的两种情况下“互陷”传输的特点. 结果发现“互陷”传输的光束与严格意义的矢量空间孤子之间存在本质的不同.

关键词: 空间光孤子, 矢量空间孤子, 互陷传输, 临界功率

PACC: 4265S, 4265J

## 1. 引 言

在非线性介质中传输的光束当其自聚焦效应和衍射效应相平衡时可以实现光束的空间波包不随传输坐标而变的“自陷”传输<sup>[1]</sup>, 此时的光束又称为空间光孤子. 最早将“自陷”光束或形状可保持的光脉冲与孤子理论联系起来的是萨哈诺夫(Zakharov)和沙巴特(Shabat)<sup>[2]</sup>, 他们发展了反散射方法以求解非线性薛定谔方程. 马纳科夫(Manakov)则提出描述包含两个极化分量的光场的耦合非线性薛定谔方程同样存在光孤子解<sup>[3]</sup>, 此称为矢量孤子或马纳科夫孤子. 矢量空间孤子可以理解为两束中心重合而极化方向垂直的光束共同的无衍射传输, 并且传输中合光束场的偏振态不变, 其先决条件是两束光的合光场为各光束的强度叠加而非振幅叠加, 即非相干叠加, 或者两束光的干涉对非线性折射率没有贡献. 由此意义出发, 除了马纳科夫型矢量空间孤子外, 还有另外的可能实现矢量空间孤子的途径: 例如让两束光的颜色不同, 并且频率差远大于  $\tau^{-1}$ , 其中  $\tau$  是介质的非线性响应时间<sup>[4]</sup>, 或者使同一个激光器发出的光分为两束, 在它们再次汇合前使它们的光程差大于激光器的相干长度, 那么即便两者具有同样的极化方向和同样的频率也可以实现非相干叠加; 光折变材料由于其非线性响应的非瞬时性而成为实现矢量空间孤子的合适材料<sup>[5-12]</sup>. 只要各光束是非相

干的, 矢量空间孤子甚至可以包括远多于两个的分量<sup>[13-15]</sup>. 所有这些后者与马纳科夫最初提出的矢量孤子概念已经颇不同, 以致被称为多分量孤子(multicomponent soliton), 这说明矢量空间孤子概念还在演变之中.

严格的马纳科夫型孤子的实现需要满足的条件可以概括为: 1) 每个偏振模式的交叉相位调制系数(XPM)与自相位调制系数(SPM)的比值为 1; 2) 两个偏振模式的 SPM 应当相等; 3) 与能量的模间转移有关的四波混频项(FWM 项)的贡献必须为零. 这样才能保证描述矢量孤子的耦合非线性薛定谔方程是可积的, 从而具有严格意义的孤子解. 显然, 要实验观察马纳科夫型矢量空间孤子取决于非线性介质的选择和实验条件的创设. 康等人在 AlGaAs 平板波导中实现了马纳科夫型矢量空间孤子的传输<sup>[16]</sup>. 实际情况是上述条件一般并不能得到完全的满足, 此时双光束仍有可能实现的无衍射的类孤子传输即是本文所关心的“互陷”传输. 严格来讲, 这种“互陷”传输的光束并不是矢量空间孤子, 但在传输中各偏振分量也能保持空间波包的形状不变. 在假定各光束做共同的无衍射传输的前提下, 用变分法研究是合适的, 因为变分法的主要优点是可以给出光束的一些重要参量如束宽、波前曲率、振幅等演化的解析图景, 尽管是近似的, 其缺点在于对于研究光束空间波包形状的演变无能为力.

本文用变分法研究了平板波导中正交极化、中

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10474023)和广东省自然科学基金(批准号: 031516)和重点项目(批准号: 04105804)资助的课题.

心重合的双光束的传输规律,得到了与变分参数有关的一组常微分方程,用以解析地描述光束的束宽、波前曲率函数、慢变振幅等的演化,进而得到了“互陷”传输的临界功率,并对束宽方程进行了数值求解.用数值模拟的方法对变分结果进行了验证并做了相应的讨论.

## 2. 理论模型和变分近似

不考虑损耗,在傍轴近似下,平板波导中正交极化的非相干的两束光的传输由如下耦合 NLS 方程描述<sup>[16]</sup>:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \psi_x}{\partial z} + \alpha_1 \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} + m_{s1} |\psi_x|^2 \psi_x + m_{x1} |\psi_y|^2 \psi_x &= 0, \\ i \frac{\partial \psi_y}{\partial z} + \alpha_2 \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} + m_{s2} |\psi_y|^2 \psi_y + m_{x2} |\psi_x|^2 \psi_y &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\psi_x$  和  $\psi_y$  分别为平板波导 TE 和 TM 模的慢变振幅,  $m_{sj}$  和  $m_{xj}$  ( $j = 1, 2$ ) 分别为自相位调制系数和交叉相位调制系数(下文中脚标 1 或  $x$  表示 TE 光束, 2 或  $y$  表示 TM 光束). 当  $\alpha_1 = \alpha_2$ ,  $m_{s1} = m_{s2}$  且  $m_{xj}/m_{sj} = 1$  ( $j = 1, 2$ ) 时, 方程(1)即为完全可积的马纳科夫方程. 由于平板波导的双折射, 即便两束光频率相同, 一般也会有  $\alpha_1 \neq \alpha_2$ ,  $m_{s1} \neq m_{s2}$ , 而且还会出现与  $\exp[2i\delta kz]$  成比例的四波混频项,  $\delta k$  是两个偏振模式之间的传播常数失配. 但是恰当地选择波导介质, 以及两束光的频率, 并且采取适当措施让两束光为非相干的, 可以使 FWM 项的实际贡献为零<sup>[16]</sup>. 为简便计, 可以合理地假定  $m_{x1} = m_{x2} = m_x$ , 容易验证, 方程(1)的拉格朗日密度函数是<sup>[17]</sup>

