第 56 卷 第 6 期 2007 年 6 月
1000-3290/2007/56(06)/3261-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.56, No.6, June, 2007

双光子光折变介质中的非相干耦合空间孤子对*

张 宇† 侯春风 孙秀冬

(哈尔滨工业大学物理系,哈尔滨 150001)

(2006 年 7 月 10 日收到;2006 年 11 月 2 日收到修改稿)

对双光子光折变晶体中两束偏振方向和波长都相同的互不相干光束的耦合进行了研究,预言了非相干耦合暗 - 暗、亮 - 亮及亮 - 暗双光子空间孤子对的存在.

关键词:双光子光折变效应,光折变材料,空间孤子

PACC:4265J,4265S,7240,7820

1. 引 言

光折变空间孤子是指在光折变介质中无衍射地向前传播的光束,由于它在光学信息处理、光学开关、光学集成、光互联及光计算等许多方面具有广阔的潜在应用前景,因而成为最近十多年来光折变非线性光学领域中的一个研究热点.至今,人们已经观测到了准稳态(瞬态)孤子[1—4]、屏蔽孤子[5—8]、光伏孤子[9—15]和屏蔽-光伏孤子[16—22]等多种类型的光折变空间孤子.

Christodoulides 等[23]从理论上指出,两束偏振方向和波长都相同的共线传播的互不相干光束可在有外加电场的非光伏光折变晶体中形成屏蔽孤子对.随后不久,Chen 等在铌酸锶钡(SBN)光折变晶体中观测到了上述非相干耦合亮 - 亮[24]、亮 - 暗[25]及暗 - 暗[26]屏蔽孤子对.近年来,我们研究了有外加电场的光伏光折变晶体中空间孤子的非相干耦合,预言了非相干耦合亮-亮、暗-暗、灰-灰及亮-暗屏蔽-光伏孤子对的存在[27—29].

上述空间孤子的研究都是针对单光子光折变材料,2003 年 Castro-Camus 等人[30]提出了一个新的双光子光折变模型,随后,Hou 等人[31]率先对基于双光子光折变效应的空间孤子进行了研究,给出了初步的研究结果.本文将对双光子光折变晶体中两束偏振方向和波长都相同的互不相干光束的耦合进行研究,证明非相干耦合亮 - 亮、暗 - 暗及亮 - 暗双光子空间孤子对的存在.

2. 光波耦合方程

两束只在 x 方向衍射且偏振态和波长都相同的共线传播的互不相干光沿 z 轴射入双光子光折变晶体,光束偏振方向平行于 x 轴,晶体光轴沿 x 方向放置,其上施加有沿 x 方向的外电场 $\boldsymbol{E}_0 = E_0\hat{x}$.此外,晶体上还施加有与两束入射光波长不同的均匀的启动光.两束入射光的光场可表示成慢变振幅形式,即

$\boldsymbol{E}_{\mathrm{A}} = \hat{x}\phi(x,z)\exp(\mathrm{i}kz)$, $\boldsymbol{E}_{\mathrm{B}} = \hat{x}\psi(x,z)\exp(\mathrm{i}kz)$,

其中 $k = k_0 n_{\mathrm{e}} = (2\pi/\lambda_0) n_{\mathrm{e}}$, λ_0 为自由空间波长,n_{e} 为晶体的非常光折射率.在上述光束配置条件下,两束入射光满足如下耦合方程[23]:

$$\mathrm{i}\phi_z + \frac{1}{2k}\phi_{xx} - \frac{k_0 n_{\mathrm{e}}^3 r_{33} E_{\mathrm{sc}}}{2}\phi = 0, \qquad (1\mathrm{a})$$

$$\mathrm{i}\psi_z + \frac{1}{2k}\psi_{xx} - \frac{k_0 n_{\mathrm{e}}^3 r_{33} E_{\mathrm{sc}}}{2}\psi = 0, \qquad (1\mathrm{b})$$

其中,$\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$,$\psi_z = \partial\psi/\partial z$,$\psi_{xx} = \partial^2\psi/\partial x^2$,$r_{33}$ 为晶体的电光系数,(1a)和(1b)式中的空间电荷场可表示为[31]

$$E_{\mathrm{sc}} = E_0 \frac{(I_\infty + I_{2\mathrm{d}})(I + I_{2\mathrm{d}} + \gamma_1 N_{\mathrm{A}}/s_2)}{(I_\infty + I_{2\mathrm{d}} + \gamma_1 N_{\mathrm{A}}/s_2)(I + I_{2\mathrm{d}})}, \qquad (2)$$

其中,$I = I(x,z)$ 为晶体内两束入射光的总光强,$I_\infty = I(\infty, z)$,N_{A} 为受主数密度,γ_1 为双光子光折变晶体的中间能级和价带之间的复合系数,$I_{2\mathrm{d}} =$

---

* 国家自然科学基金(批准号:60508005)和哈尔滨工业大学科学研究基金(批准号:HIT.2003.31)资助的课题.

