

# 非对称光折变全息空间光孤子的存在曲线\*

刘劲松

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(2003 年 9 月 9 日收到 2003 年 11 月 18 日收到修改稿)

证明了在加外电场的光折变晶体中存在非对称全息空间光孤子对,其特征是孤子对中的两个孤子具有相同的宽度、不同的振幅.给出了这种孤子对的存在曲线,其中存在三个具有不同特征的区域.对于给定的外加电场来说,当孤子对中两个孤子的入射峰值强度之和与背景光强度之比足够大或者足够小时,孤子宽度强烈依赖于这个比值,而在此中间的一段区域,孤子宽度几乎不随这个比值而变化.非对称情况下这个中间区域的范围比对称情况的窄.

关键词:空间光孤子,光折变非线性光学,全息光栅

PACC:4265J, 7820, 7240

## 1. 引 言

最近, Cohen 等人提出了一种新型的空间光孤子:全息孤子<sup>[1]</sup>.形成全息孤子的物理机理是全息聚焦.两束光波在非线性介质中通过干涉而产生折射率光栅,并通过布拉格反射而相互耦合,导致每一束光波能够相干地进入另一光束之中,当被反射的光束相对于原光束来说存在  $\pi/2$  相位延迟时,就会产生聚焦效应而导致两束光波同时变窄.全息孤子可以存在于许多非线性介质之中,例如聚合物、饱和染料和光折变材料等.以加外电场的光折变晶体为例,两束光波通过光折变双光束耦合而发生相互作用.适当选取两束光波的夹角和外加电场的大小,使得双光束耦合的强度耦合系数远远小于相位耦合系数,就能保证任一光束以  $\pi/2$  的相位延迟耦合到另一束光波中.值得注意的是,此时在两束光波之间没有单向的能量传递.由于这两束光波能够同时演化为空间孤子,因此,全息孤子事实上是以孤子对的形式存在的.一般说来,空间孤子对具有三种形式:明-明、明-暗和暗-暗.例如,非相干耦合屏蔽孤子对<sup>[2-4]</sup>和光折变独立空间孤子对<sup>[5-8]</sup>都具有这三种形式.然而,全息孤子对只有明-明和暗-暗两种形式.

文献 1 给出了全息孤子的对称解,适用于聚合

物、饱和染料和光折变材料等所有能支持光波耦合的非线性介质.所谓对称解,是指一个孤子对中的两个孤子具有相同的宽度和振幅.对非相干耦合屏蔽孤子对的研究表明,支持屏蔽孤子的屏蔽效应是一种具有饱和特征的非线性效应,由此导致光波满足的非线性耦合波方程具有非对称的解.所谓非对称解,是指一个孤子对中的两个孤子具有相同的宽度、不同的振幅.由于支持光折变全息孤子的全息聚焦效应也是一种具有饱和特征的非线性效应,很自然会提出,光折变全息孤子存在非对称解吗?如果存在,非对称光折变全息孤子的存在曲线与对称情况有何不同?这些就是本文要研究的问题.

本文以加外电场的光折变晶体为研究对象,证明了光折变全息孤子非对称解的存在,推导出了孤子振幅满足的积分方程以及孤子传播常数的表达式,计算出了孤子存在曲线.这些结果拓宽了对全息孤子的认识,对开展相关实验工作具有指导意义.

## 2. 光折变全息孤子非对称解

文献 1 给出的全息孤子对中两束光波满足的非线性耦合波方程为

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2ik\cos(\theta)\frac{\partial A}{\partial z} + \beta \frac{|B|^2}{|A|^2 + |B|^2 + I_B} A = 0, \quad (1a)$$

\* 国家自然科学基金(批准号:10174025)和教育部科学技术研究重点项目(批准号:01118)资助的课题.