$$L = L_1 + L_2 + L_{xpm}, \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} L_1 = \frac{i}{2} \left( \psi_x^* \frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \psi_x \frac{\partial \psi_x^*}{\partial z} \right) \\ - \alpha_1 \left| \frac{\partial \psi_x}{\partial x} \right|^2 + \frac{m_{s1}}{2} |\psi_x|^4, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} L_2 = \frac{i}{2} \left( \psi_y^* \frac{\partial \psi_y}{\partial z} - \psi_y \frac{\partial \psi_y^*}{\partial z} \right) \\ - \alpha_2 \left| \frac{\partial \psi_y}{\partial x} \right|^2 + \frac{m_{s2}}{2} |\psi_y|^4, \end{aligned} \quad (4)$$

$$L_{xpm} = m_x |\psi_x|^2 |\psi_y|^2. \quad (5)$$

然后假定两光束都是高斯型如下:

$$\psi_x(x, z) = A_1(z) \exp \left[ -\frac{x^2}{2w_1^2(z)} + i\rho_1(z)x^2 \right], \quad (6)$$

$$\psi_y(x, z) = A_2(z) \exp \left[ -\frac{x^2}{2w_2^2(z)} + i\rho_2(z)x^2 \right], \quad (7)$$

其中  $A_1$  和  $A_2$  是缓变的复振幅,  $w_1$  和  $w_2$  是束宽,  $\rho_1$  和  $\rho_2$  是波前曲率. 由众所周知的变分程序<sup>[18]</sup>得到关于变分参数的微分方程

$$\frac{dw_1}{dz} = 4\alpha_1 \rho_1 w_1, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_1}{w_1^2} - 4\alpha_1 \rho_1^2 w_1^2 - w_1^2 \frac{d\rho_1}{dz} - \frac{\sqrt{2}}{4} m_{s1} |A_1|^2 \\ - \frac{m_x w_1^2 w_2 |A_2|^2}{(w_1^2 + w_2^2)^{3/2}} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{dw_2}{dz} = 4\alpha_2 \rho_2 w_2, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_2}{w_2^2} - 4\alpha_2 \rho_2^2 w_2^2 - w_2^2 \frac{d\rho_2}{dz} - \frac{\sqrt{2}}{4} m_{s2} |A_2|^2 \\ - \frac{m_x w_2^2 w_1 |A_1|^2}{(w_1^2 + w_2^2)^{3/2}} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

同时得到两光束的能量各自守恒:

$$w_1(z) |A_1(z)|^2 = \text{const} = w_{01} |A_{01}|^2 = P_1, \quad (12)$$

$$w_2(z) |A_2(z)|^2 = \text{const} = w_{02} |A_{02}|^2 = P_2. \quad (13)$$

如果将缓变的复振幅  $A_1$  和  $A_2$  写为

$$A_j(z) = |A_j(z)| \exp[i\phi_j(z)],$$

由变分计算也可以得到相位方程

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_1}{dz} = \frac{5\sqrt{2}}{8} m_{s1} |A_1|^2 \\ + \frac{m_x w_2 |A_2|^2}{2(w_1^2 + w_2^2)^{3/2}} \frac{3w_1^2 + 2w_2^2}{w_1^2 + w_2^2} - \frac{\alpha_1}{w_1^2}, \\ \frac{d\phi_2}{dz} = \frac{5\sqrt{2}}{8} m_{s2} |A_2|^2 \\ + \frac{m_x w_1 |A_1|^2}{2(w_1^2 + w_2^2)^{3/2}} \frac{2w_1^2 + 3w_2^2}{w_1^2 + w_2^2} - \frac{\alpha_2}{w_2^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

由(8)(9)式并利用(12)(13)式得到

$$\frac{d^2 w_1}{dz^2} = \frac{4\alpha_1^2}{w_1^3} - \frac{\sqrt{2}\alpha_1 m_{s1} P_1}{w_1^2} - \frac{4\alpha_1 m_x w_1 P_2}{(w_1^2 + w_2^2)^{3/2}}. \quad (15)$$

由(10)(11)式并利用(12)(13)式得到

$$\frac{d^2 w_2}{dz^2} = \frac{4\alpha_2^2}{w_2^3} - \frac{\sqrt{2}\alpha_2 m_{s2} P_2}{w_2^2} - \frac{4\alpha_2 m_x w_2 P_1}{(w_1^2 + w_2^2)^{3/2}}. \quad (16)$$