† E-mail:zhangyunn@hit.edu.cn

β_2/s_2，β_2 为双光子光折变晶体的中间能级到导带的热激发常数，s_2 为光电离截面[30,31].

由于两束入射光是互不相干的，因此晶体内总光强等于两束入射光光强之和，即

$$I(x,z) = I_A(x,z) + I_B(x,z) = (n_e/2\eta_0)(|\phi|^2 + |\psi|^2), \quad (3)$$

其中常量 $\eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$.

采用无量纲变量：$s = x/x_0$，$\xi = z/(kx_0^2)$，$U = (2\eta_0 I_{2d}/n_e)^{-1/2}\phi$ 和 $V = (2\eta_0 I_{2d}/n_e)^{-1/2}\psi$，其中 x_0 为一个任意的空间宽度，可得无量纲化光波振幅 U 和 V 满足如下耦合方程[23,31]：

$$\mathrm{i}U_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma}\left(\frac{|U|^2+|V|^2+1+\sigma}{|U|^2+|V|^2+1}\right)U = 0, \quad (4a)$$

$$\mathrm{i}V_\xi + \frac{1}{2}V_{ss} - \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma}\left(\frac{|U|^2+|V|^2+1+\sigma}{|U|^2+|V|^2+1}\right)V = 0, \quad (4b)$$

即

$$\mathrm{i}U_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma}\left(1+\frac{\sigma}{|U|^2+|V|^2+1}\right)U = 0, \quad (5a)$$

$$\mathrm{i}V_\xi + \frac{1}{2}V_{ss} - \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma}\left(1+\frac{\sigma}{|U|^2+|V|^2+1}\right)V = 0, \quad (5b)$$

其中，$\rho = I_\infty/I_{2d}$，$\beta = (k_0x_0)^2(n_e^4 r_{33}/2)E_0$，$\sigma = \gamma_1 N_A/s_2 I_{2d} = \gamma_1 N_A/\beta_2$. 方程组(5)具有暗-暗、亮-亮及亮-暗孤子对解，下面我们将分别对它们进行讨论.

3. 暗-暗孤子对

暗空间孤子相当于在均匀背景光中嵌入一个暗缺，为了得到方程组(5)的暗-暗孤子对解，我们把光场的无量纲化振幅表示为

$$U = \rho^{1/2}y(s)\cos\theta\exp(\mathrm{i}u\xi)$$

及

$$V = \rho^{1/2}y(s)\sin\theta\exp(\mathrm{i}u\xi),$$

其中 $y(s)$ 为一个归一化实函数，且为奇函数，$|y(s)| \leqslant 1$，满足边界条件：$y(0) = 0$，$y(s\to\pm\infty) = \pm 1$ 以及横向无穷远处各阶导数为零. θ 是一个辅助参数，$\cos^2\theta$ 和 $\sin^2\theta$ 分别代表两束光峰值光强占总峰值光强的百分比. 把 U 和 V 代入方程组(5)中可知 $y(s)$ 满足如下微分方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}s^2} = 2\left[u + \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma}\right]y + \frac{2\beta\sigma(\rho+1)y}{(\rho+1+\sigma)(\rho y^2+1)}. \quad (6)$$

根据文献[31]可知，当 $\beta<0$(即 $E_0<0$)且 $u = -\beta$ 时，方程(6)具有暗孤子解，此时 $y(s)$ 可由下式给出[31]：

$$s = \pm\int_y^0 \frac{[-2\beta\sigma/(\rho+1+\sigma)]^{-1/2}\mathrm{d}\tilde{y}}{\left[(\tilde{y}^2-1) - \frac{\rho+1}{\rho}\ln\left(\frac{1+\rho\tilde{y}^2}{1+\rho}\right)\right]^{1/2}}. \quad (7)$$