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + 2ik \cos(\theta) \frac{\partial B}{\partial z} + \beta \frac{|A|^2}{|A|^2 + |B|^2 + I_B} B = 0, \quad (1b)$$

其中,  $A$  和  $B$  是这两束光波的复振幅包络,  $k = n_0 k_0$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\theta$  是每束光的  $k$  矢量同  $z$  轴的夹角

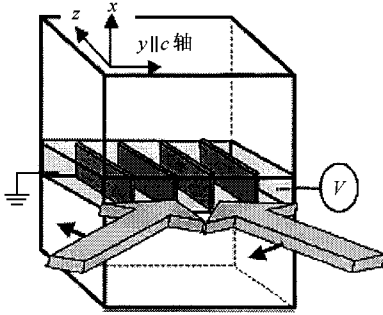


图1 在加外电场的光折变晶体中实现全息孤子对的示意图(取自文献[1])

(如图1所示),  $I_B$  是背景光强度,  $\beta = 2k^2 \Delta n_0 \cos(2\theta) n_0$ ,  $n_0$  是寻常光的折射率, 参数  $\Delta n_0$  取决于材料、外加电场  $E_0$  和两束光波干涉条纹的调制度. 一般说来  $\Delta n_0$  是一个复数, 其实部与虚部分别对应双光束耦合的相位与强度耦合系数. 全息孤子存在的条件是  $\Delta n_0$  的实部远大于虚部, 在此条件下  $\Delta n_0$  可近似看作一个实数. 对加外电场的光折变晶体来说, 当  $\theta$  足够小同时  $E_0$  足够大时, 例如  $\theta = 0.1^\circ$  和  $E_0 = 1000 \text{ V/cm}$ , 这一近似条件可以得到很好的满足<sup>[11]</sup>. 令  $s = x/x_0$ ,  $\xi = z/z_0$ ,  $z_0 = kx_0^2 \cos\theta$ ,  $A = I_B^{1/2} U$ ,  $B = I_B^{1/2} V$ ,  $\sigma = x_0^2 \beta/2$ , 其中  $x_0$  是一个任意的空间宽度, 可将方程(1)写成

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} + \sigma \frac{|V|^2}{|U|^2 + |V|^2 + 1} U = 0, \quad (2a)$$

$$i \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial s^2} + \sigma \frac{|U|^2}{|U|^2 + |V|^2 + 1} V = 0, \quad (2b)$$

其中各变量都是无量纲的. 值得注意的是  $\Delta n_0$  依赖于两束光波干涉条纹的调制度  $m$ , 其表达式为<sup>[9]</sup>

$$m = \frac{2|U||V|}{|U|^2 + |V|^2}. \quad (3)$$

一般情况下,  $m$  是  $x$  (或  $\xi$ ) 的函数. 对于对称情况, 有  $|U| = |V|$ , 此时  $m \equiv 1$  为一常数. 对于非对称情况, 有  $|U| \neq |V|$  和  $m < 1$ , 此时  $\Delta n_0$  是  $m$  的函数. 由此导致  $\beta$  也是  $m$  的函数, 可以表示为  $\beta(m) = \beta_0 F(m)$ , 其中  $F(m)$  是  $m$  的实函数. 文献10—13对  $F(m)$

的函数形式做了大量的研究, 给出了  $F(m)$  的一些近似解析表达式. 其中, 文献13给出的形式为

$$F(m) = 1/(1 + 0.7m). \quad (4)$$

可见,  $F(m \ll 1) \approx 1$ , 从而导致  $\beta(m \ll 1) \approx \beta_0$ . 由于  $\sigma = x_0^2 \beta/2$ , 因此  $\sigma$  也是  $m$  的函数, 可以表示为  $\sigma(m) = \sigma_0 F(m)$ , 其中  $\sigma_0 = \sigma(m \ll 1)$ .