我们将重点讨论由(15)(16)式所描述的两光束束宽的演化规律, 因为如果  $w_1(z)$  和  $w_2(z)$  确定了, 由

(8)和(10)式就可以确定波前曲率  $\rho_1(z)$  和  $\rho_2(z)$ , 缓变复振幅的绝对值可由(12)和(13)式确定. 要由(15)(16)式解析地求出  $w_1(z)$  和  $w_2(z)$  是困难的, 所以我们将进行数值求解. 假设两束光在初始束宽相等(均为  $w_0$ )的情况下, 做“互陷”传输时束宽保持相等, 即  $w_1(z) = w_2(z) = w_0$ , 由(15)(16)式可导出两束光做“互陷”传输的临界功率分别为

$$P_{cx} = \frac{2\sqrt{2}}{w_0} \frac{\alpha_1 m_{s2} - \alpha_2 m_x}{m_{s1} m_{s2} - m_x^2}, \quad (17)$$

$$P_{cy} = \frac{2\sqrt{2}}{w_0} \frac{\alpha_2 m_{s1} - \alpha_1 m_x}{m_{s1} m_{s2} - m_x^2}. \quad (18)$$

在线性双折射为零(这可以由适当安排平板波导的介质以及平板波导的几何参数而做到)的情形, 即当  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ ,  $m_{s1} = m_{s2} = m_s$ , 时, 两光束的临界功率趋于一致, 即

$$P_c = \frac{2\sqrt{2}}{w_0} \frac{\alpha}{m_s + m_x}. \quad (19)$$

当  $m_x = 0$  时, (19)式也表示单光束“自陷”的临界功率. 显然双光束“互陷”时每束光的临界功率要小于单光束“自陷”的临界功率.

将方程(15)(16)的各项系数分别取如下形式:

$$\alpha_j = \frac{1}{2k_j}, \quad m_{sj} = \frac{k_j n_2}{n_{0j}} = k_0 n_2, \quad m_{sj} = \beta m_{sj} \quad (j = 1, 2), \quad (20)$$

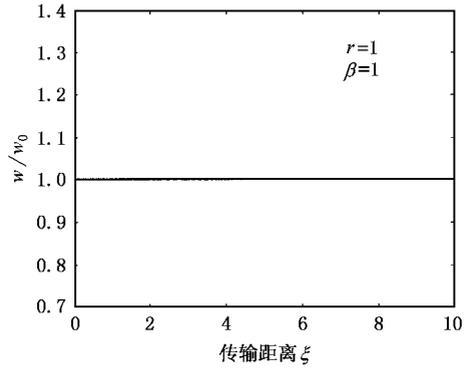


图1  $r=1, \beta=1, P_1 + P_2 = 2P_c$  的矢量空间孤子情形(实线为两光束束宽(重合)的演化线,  $P_1/P_2$  可取任意值)

其中  $k_j$  是两束光在介质中的传播常数,  $n_{0j}$  是平板波导 TE 和 TM 模的有效线性折射率,  $k_0 = k_j/n_{0j}$  是该两束同频率的光在真空中的波数,  $n_2$  是非线性折射率系数(此处认为其对于 TE 和 TM 模没有差别). 再利用(17)(18)式, 将(15)(16)式归一化为

$$\frac{d^2 y_1}{d\xi^2} = \frac{1}{y_1^3} - \frac{1 - \beta/r}{1 - \beta^2} \frac{P_1}{P_{cx}} \frac{1}{y_1^2} - \frac{2\sqrt{2}\beta(1 - r\beta)}{(1 - \beta^2)r} \frac{P_2}{P_{cy}} \frac{y_1}{(y_1^2 + y_2^2)^{3/2}},$$

$$\frac{d^2 y_2}{d\xi^2} = \frac{1}{r^2} \left[ \frac{1}{y_2^3} - \frac{1 - r\beta}{1 - \beta^2} \frac{P_2}{P_{cy}} \frac{1}{y_2^2} \right]$$

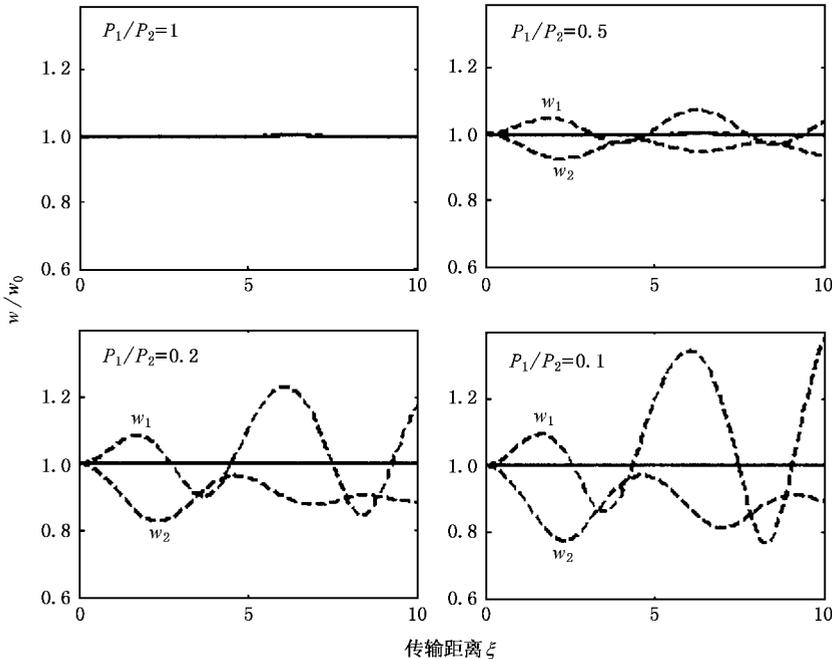


图2  $r=1, \beta=2/3, P_1 + P_2 = 2P_c$  的情形(实线是两光束束宽(重合)的演化线, 当  $P_1/P_2$  不等于 1 时, 为了比较, 仍画出该实线)