利用(7)式，通过数值积分可得出 $y(s)$，再由 U 及 V 的表达式即可得到非相干耦合暗-暗双光子光折变孤子对的两个孤子分量的无量纲化光场. 这里我们取[30—32] $n_e = 2.2$，$r_{33} = 30\times10^{-12}$ m·V^{-1}，$N_A = 10^{22}$ m^{-3}，$\gamma_1 = 3.3\times10^{-17}$ m^3·s^{-1}，$\beta_2 = 0.05$s^{-1}，$s_2 = 1.06\times10^{-6}$ m^2，$\lambda_0 = 0.5$ μm，$x_0 = 40$ μm，$E_0 = -1\times10^6$ V·m^{-1}，利用上述参数可算出 $\beta = -89$. 图1给出了当 $\beta = -89$，$\rho = 10$，$\theta = 30°$ 时双光子光折变晶体中的非相干耦合暗-暗孤子对两个孤子分量光强的空间分布.

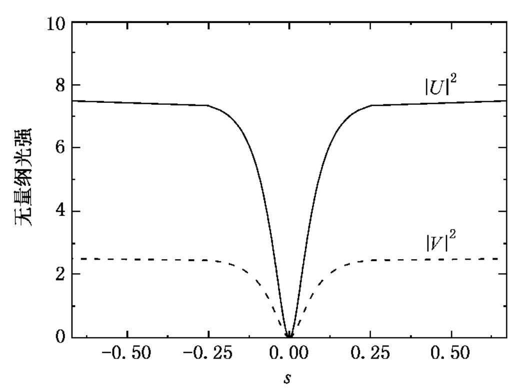

图1 非相干耦合暗-暗双光子光折变孤子对

4. 亮-亮孤子对

对于亮-亮孤子对，光束中心处光强最大，而在

横向坐标远离中心处，光强趋于零，所以有 $I_\infty = \rho = 0$. 为了得到方程组(5)的亮－亮孤子对解，我们把光场无量纲化振幅表示为

$$U = r^{1/2} y(s)\cos\theta\exp(\mathrm{i}v\xi),$$
$$V = r^{1/2} y(s)\sin\theta\exp(\mathrm{i}v\xi).$$

其中，r 定义为晶体中最大光强与暗辐射强度的比值，即 $r = I_{\max}/I_{2d} = I(0)/I_{2d}$；$v$ 代表光波传播常数的空间移动；$y(s)$为一个归一化实函数，$0 \leqslant y(s) \leqslant 1$，满足边界条件：$y(0) = 1$，$y'(0) = 0$，$y(s \to \pm\infty) = 0$ 以及横向无穷远处各阶导数为零. 把 U，V 的表达式和 $\rho = 0$ 代入方程组(5)，可知 $y(s)$满足如下方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}s^2} = 2\left(v + \frac{\beta}{1+\sigma}\right)y + \frac{2\beta\sigma y}{(1+\sigma)(1+ry^2)}. \quad (8)$$

由文献[31]可知，当 $\beta > 0$(即 $E_0 > 0$)且 $v = -\frac{\beta}{1+\sigma} \times \left[1 + \frac{\sigma}{r}\ln(1+r)\right]$时，方程(8)具有亮孤子解，此时 $y(s)$可由下式给出[31]：

$$s = \pm\int_y^1 \frac{[2\beta\sigma/(1+\sigma)]^{-1/2} r^{1/2}\mathrm{d}\tilde{y}}{[\ln(1+r\tilde{y}^2) - \tilde{y}^2\ln(1+r)]^{1/2}}. \quad (9)$$

再由 U，V 的表达式即可得出非相干耦合亮-亮双光子光折变孤子对的无量纲化光场. 图 2 给出了当 $\lambda_0 = 0.5\ \mu\mathrm{m}$，$x_0 = 40\ \mu\mathrm{m}$，$r = 10$，$\beta = 266$，$\theta = 30°$时非相干耦合亮-亮双光子光折变孤子对的无量纲化光强分布.