文献1给出了方程(1)的对称解, 下面来寻求方程(1)或(2)的非对称解. 为此, 借鉴文献2推导非相干耦合屏蔽孤子非对称解所采用的办法, 设  $U$  和  $V$  具有以下孤波形式

$$U = r^{1/2} y(s) \cos\phi \exp(iv\xi), \quad (5a)$$

$$V = r^{1/2} y(s) \sin\phi \exp(iv\xi), \quad (5b)$$

其中  $\phi$  是一个任意的投射角, 反映了两束光波的振幅之比, 且  $0 < \phi \leq \pi/4$ ;  $v$  表示孤波传播常数的非线性移动,  $y(s)$  是一个实函数, 且  $0 \leq y(s) \leq 1$ ;  $r$  是两束光波的入射峰值强度之和与背景光强度  $I_B$  之比, 即  $r = I_0/I_B$ , 其中  $I_0 = I(s=0, \xi=0)$  对应明孤子情况,  $I_0 = I(s=\pm\infty, \xi=0)$  对应暗孤子情况,  $I(s, \xi) = I_B [ |U(s, \xi)|^2 + |V(s, \xi)|^2 ]$  是两束光波的总强度. 如果任给  $\phi \in (0, \pi/4]$  若能确定出  $y(s)$  和  $v$ , 就获得了方程(2)在任意  $\phi$  值下的一对孤波解. 当  $\phi \in (0, \pi/4)$  得到的是非对称解, 其特征是一对孤波中的两个分量具有相同的宽度, 但具有不同的振幅. 当  $\phi = \pi/4$  时, 得到的是对称解, 其特征是这一对孤波中的两个分量具有相同的宽度和振幅. 将(5)式代入(3)式中, 得到

$$m = \sin^2(2\phi). \quad (6)$$

这表明, 虽然一般说来  $m$  是  $\xi$  的函数, 但如果(5)式所表示的孤波解存在,  $m$  将与  $\xi$  无关. 此时  $\beta$  或  $\sigma$  也是同  $\xi$  无关的参量. 注意在对称情况下,  $\phi = \pi/4$ , 此时有  $m = 1$ .

将(5)式代入(2)式中, 得到

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 y}{ds^2} - vy + \sigma \sin^2\phi \frac{ry^3}{1 + ry^2} = 0, \quad (7a)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 y}{ds^2} - vy + \sigma \cos^2\phi \frac{ry^3}{1 + ry^2} = 0. \quad (7b)$$

将此两式相加, 有

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - 2vy + \sigma \frac{ry^3}{1 + ry^2} = 0. \quad (8)$$

对明孤子情况, 要求  $y(0) = 1$ ,  $\dot{y} = 0$  和  $y(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ , 此时由(8)式易得

$$\sigma^{1/2} s = \pm \int_y^1 \frac{r^{1/2} d\hat{y}}{[\ln(1 + r\hat{y}^2) - \hat{y}^2 \ln(1 + r)]^{1/2}}, \quad (9a)$$

$$v = \frac{\sigma}{2} \left[ 1 - \frac{1}{r} \ln(1+r) \right]. \quad (9b)$$

对暗孤子情况,要求  $y(0)=0, y(\infty)=0, y''(\infty)=0$  和  $y(s \rightarrow \pm \infty)=1$  此时由(8)式易得

$$(-\sigma)^2 s = \pm \int_y^0 \frac{(1+r)^2 d\hat{y}}{\left[ (\hat{y}^2 - 1) - \frac{r+1}{r} \ln\left(\frac{1+r\hat{y}^2}{1+r}\right) \right]^{1/2}}, \quad (10a)$$

$$v = \frac{r\sigma}{\chi(1+r)}. \quad (10b)$$

(9a)式和(10a)式分别确定了明孤子和暗孤子情况下  $y(s)$  随  $s$  的变化规律.因此(5)式和(9)式以及(5)式和(10)式分别是方程(2)的明、暗孤波解,包含对称与非对称两种情况,即  $\phi = \pi/4$  时为对称解,  $\phi \in (0, \pi/4)$  时为非对称解.其中,对称解与文献[1]中的相应结果是等价的.