$$- \frac{2\sqrt{2}\beta r(1-\beta/r)}{1-\beta^2} \frac{P_1}{P_{cx}} \frac{y_2}{(y_1^2 + y_2^2)^{3/2}} \Big] , \quad (21)$$

其中

$$y_j = \frac{w_j}{w_0}, \quad \xi = \frac{z}{L_D} = \frac{z}{k_1 w_0^2}, \quad r = \frac{k_2}{k_1}. \quad (22)$$

注意当  $r=1$ , 即没有线性双折射时 (21) 式中的  $P_{cx}$

和  $P_{cy}$  都等于  $P_c$ . 在初始条件  $y_j(0)=1, \left. \frac{dy_j}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0$

( $j=1, 2$ ) 下方程 (21) 的解反映在图 1—图 4. 图 1 是  $r=1, \beta=1$  的情形, 即空间马纳科夫孤子情形, 保持  $P_1 + P_2 = 2P_c$  恒定, 无论  $P_1$  和  $P_2$  的比值怎样, 两

光束的束宽都与初始束宽相等, 这说明此时的合光束场可以以任意方向的线偏振态做孤子传输, 这正是矢量空间孤子的特点. 图 2 是  $r=1, \beta=2/3$  的情形, 保持  $P_1 + P_2 = 2P_c$  恒定, 当  $P_1 = P_2 = P_c$  时两光束的束宽均和初始束宽相等, 当  $P_1$  和  $P_2$  的比值不等于 1 时, 两光束的束宽均发生变化, 而且两者不相等. 但两光束都不会线性地发散, 而是都形成呼吸状结构, 功率较大的光束的束宽 ( $w_2$ ) 稍小于孤子束宽. 这说明若入射的合光束场是线偏振的, 仅当偏振方向沿着特定方向 (与  $x$  轴夹角 45 度) 时, 才可以做“互陷”传输并保持线偏振的方向不变. 在别的方向

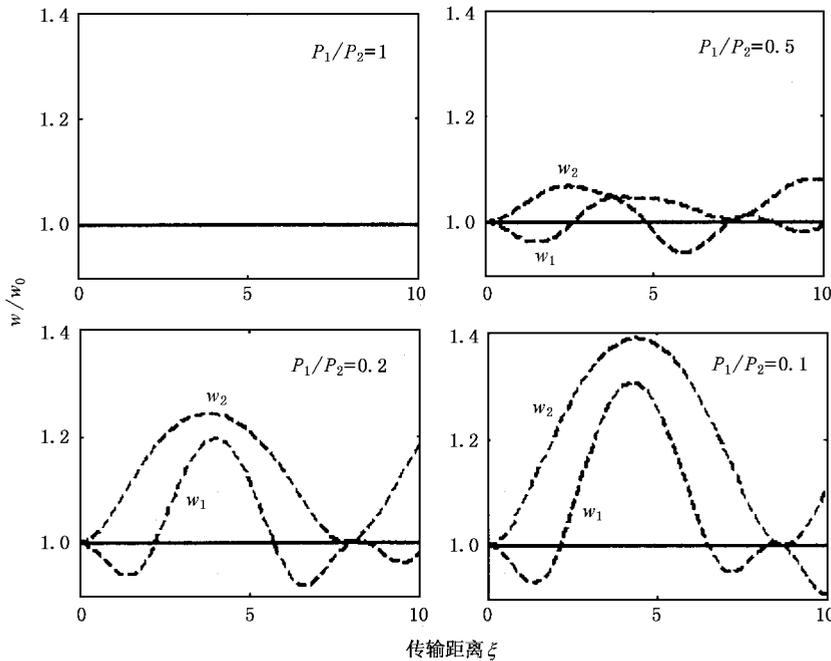


图 3  $r=1, \beta=3/2, P_1 + P_2 = 2P_c$  的情形 (实线是两光束束宽 (重合) 的演化线, 当  $P_1/P_2$  不等于 1 时, 为了比较, 仍画出该实线)

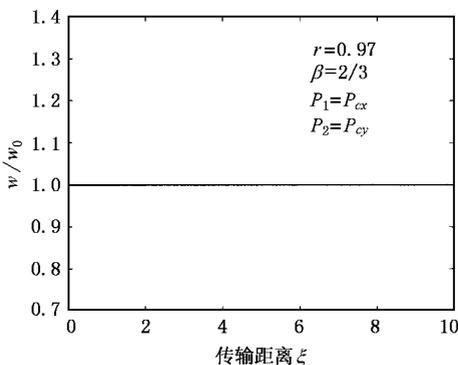


图 4  $r=0.97, \beta=2/3, P_1 = P_{cx}, P_2 = P_{cy}$  的情形 (实线为两光束束宽 (重合) 的演化线)

上不仅不能做“互陷”传输, 甚至也不能保持线偏振态, 因为此时出现的非线性双折射将使得合光束场的偏振态连续变化.