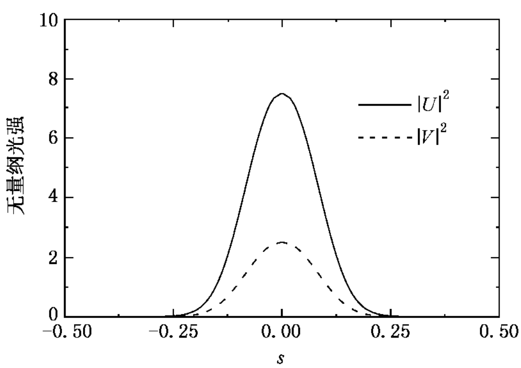

图 2　非相干耦合亮－亮双光子光折变孤子对

5. 亮－暗孤子对

为了得到方程组(5)的亮－暗空间孤子对解，这里把两孤子光束的无量纲化振幅表示为

$$U = r^{1/2} f(s)\exp(\mathrm{i}\mu\xi),$$
$$V = \rho^{1/2} g(s)\exp(\mathrm{i}\omega\xi),$$

其中，$f(s)$代表亮孤子光束的归一化振幅；r 代表亮孤子峰值光强与光折变晶体暗辐射强度的比值，即 $r = I_{\mathrm{A}\max}/I_{2d} = I_{\mathrm{A}}(0)/I_{2d}$；$g(s)$代表暗孤子光束的归一化振幅；$\rho$ 代表暗孤子最大光强与光折变晶体暗辐射强度的比值，即 $\rho = I_{\mathrm{B}\max}/I_{2d} = I_{\mathrm{B}\infty}/I_{2d}$. 对于亮空间孤子，光束能量主要集中在光束断面中心附近区域，中心处($x = 0$)光强最大，横向无穷远处光强为零；而暗空间孤子相当于在均匀背景中嵌入一个暗缺，光束断面中心处($x = 0$)光强取最小值零，远离中心处光强趋于常数. 由此可见，归一化实函数 $f(s)$和 $g(s)$应满足边界条件：$f(0) = 1$，$f'(0) = 0$，$f(s \to \pm\infty) = 0$，$g(0) = 0$，$g(s \to \pm\infty) = \pm 1$，以及当 $s \to \pm\infty$ 时 $f(s)$和 $g(s)$的各阶导数为零. 把 U，V 代入方程组(5)并化简可得

$$f'' = 2\left[\mu + \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma} + \frac{\beta\sigma}{\rho+1+\sigma}\left(\frac{\rho+1}{rf^2+\rho g^2+1}\right)\right]f, \quad (10\mathrm{a})$$

$$g'' = 2\left[\omega + \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma} + \frac{\beta\sigma}{\rho+1+\sigma}\left(\frac{\rho+1}{rf^2+\rho g^2+1}\right)\right]g, \quad (10\mathrm{b})$$

其中 $f'' = \mathrm{d}^2 f/\mathrm{d}s^2$，$g'' = \mathrm{d}^2 g/\mathrm{d}s^2$. 现在来求方程组(10)满足 $f^2 + g^2 = 1$ 的解，在这种情况下方程组(10)可化为

$$f'' = 2\left[\mu + \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma} + \frac{\beta\sigma}{\rho+1+\sigma}\left(\frac{1}{1+\delta f^2}\right)\right]f, \quad (11\mathrm{a})$$

$$g'' = 2\left[\omega + \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma} + \frac{\beta\sigma}{\rho+1+\sigma}\left(\frac{1}{1+\delta(1-g^2)}\right)\right]g. \quad (11\mathrm{b})$$

将方程(11a)积分一次，并利用 $s = 0$ 处的边界条件，可得

$$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}s}\right)^2 = 2\left[\mu + \frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma}\right](f^2-1) + \frac{2\beta\sigma}{(\rho+1+\sigma)\delta}\ln\left(\frac{1+\delta f^2}{1+\delta}\right), \quad (12)$$

其中

$$\delta = \frac{r-\rho}{1+\rho}, \quad (13)$$

再对(12)式利用 $s \to \infty$ 处的边界条件，可知

$$\mu = -\frac{\beta(\rho+1)}{\rho+1+\sigma} - \frac{\beta\sigma}{\rho+1+\sigma}\frac{\ln(1+\delta)}{\delta}. \quad (14)$$

对方程(11b)直接利用 $g(s)$的边界条件可得 $\omega = -\beta$. 当$|\delta| \ll 1$，即两孤子光束的峰值光强接近相等

时，对 $\ln(1+\delta)$ 进行 Taylor 展开，可得

$$\mu \simeq -\beta + \frac{\beta\delta\sigma}{2(\rho+1+\sigma)}. \tag{15}$$

在上述条件下方程组(11)可近似为

$$f'' = \frac{\beta\delta\sigma}{\rho+1+\sigma}(1-2f^2)f, \tag{16a}$$

$$g'' = -\frac{2\beta\delta\sigma}{\rho+1+\sigma}(1-g^2)g. \tag{16b}$$

方程(16a)和(16b)的解为

$$f(s) = \mathrm{sech}\left[\left(\frac{\beta\delta\sigma}{\rho+1+\sigma}\right)^{1/2}s\right], \tag{17a}$$

$$g(s) = \tanh\left[\left(\frac{\beta\delta\sigma}{\rho+1+\sigma}\right)^{1/2}s\right], \tag{17b}$$