上述结果表明,方程(2)存在一族以  $\phi$  为参量的孤波解,这与非相干耦合屏蔽孤子对的情况一样<sup>[2-4]</sup>.值得注意的是,对非相干耦合屏蔽孤子对来说,一族孤子对中的所有孤子都具有相同的宽度.然而,对全息孤子对来说,情况与此不同:虽然一族孤子对中任意一个孤子对中的两个孤子具有相同的宽度,但不同的孤子对具有不同的宽度.这是因为,当  $\phi$  改变时,由于屏蔽效应与其无关,自然导致一族非相干耦合屏蔽孤子对中的所有孤子都具有相同的宽度,而对全息孤子对来说,由于  $\sigma = \sigma_0 F(m) = \sigma_0 F[\sin(2\phi)]$  不同的  $\phi$  对应不同的  $\sigma$ ,从而对应不同的孤子宽度,又由于一对全息孤子中的两个孤子具有相同的  $\phi$ ,因此具有相同的宽度.

当参数  $r, \sigma_0$  和  $\phi$  给定后,利用(5)式可以给出非对称全息孤子的归一化复振幅  $U$  和  $V$ ,其中,明、暗孤子的空间包络  $y(s)$  和传播常数  $v$  可分别由(9)和(10)式给出.将  $U$  和  $V$  代入方程(2),经数值计算,可以得到非对称全息孤子在晶体中的传播特性.图2给出了  $r=1, \sigma_0=5$  和  $\phi=40^\circ$  时明孤子的结果.从中可以看出,这种孤子在晶体中传播时,能保持其空间形状不变.

### 3. 孤子存在曲线

孤子存在曲线反映了孤子宽度和强度之间的依赖关系以及系统参数对这一关系的影响,是空间孤子研究领域里的一个重要课题.对光折变全息孤子来说,当入射高斯光束的空间宽度和强度给定后,利

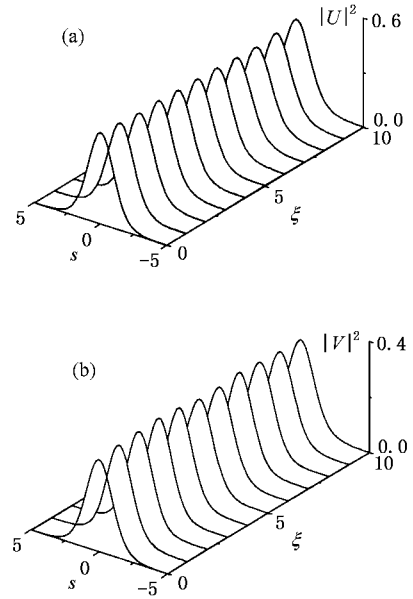


图2 非对称全息明孤子在晶体中的传播(系统参数为:  $r=1, \sigma_0=5$  和  $\phi=40^\circ$ )

用这个曲线能够确定出一个合适的外加电场,在此电场下有可能观测到稳定的空间孤子.文献[1]给出了对称全息孤子的存在曲线.就光折变对称全息孤子而言,孤子宽度(强度半高全宽 FWHM)主要取决于外加电场和入射光束强度这两个参数.下面来计算光折变非对称全息孤子的存在曲线.与对称情况不同的是,非对称情况下孤子存在曲线不仅同外加电场和入射光束强度这两个参数有关,还同反映两束光波振幅之比的参数  $\phi$  或调制度  $m$  有关.采用同文献[14]相类似的方法,可以利用(9)式和(10)式计算出光折变全息明、暗孤子对的存在曲线,包括对称和非对称情况.为此,需要将此两式适当变形.利用  $\sigma$  和  $s$  的定义式(9)式左边  $= [\beta_0 F(m)/2]^2 x$ ,同  $x_0$  无关.同理(10)式左边  $= [-\beta_0 F(m)/2]^2 x$ ,也同  $x_0$  无关.如上所述,光折变全息孤子存在的条件是双光束耦合的相位耦合系数远大于强度耦合系数.根据光折变理论<sup>[9]</sup>,此时  $\beta_0$  可以表示为  $\beta_0 = 2k\Gamma_0 \cos\theta$  其中,  $\Gamma_0$  是相位耦合系数,其表达式是

$$\Gamma_0 = 0.5kn_0^2 \gamma_{\text{eff}} E_0 E_s^2 (\epsilon_{\text{ds}}^2 + E_0^2),$$