图 3 是  $r=1, \beta=3/2$  的情形, 仍保持  $P_1 + P_2 = 2P_c$ , 与  $\beta=2/3$  情形类似, 但有一点不同, 即功率较大的光束的束宽 ( $w_2$ ) 稍大于孤子束宽. 图 4 是线性双折射不能忽略的情形, 但只要两光束的功率各自达到临界值, 它们仍可以做类孤子的“互陷”传输. 但将 (17) (18) 式代入相位方程 (14) 并且用到  $w_1(z) = w_2(z) = w_0$ , 就会发现在传输过程中两个偏振分量的相位增加是不等的, 说明此时线性双折射和非线性双折射不能相互抵消, 那么合光束场的偏振态

在“互陷”传输中将周期性地变化。

### 3. 数值模拟

为了验证变分计算的结果,我们利用分步傅里叶方法对方程(1)直接进行数值模拟,为此将方程(1)的各项系数分别取(20)式所给形式,并利用以下归一化变换:

$$X = \frac{x}{w_0}, \xi = \frac{z}{L_D}, u_j = w_0 k_1 \left( \frac{|n_2|}{n_{01}} \right)^{1/2} \psi_j, \quad (23)$$

其中  $w_0$  是光束的初始束宽,  $L_D = k_1 w_0^2$  是光束  $\psi_x$  的衍射距离,方程(1)化为

$$i \frac{\partial u_x}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial X^2} + \text{sgn}(n_2) \times (|u_x|^2 + \beta |u_y|^2) u_x = 0, \quad (24)$$

$$i \frac{\partial u_y}{\partial \xi} + \frac{1}{2r} \frac{\partial^2 u_y}{\partial X^2} + \text{sgn}(n_2) \times (|u_y|^2 + \beta |u_x|^2) u_y = 0.$$

考虑自聚焦介质则有  $\text{sgn}(n_2) = 1$ ,两光束的入射场可写为

$$u_j(X, 0) = U_{0j} \exp\left(-\frac{X^2}{2}\right), (j = x, y), \quad (25)$$

其中已假定了两束光的初始束宽相同,  $U_{0j}$  的取值应

使得两光束的功率达到“互陷”的临界功率,这可由归一化关系(23)式以及(17)(18)(19)式决定。

图5是  $r = 1, P_1 = P_2 = P_c$  情形  $\beta$  取各值的比较,发现在传输过程中两光束的束宽总是保持相等,

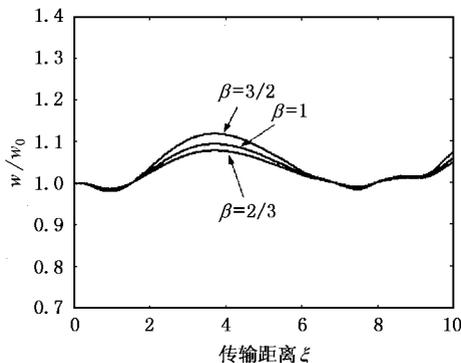


图5  $r = 1, P_1 = P_2 = P_c$  情形(各条实线是  $\beta$  值不同时两光束束宽(重合)的演化线)

但围绕初始束宽轻微地震荡,  $\beta$  取不同的值只使得震荡幅度稍有不同,但对于不同的  $\beta$  值束宽的震荡是同步的.从理论上讲,两光束的功率都达到临界值,束宽应当不发生变化,演化时束宽围绕初始束宽轻微地振荡是因为初始输入函数为高斯型函数的缘故,也说明了高斯函数并非孤子形状的很好的近似.尽管如此我们仍选用高斯函数,因为它具有良好的