由此可得亮-暗双光子光折变孤子对孤子分量的无量纲光场为

$$U(s,\xi) = r^{1/2}\mathrm{sech}\left[\left(\frac{\beta\delta\sigma}{\rho+1+\sigma}\right)^{1/2}s\right] \times \exp\left\{-\mathrm{i}\beta\left[1-\frac{\delta\sigma}{2(\rho+1+\sigma)}\right]\xi\right\}, \tag{18a}$$

$$V(s,\xi) = \rho^{1/2}\tanh\left[\left(\frac{\beta\delta\sigma}{\rho+1+\sigma}\right)^{1/2}s\right] \times \exp(-\mathrm{i}\beta\xi). \tag{18b}$$

由(17a)和(17b)式可知，要产生亮－暗双光子光折变孤子对，需要满足条件 $\beta\delta>0$. 图 3 表示出了当 $\lambda_0 = 0.5\ \mu\mathrm{m}$，$x_0 = 40\ \mu\mathrm{m}$，$\rho = 10$，$\delta = -0.01$，$\beta = -178$ 时光折变晶体中的亮-暗双光子光折变孤子对两个孤子分量的光强分布.

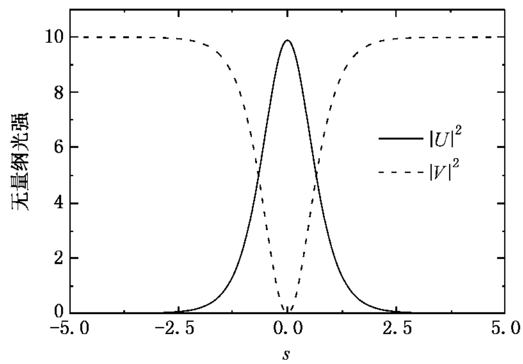

图 3 非相干耦合亮－暗双光子光折变孤子对

6. 结论与讨论

本文对两束偏振方向和波长都相同的互不相干光在双光子光折变晶体中的耦合进行了研究，从理论上证明了双光子光折变晶体中可以形成非相干耦合亮－亮、暗－暗及亮－暗空间孤子对，并讨论了不同组态的孤子对的特点及产生条件. 这种孤子对是由偏振态和波长都相同的两束互不相干光耦合而成的，当外加电场与晶体光轴方向相同(即 $\beta>0$)时，可形成非相干耦合亮－亮双光子光折变孤子对；而当外加电场与晶体光轴方向相反(即 $\beta<0$)时，可形成非相干耦合暗－暗双光子光折变孤子对. 另外，(17a)和(17b)式表明非相干耦合亮-暗双光子光折变孤子对需要满足条件 $\beta\delta>0$. 当 $\beta>0$ 时，应有 $\delta>0$，也就是说，当外加电场与晶体光轴方向相同时，双光子光折变晶体可支持亮孤子峰值光强稍大于暗孤子最大光强的非相干耦合亮-暗孤子对；同理，当 $\beta<0$ 时，应有 $\delta<0$，也就是说，当外加电场与晶体光轴方向相反时，双光子光折变晶体可支持亮孤子峰值光强略小于暗孤子最大光强的非相干耦合亮-暗孤子对.

这里所讨论的空间孤子对是由两束波长和偏振态都相同的共轴传播的互不相干光束同时加载的情况下形成的. 由于光束在晶体中所诱导的折射率扰动的驰豫时间较长(可以达到秒量级)，所以根据文献[24—26]中的实验方法，可以利用快速机械开关关闭其中一束光，在远小于驰豫时间间隔的情况下对另一束光进行取样探测. 本文所讨论的非相干耦合空间孤子对在形成过程中不需要满足相位匹配条件，因而具有一定的实用意义，在光学信息处理和光计算等方面具有潜在的应用前景.