其中,  $E_{\text{ds}} = E_d + E_s, E_d = 4\pi k_B T \sin\theta / (\lambda_0 e)$  是扩散场,  $k_B$  是波耳兹曼常数,  $e$  是电子电荷,  $E_s = eN_A \lambda_0 / (4\pi\epsilon_r \epsilon_0 \sin\theta)$  是饱和场,  $N_A$  是受主密度,  $\epsilon_r$  是相对介电常数,  $\epsilon_0$  是真空电导率,  $E_0$  是外加电场,  $\gamma_{\text{eff}}$  是有效电光系数.当  $\theta$  很小时,  $E_d \ll E_s$ .同时,为满足

相位耦合系数远大于强度耦合系数的条件,须有  $E_0 \ll E_s$ . 由此,  $\Gamma_0$  的上述表达式可以简化为  $\Gamma_0 = 0.5kn_0^2\gamma_{\text{eff}}E_0$ . 对图 1 所示的结构,  $\gamma_{\text{eff}}$  的表达式为  $\gamma_{\text{eff}} = \bar{n}^3\gamma_{33}\cos^2\theta - \bar{n}^{-1}\gamma_{13}\sin^2\theta^{[15]}$ , 其中  $\bar{n} = n_e/n_o$ ,  $n_e$  是非常光折射率. 当  $\theta$  很小时,  $\cos\theta \approx 1$  和  $\sin\theta \approx 0$ , 从而有  $\beta_0 = k_0^2n_e^3n_o\gamma_{33}E_0$ . 根据以上分析, 并利用 (4) 式和 (6) 式, 可将 (9a) 式和 (10a) 式变形为

$$\frac{x}{\zeta_b} = \pm [1 + 1.7\sin(2\phi)]^{1/2} \times \int_y^1 \frac{r^{1/2} d\hat{y}}{[\ln(1+r\hat{y}^2) - \hat{y}^2 \ln(1+r)]^{1/2}}, \quad (11)$$

$$\frac{x}{\zeta_d} = \pm [1 + 1.7\sin(2\phi)]^{1/2} \times \int_y^0 \frac{(1+r)^{1/2} d\hat{y}}{[(\hat{y}^2 - 1) - \frac{r+1}{r} \ln(\frac{1+r\hat{y}^2}{1+r})]^{1/2}} \quad (12)$$

其中  $\zeta_{b,d} = (\pm 0.5\beta_0)^{-1/2} = (\pm \eta E_0)^{-1/2}$ ,  $\eta = 0.5k_0^2n_e^3n_o\gamma_{33}$ . 以 SBN:60 为例<sup>[16]</sup>, 对  $\lambda_0 = 0.5\mu\text{m}$ , 有  $n_o = 2.36$ ,  $n_e = 2.33$  和  $\gamma_{33} = 235\text{pm/V}$ . 可以看出, 形成明(暗)光折变全息孤子的条件是  $E_0 > 0$  ( $E_0 < 0$ ). 利用 (11) 和 (12) 式, 就能计算出光折变全息孤子的存在曲线, 包括非对称情况, 即  $\phi \in (0, \pi/4)$ , 以及对称情况, 即  $\phi = \pi/4$ , 如图 3 所示. 从中可以看出, 非对称与对称光折变全息孤子对的存在曲线具有类似的形式, 即当  $r$  很大或很小时, 孤子宽度随  $r$  变化的很快, 而在中间有一段相对平缓的变化区域. 这段平缓的区域有利于孤子的观测. 因此, 应该适当地选取两束光波的总入射光强和背景光强度, 使得参数  $r$  的取值落在此区间当中. 值得注意的是, 非对称情况对应的平缓区域比对称情况的窄. 非对称的程度越高, 这种平缓的区域就越窄. 因此, 对非对称全息孤子对来说, 更应该注重合理地选取参数  $r$  的值.