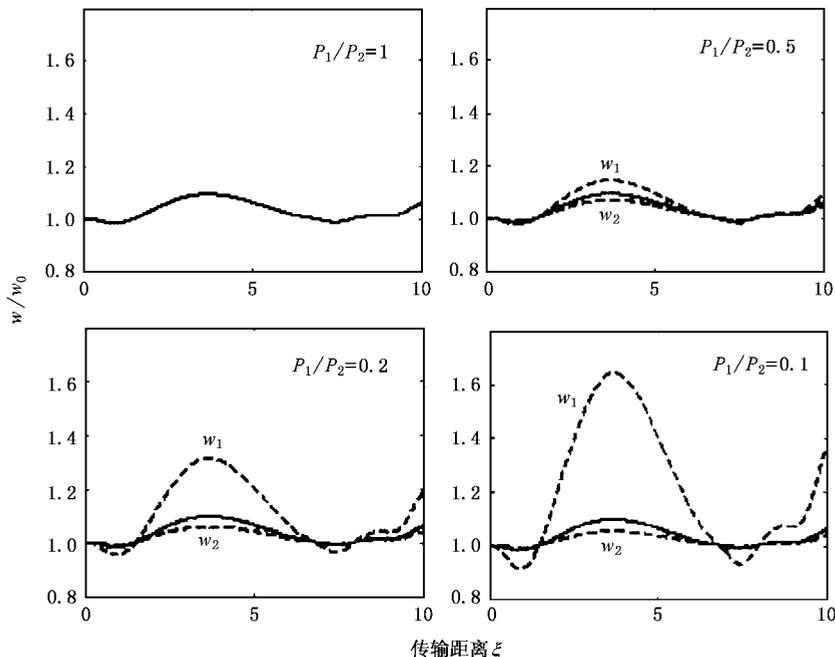


图6  $r = 1, \beta = 1, P_1 + P_2 = 2P_c$  情形(实线是两光束束宽(重合)的演化线,当  $P_1/P_2$  不等于1时,为了比较,仍画出该实线)

可操作性. 我们不妨认为此束宽的演化线就代表一定误差范围内的孤子传输.

图 6 是  $r = 1, \beta = 1$  情形,  $P_1 + P_2 = 2P_c$ ,  $P_1$  和  $P_2$  的比值取不同值时两光束束宽的演化图, 图中的实线是两光束功率相等时束宽  $w_1$  和  $w_2$  (重合) 的演化线. 当两光束功率之比不等于 1 时,  $w_1$  和  $w_2$  不再重合 (如图中虚线), 作为比较, 仍画出功率相等时两光束束宽重合的演化线 (实线). 虽然  $w_1 \neq w_2$ , 但它们同步轻微地震荡, 而且在大约  $1.5L_D, 6.8L_D, 8L_D$  处, 它们都回到束宽的初始值. 图 6 可以定性地表明, 两束光功率之比的变化并没有破坏其“互陷”传输.

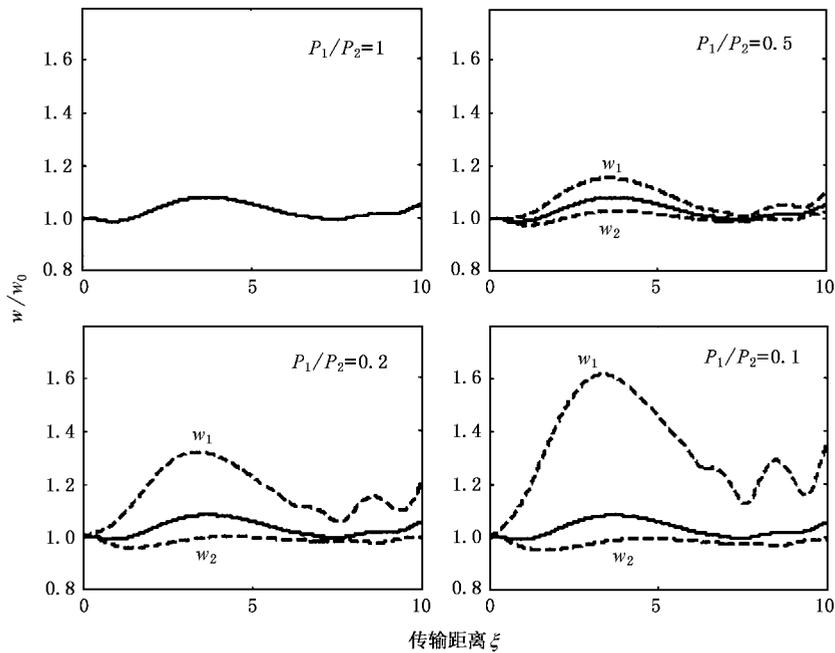


图 7  $r = 1, \beta = 2/3, P_1 + P_2 = 2P_c$  情形 (实线是两光束束宽 (重合) 的演化线, 当  $P_1/P_2$  不等于 1 时, 为了比较, 仍画出该实线)

我们再来看一下线性双折射不能忽略的情况. 图 9 是  $r = 0.97, \beta = 2/3, P_1 = P_{cx}, P_2 = P_{cy}$  时两光束束宽的演化图, 由此可见两束光基本上可以做“互陷”的类孤子传输, 但“互陷”程度比线性双折射为零时要低一些.

图 10 则是线性双折射度不同时两光束束宽的相对差值的比较, 可以看出, 线性双折射度越小, 束宽相对差值的绝对值越小, 两光束的“互陷”程度越高.

最后再来考察一下数值模拟的可信度. 取样品的长度为 8 个衍射距离, 出射处 TE 和 TM 光束束宽的相对差值通过图 11 ( $r = 1, \beta = 1$ ) 和图 12 ( $r = 1, \beta$

图 7 是  $r = 1, \beta = 2/3, P_1 + P_2 = 2P_c$  (两光束的总功率等于单光束基孤子功率的 1.2 倍) 时两光束束宽的演化图, 图中的实线是两光束功率相等时束宽  $w_1$  和  $w_2$  (重合) 的演化线, 当功率之比不等于 1 时,  $w_1$  和  $w_2$  不再重合 (如图中虚线), 而且它们不再具有同步震荡的特点, 功率较大光束的束宽 ( $w_2$ ) 稍小于孤子束宽. 图 8 是  $r = 1, \beta = 3/2, P_1 + P_2 = 2P_c$  (两光束的总功率等于单光束基孤子功率的 0.8 倍) 时两光束束宽的演化图, 与  $\beta = 2/3$  情形类似, 但有一点不同, 即功率较大的光束的束宽 ( $w_2$ ) 稍大于孤子束宽.