[1] Segev M, Crosignani B, Yariv A, Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923

[2] Duree G C, Shultz J L, Salamo G, Segev M, Yariv A, Crosignani B, Di Porto P, Sharp E J, Neurgaonkar R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533

[3] She W L, Lee K K, Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498

[4] She W L, Lee W K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 (in Chinese) [余卫龙、李荣基 2001 物理学报 **50** 886]

[5] Segev M, Valley G C, Crosignani B, Di Porto P, Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211

[6] Shih M-F，Segev M，Valley G C，Salamo G，Crosignani B，Di Porto P 1995 *Electron*. *Lett*. **31** 826
[7] Christodoulides D N，Carvalho M I 1995 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **12** 1628
[8] Grandpierre A G，Christodoulides D N，Coskun T H，Segev M，Kivshar Y S 2001 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **18** 55
[9] Valley G C，Segev M，Crosignani B，Yariv A，Fejer M M，Bashaw M C 1994 *Phys*. *Rev*. A **50** R4457
[10] Taya M，Bashaw M，Fejer M M，Segev M，Valley G C 1995 *Phys*. *Rev*. A **52** 3095
[11] Segev M，Valley G C，Bashaw M C，Taya M，Fejer M M 1997 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **14** 1772
[12] She W L，Lee K K，Lee W K 1999 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **83** 3182
[13] 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)［**佘卫龙、王晓生、何国岗、陶孟仙、林励平、李荣基** 2001 **物理学报 50** 2166］
[14] Wang X S，She W L 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 573 (in Chinese)［**王晓生、佘卫龙** 2002 **物理学报 51** 573］
[15] Wang X S，She W L 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 595 (in Chinese)［**王晓生、佘卫龙** 2003 **物理学报 52** 595］
[16] Liu J S，Lu K Q 1998 *Acta Phys*. *Sin*. **47** 1509 (in Chinese)［**刘劲松、卢克清** 1998 **物理学报 47** 1509］
[17] Liu J S，Lu K Q 1999 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **16** 550
[18] Liu J S，Zhang D Y，Liang C H 2000 *Chin*. *Phys*. **9** 667
[19] Hou C F，Li Y，Zhang X F，Sun X D 2000 *Opt*. *Commun*. **181** 141
[20] Lu K Q，Tang T T，Zhang Y P 2000 *Phys*. *Rev*. A **61** 053822
[21] Wang X S，Ouyang S G，She W L 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 377 (in Chinese)［**王晓生、欧阳世根、佘卫龙** 2003 **物理学报 52** 377］
[22] Fazio E，Renzi F，Rinaldi R，Bertolotti M，Chauvet M，Ramadan W，Petris A，Vlad V I 2004 *Appl*. *Phys*. *Lett*. **85** 2193
[23] Christodoulides D N，Singh S R，Carvalho M I，Segev M 1996 *Appl*. *Phys*. *Lett*. **68** 1763
[24] Chen Z，Segev M，Coskun T H，Christodoulides D N 1996 *Opt*. *Lett*. **21** 1436
[25] Chen Z，Segev M，Coskun T H，Christodoulides D N，Kivshar Y S，Afanasjev V V 1996 *Opt*. *Lett*. **21** 1821
[26] Chen Z，Segev M，Coskun T H，Christodoulides D N，Kivshar Y S 1997 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **14** 3066
[27] Hou C F，Yuan B H，Sun X D，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］
[28] Hou C F，Zhou Z X，Sun X D，Yuan B H 2001 *Optik* **112** 17
[29] Hou C F，Li S Q，Li B，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］
[30] Castro-Camus E，Magana L F 2003 *Opt*. *Lett*. **28** 1129
[31] Hou C F，Pei Y B，Zhou Z X，Sun X D 2005 *Phys*. *Rev*. A **71** 053817
[32] Liu B，Liu L，Xu L 1998 *Appl*. *Opt*. **37** 2170

Incoherently coupled spatial soliton pairs in two-photon photorefractive media*

Zhang Yu† Hou Chun-Feng Sun Xiu-Dong
(*Department of Physics*，*Harbin Institute of Technology*，*Harbin* 150001，*China*)
(Received 10 July 2006；revised manuscript received 2 November 2006)

Abstract

The coupling of two mutually incoherent optical beams with the same polarization and wavelength in two-photon photorefractive crystals is studied. It is shown that incoherently coupled dark-dark，bright-bright，and bright-dark soliton pairs are possible due to two-photon photorefractive effect.

Keywords：two-photon photorefractive effect，photorefractive material，spatial soliton
PACC：4265J，4265S，7240，7820

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60508005) and Scientific Research Foundation of Harbin Institute of Technology，China (Grant No. HIT. 2003. 31).
† E-mail：zhangyunn@hit.edu.cn