文献 10—13] 从不同的角度给出了  $F(m)$  的不同近似解析表达式, 但由于它们反映的是同一问题, 不仅没有根本的区别, 而且对于给定的  $m$  来说, 对应的  $F(m)$  的值也几乎相同. 所以, 采用不同的表达式不会对上述结论产生影响.

屏蔽孤子<sup>[14]</sup>和屏蔽光伏孤子<sup>[17—22]</sup>的宽度都强烈依赖于外加电场  $E_0$ . 虽然光折变全息孤子也是如此, 但  $E_0$  的取值范围受到很大的限制, 必须保证双光束耦合的相位耦合系数远大于强度耦合系数. 注意此条件的实质是采用适当的系统参数使得强度耦合系数非常之弱, 以至于其作用可以忽略. 不过, 当

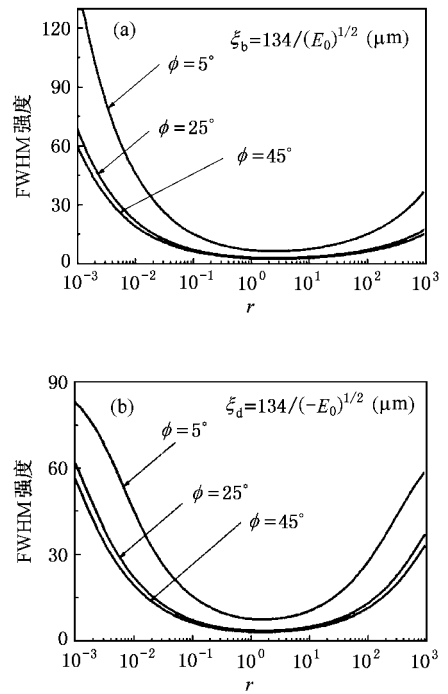


图 3 光折变全息孤子存在曲线: 孤子强度半高全宽 (FWHM) 随参数  $r$  的变化曲线. 系统参数为:  $\lambda_0 = 0.5\mu\text{m}$ ,  $n_o = 2.36$ ,  $n_e = 2.33$  和  $\gamma_{33} = 235\text{pm/V}$ . (a) 明孤子情况, 纵坐标单位为  $\zeta_b = 134(E_0)^{-1/2}(\mu\text{m})$ ; (b) 暗孤子对情况, 纵坐标单位为  $\zeta_d = 134(-E_0)^{-1/2}(\mu\text{m})$ .  $E_0$  的单位为  $\text{V/cm}$

这一条件得不到满足时, 意味着强度耦合的作用不能忽略, 却并不意味着必然不能形成全息孤子. 研究表明<sup>[23]</sup>, 此时同样能形成一种新型的全息孤子: 耗散全息孤子, 也称刚性全息孤子. 所不同的是, 此时只有信号光能形成孤子, 抽运光则不能, 这样的全息孤子不再以孤子对的形式出现. 在考虑了强度耦合的作用后, 抽运光将会向信号光转移能量, 或者说信号光通过双光束耦合获得了增益. 当信号光获得的增益与晶体对它的损耗相平衡, 同时其衍射与全息聚焦效应相平衡时, 这两个平衡就能导致信号光形成稳态孤子. 但对抽运光来说, 它通过双光束耦合获得的“负增益”无法与晶体对它的损耗相平衡, 也就不能形成孤子. 正因为如此, 文献 1] 提出的全息孤子, 忽略了强度耦合的作用, 同时也忽略了晶体损耗的作用, 此时信号光与抽运光在物理上已无差别, 这样的全息孤子当然是以孤子对的形式存在的, 但此时  $E_0$  的取值范围要受到很大的限制, 以确保信号与抽运光之间没有能量交换. 但对耗散全息孤子来说, 就没有这个限制, 甚至于在  $E_0 < 0$  或  $E_0 > 0$  时

都能形成明(或暗)孤子.