$= 2/3$ ) 反映出来, 即  $\beta = 1$  时, 出射处的束宽相对差值基本不随功率之比而变化, 总为零;  $\beta = 2/3$  时, 随着功率之比由 0.1 变到 10, 出射处的束宽相对差值由大约 0.2 变到大约 -0.2, 这个结果与文献 [16] 的实验结果是一致的.

## 4. 结 论

综合变分计算和数值模拟的结果, 发现它们至少在定性方面是一致的, 反映了同样的传输规律, 据此我们可以得出如下结论:

1. 在没有线性双折射的克尔介质平板波导中做

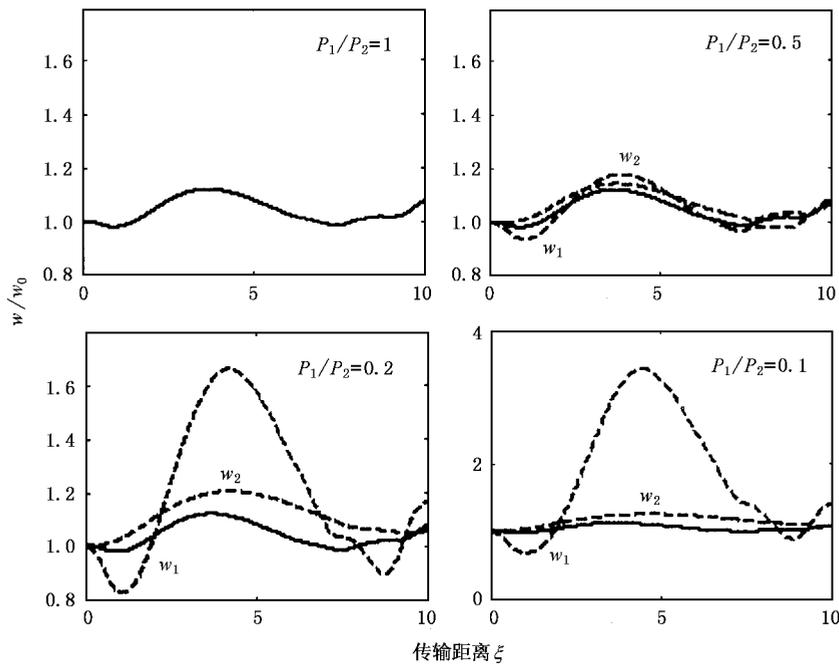


图8  $r=1, \beta=3/2, P_1+P_2=2P_c$  情形 (实线是两光束束宽(重合)的演化线,当  $P_1/P_2$  不等于 1 时,为了比较,仍画出该实线)

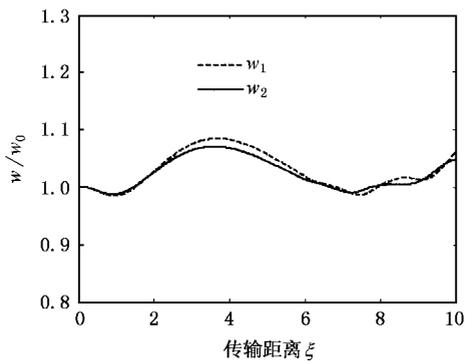


图9  $r=0.97, \beta=2/3$  的情形,  $P_1=P_{cx}, P_2=P_{cy}$  时两束宽的演化线

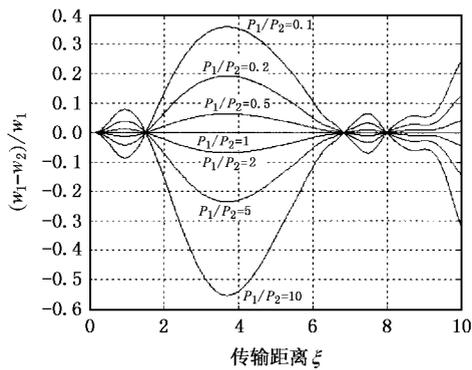


图11  $r=1, \beta=1, P_1+P_2=2P_c$  情形,  $P_1/P_2$  取不同值时两束宽的相对差值

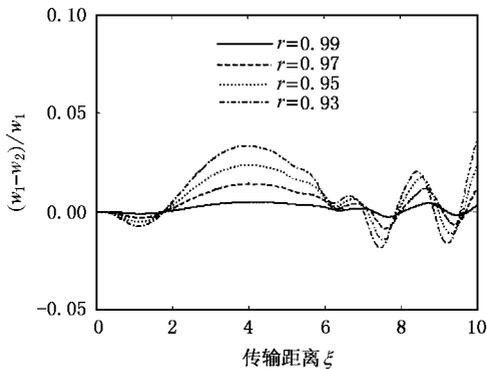


图10  $\beta=2/3, P_1=P_{cx}, P_2=P_{cy}$ , 各条线是  $r$  取不同值时两光束束宽的相对差值

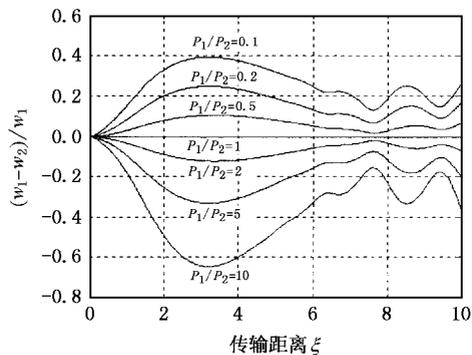


图12  $r=1, \beta=2/3, P_1+P_2=2P_c$  情形,  $P_1/P_2$  取不同值时两束宽的相对差值

“互陷”传输的光束各自需要达到相应的临界功率,两光束的总功率一般不等于单光束孤子的功率,除了  $\beta = 1$  的特殊情况外.

2.“互陷”传输的光束对与严格意义的矢量空间孤子之间存在本质的不同,后者可以以任意方向的线偏振态做孤子传输,而前者的线偏振的合光束场只沿特定的方向时才做孤子传输并保持线偏振态不变.

3.“互陷”传输的光束对于偏振的微小扰动是不稳定的,即若入射的合光束场的线偏振方向偏离了特定的方向,则两光束各自形成呼吸状结构, $\beta < 1$  时,功率较大的光束的束宽稍小于孤子束宽;当  $\beta >$

1 时,功率较大的光束的束宽稍大于孤子束宽.

4.当线性双折射不能忽略时,两光束各自达到临界功率后也能做“互陷”传输,但是合光束场的偏振态将周期性地变化,在入射光束为高斯光束的情况下;“互陷”的程度比线性双折射为零时要低一些,随着线性双折射度的减小;“互陷”的程度逐渐提高.虽然变分计算的结果更符合理论预期,但数值模拟的结果则更接近以高斯光束入射时的实际情况.有理由相信,当入射光束为更接近孤子形状的双曲正割光束时,数值模拟的结果也会更接近我们的理论预期.

- [ 1 ] Chiao R Y , Garmire E and Townes C H 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 479
- [ 2 ] Zakharov V E and Shabat A B 1972 *Sov. Phys. TETP* **34** 62
- [ 3 ] Manakov S V 1974 *Sov. Phys. JETP* **38** 248
- [ 4 ] Shalaby M and Barthelemy A J 1992 *IEEE J. Quantum Electron* , **QE-28** 2736
- [ 5 ] Christodoulides D N , Singh S R , Carvalho M I and Segev M 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1763
- [ 6 ] Hou C F , Yuan B H , Sun X D and Xu K B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 ( in Chinese )[ 侯春风、袁保红、孙秀冬、许克彬 2000 物理学报 **49** 1969 ]
- [ 7 ] Hou C F , Li S Q , Li B and Sun X D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1709 ( in Chinese )[ 侯春风、李师群、李 斌、孙秀冬 2001 物理学报 **50** 1709 ]
- [ 8 ] Liu J S and Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
- [ 9 ] Liu J S and Hao Z H 2004 *Chin. Phys.* **13** 704

- [ 10 ] Chen Y Y , Wang Q , Shi J L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2980 ( in Chinese )[ 陈圆圆、王 奇、施解龙 2004 物理学报 **53** 2980 ]
- [ 11 ] Ouyang S G and She W L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3042 ( in Chinese )[ 欧阳世根、余卫龙 2004 物理学报 **53** 3042 ]
- [ 12 ] Hou C F , Pei Y B , Zhou Z X and Sun X D 2005 *Chin. Phys.* **14** 349
- [ 13 ] Mitchell M and Segev M 1997 *Nature.* **387** 880
- [ 14 ] Mitchell M , Segev M , Coskun T and Christodoulides D N 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 4990
- [ 15 ] Montesinos G D , Perez-Garcia V M and Michinel H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 133901
- [ 16 ] Kang J U , Stegeman G I , Aitchison J S and Akhmediev N 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3699
- [ 17 ] Dinev S G , Dreischuh A A , avaldjiev D K and Krastev K D 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 387
- [ 18 ] Anderson D 1983 *Phys. Rev. A* **27** 3135

# The mutually-trapped propagation of orthogonally polarized beam pair in planar waveguides<sup>\*</sup>

Xiao Yi<sup>1,2)</sup> Guo Qi<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Department of Physics, Jinan University, Guangzhou 510632, China*

<sup>2)</sup>*Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*

( Received 23 November 2004 ; revised manuscript received 11 April 2005 )

## Abstract

The propagation of two orthogonally polarized coaxial light beams in planar waveguides is studied by variational approach as well as numerical method. The condition for soliton-like mutually-trapped propagation of the two beams is obtained. We analysed the different characteristics of mutually-trapped propagation in two cases with or without linear birefringence. We find that there is an essential difference between mutually-trapping beams and the rigorous vector spatial soliton.

**Keywords** : spatial optical soliton , vector spatial soliton , mutually-trapped propagation , critical power

**PACC** : 4265S , 4265J

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10474023 ) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province , China ( Grant Nos. 031516 and 04105804 ).