## 4. 结 论

光折变全息非线性具有饱和特征,本文据此证明了在加外电场的光折变晶体中存在非对称全息空间孤子对,其特征是孤子对中的两个孤子具有相同

的宽度,不同的振幅.对称与非对称情况下光折变全息孤子对的存在曲线具有类似的形式,即当孤子对的总入射强度很强或很弱时,孤子宽度随总入射强度的变化较为剧烈,当总入射强度处在中间区域时,孤子宽度几乎不随总入射强度而变化.对非对称情况来说,这种中间区域的范围比对称情况的窄.非对称程度越高,变窄的程度越重.

- [ 1 ] Cohen O , Carmon T , Segev M and Odoulov S 2002 *Opt. Lett.* **22** 2031
- [ 2 ] Chen Z G , Segev M , Coskun T H , Christodoulides D N and Kivshar Y S 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3066
- [ 3 ] Christodoulides D N , Singh S R , Carvalho M I and Segev M 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1765
- [ 4 ] Chen Z G , Segev M , Coskun T H and Christodoulides D N 1996 *Opt. Lett.* **21** 1436
- [ 5 ] Liu J S 2002 *Phys. Lett. A* **300** 213
- [ 6 ] Liu J S and Hao Z H 2002 *Phys. Rev. E* **65** 066601
- [ 7 ] Liu J S and Hao Z H 2003 *Phys. Lett. A* **309** 44
- [ 8 ] Hao Z H *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2772 ( in Chinese ) [ 郝中华等 2002 物理学报 **51** 2772 ]
- [ 9 ] Liu S M , Gou R and Ling Z F 1992 *Photorefractive Nonlinear Optics* ( Peking : Biao Zhun Publishing Company of China ) pp7—103 ( in Chinese ) [ 刘思敏、郭 儒、凌振芳 1992 光折变非线性光学 ( 北京 : 中国标准出版社 ) 第 7—103 页 ]
- [ 10 ] Belic M R , Timotijevic D and Jaric M V 1996 *Opt. Commun.* **123** 201
- [ 11 ] Millerd J E , Garmire E M , Klein M B , Wechsler B A , Strohkendl F P and Brost G A 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1449
- [ 12 ] Brost G A 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1454
- [ 13 ] Kwak C H , Park S Y , Jeong J S , Suh H H and Lee E E 1994 *Opt. Commun.* **105** 353
- [ 14 ] Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [ 15 ] Oda I , Otani Y , Liu L and Yoshizawa T 1998 *Opt. Commun.* **148** 95
- [ 16 ] Vazquez R A , Ewbank M D and Neurgaonkar R R 1991 *Opt. Commun.* **80** 253
- [ 17 ] Liu J S *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 ( in Chinese ) [ 刘劲松等 1998 物理学报 **47** 1509 ]
- [ 18 ] Liu J S , Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
- [ 19 ] Liu J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 1037
- [ 20 ] Liu J S , Zhang D Y and Liang C H 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [ 21 ] Liu J S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 ( in Chinese ) [ 刘劲松 2001 物理学报 **50** 880 ]
- [ 22 ] Liu J S and Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
- [ 23 ] Liu J S 2003 *Opt. Lett.* **28** 2237

# Existence curves of asymmetric photorefractive holographic spatial optical solitons<sup>\*</sup>

Liu Jin-Song

( *State Key Laboratory of Laser Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China* )

( Received 9 September 2003 ; revised manuscript received 18 November 2003 )

## Abstract

It has been proved that there exist asymmetric holographic spatial optical soliton pairs in biased photorefractive crystals. The two solitons from such a pair have equal width and unequal amplitudes. The soliton existence curves of such soliton pairs are given and three regions of different behaviors exist in these curves. That is, for a given value of bias field, the width of holographic solitons depends strongly on the ratio of the total peak input intensity of the two solitons from a pair to the intensity of the background light when the ratio is small or large enough, whereas it remains relatively constant in a middle region. The extent of the middle region for the asymmetric case is smaller than that for the symmetric case.

**Keywords** : spatial optical solitons , photorefractive nonlinear optics , holographic grating

**PACC** : 4265J , 7820 , 7240

---

<sup>\*</sup> Supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10174025 ) and the Key Project Foundation of the Education Ministry of China ( Grant No. 01118 ).