

文章编号: 1001-3806(2004)04-0387-03

非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的温度特性

吉选芒¹, 王金来¹, 刘劲松², 安毓英²

(1. 运城学院 物理系, 运城 044000; 2. 西安电子科技大学 技术物理学院, 西安 710071)

摘要: 在忽略扩散效应情况下, 讨论了外加电场光伏光折变晶体中的非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的温度特性。当温度一定时, 晶体中可形成稳定的非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对, 当温度变化时, 孤子对的包络形状可变到另一稳态。通过改变温度, 可以来调整孤子对的空间形状。

关键词: 光折变效应; 空间光孤子; 温度特性; 晶体

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

The temperature dependence of incoherently coupled bright-dark screening photovoltaic soliton pairs

Ji Xuan-mang¹, WANG Jin-Lai¹, LIU Jin-Song², AN Yu-Ying²

(1. Department of Physics, Yuncheng University, Yuncheng 044000, China; 2. Institute of Applied Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: Neglecting the diffusion effect, the temperature dependence of the incoherently coupled bright-dark screening photovoltaic pairs are in the photovoltaic photorefractive crystals and applied electric are discussed. For a stable incoherently coupled bright-dark screening photovoltaic soliton pairs are originally formed in a crystal at a given temperature, when the crystal temperature changes, it will evolve into another stable soliton pairs. The spatial shape of a stable incoherently coupled bright-dark screening photovoltaic soliton pairs can be reshaped by adjusting the crystals temperature.

Key words: photorefractive effects; spatial solitons; temperature dependence; crystal

引 言

近年来, 光折变空间孤子是备受人们关注的一个研究领域。迄今为止, 人们已经观测到了准稳态(瞬态)孤子^[1,2]、光伏孤子^[3,4]和屏蔽孤子^[5-7]3种类型的光折变空间孤子。其中, 后两者是稳态孤子。光伏孤子形成于不加外电场的光伏光折变晶体中, 其成因源于光伏效应。屏蔽孤子存在于有外加电场的非光伏光折变晶体中, 它起因于对外电场的非均匀屏蔽。而在外加电场的光伏光折变晶体中能否形成孤子, 它同上述两种稳态孤子有何差别? 刘劲松等^[8,9]最近预言了一种新型的光折变空间孤子, 这种孤子是晶体内部空间屏蔽电场对外加电场的非均匀屏蔽和光伏效应两种物理机制下产生的, 所以被

称为屏蔽光伏孤子。

非相干耦合光折变空间孤子对是指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外加电场的非光伏光折变晶体中形成屏蔽孤子对, 同时, 它们在光伏光折变晶体中可形成非相干耦合的光伏孤子对。侯春风^[10]将上述两种孤子对综合起来, 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, 预言了屏蔽光伏孤子对的存在。

与此同时, 暗辐射强度对晶体材料的光折变效应影响甚大, 而暗辐射强度又与温度密切相关^[11,12]。因此, 可以断定温度对空间孤子应有一定的影响。本文中, 对非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的温度特性进行了研究。发现当温度一定时, 在外加电场的光伏光折变晶体中形成的孤子对可稳定向前传播。当温度变化时, 孤子对的空间形状将发生变化。通过适当地调整晶体温度, 可以有效地控制孤子对的空间形态。

1 理 论

在该系统中, 设光伏光折变晶体中光轴沿 x 方

基金项目: 山西省教育厅科技开发基金资助项目 (200357)

作者简介: 吉选芒(1965), 男, 教授, 现从事光折变非线性光学方面的研究工作。

E-mail: yctelholo@yahoo.com.cn

收稿日期: 2003-06-30; 收到修改稿日期: 2003-09-10

向放置,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 轴入射到光伏光折变晶体上。光束偏振方向平行于 x 轴,外电场沿 x 方向施加。两束入射光的光场按慢变振幅形式可表示为: $E_1 = \hat{x}\varphi(x, z) \exp(ikz)$, $E_2 = \hat{x}\psi(x, z) \times \exp(ikz)$, 其中 $k = k_0 n_e = (2\pi/\lambda_0) n_e$, k 为光波矢量, λ_0 为自由空间波长, n_e 为晶体对非常光的折射率。光波满足如下的傍轴演化方程^[10]:

$$i\varphi_z + \varphi_{xx}/2k - k_0 n_e^3 r_{33} E_{sc} \varphi/2 = 0 \quad (1a)$$

$$i\psi_z + \psi_{xx}/2k - k_0 n_e^3 r_{33} E_{sc} \psi/2 = 0 \quad (1b)$$

式中, $\varphi_z = \partial\varphi/\partial z$, $\varphi_{xx} = \partial^2\varphi/\partial x^2$, $\psi_z = \partial\psi/\partial z$, $\psi_{xx} = \partial^2\psi/\partial x^2$, r_{33} 是有效电光系数。 E_{sc} 为晶体内的空间电荷场,在忽略扩散效应情况下,空间电荷场可表示为^[8,9]:

$$E_{sc} = E_0 \frac{I_\infty + I_d}{I + I_d} + E_p \frac{I_\infty - I_d}{I + I_d} \quad (2)$$

式中, E_0 是外加电场, E_p 为光伏场, I 是晶体中的总光强, $I_\infty = I(x \rightarrow \pm\infty, z)$, I_d 是暗辐射强度,它是温度的强变化函数。CHENG 和 PARTORI^[12] 给出了 I_d 随温度变化的关系式为:

$$I_d = I_{d_0} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{E_t}{K_B} \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (3)$$

式中, I_{d_0} 是室温 ($T = 300\text{K}$) 时的 I_d 值, E_t 是间隙中的能级位置, K_B 是波耳兹曼常数。对于典型的光伏光折变晶体,如 LiNbO_3 , $E_t \approx 10^{-19}\text{J}$ ^[11]。

晶体内的总光强 I 可以表示为:

$$I = (n_e/2\eta_0)(|\varphi|^2 + |\psi|^2) \quad (4)$$

把(2)式和(4)式代入(1)式,并采用无量纲的变量 $s = x/x_0$, $\xi = z/(kx_0)^2$, $U = [n_e/(2\eta_0 I_d)]^{1/2}$, $V = [n_e/(2\eta_0 I_d)]^{1/2} \psi$, 其中 x_0 为一任意空间宽度。可得归一化的光波振幅 U 和 V 满足如下的耦合方程:

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{ss} - \frac{\beta(1+\rho)U}{1+|U|^2+|V|^2} - \alpha \frac{[\rho - (|U|^2 + |V|^2)]U}{1+|U|^2+|V|^2} = 0 \quad (5a)$$

$$iV_\xi + \frac{1}{2}V_{ss} - \frac{\beta(1+\rho)V}{1+|U|^2+|V|^2} - \alpha \frac{[\rho - (|U|^2 + |V|^2)]V}{1+|U|^2+|V|^2} = 0 \quad (5b)$$

方程中, $\rho = I_\infty/I_d$, $\alpha = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) E_p$, $\beta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 r_{33}/2) E_0$ 。

为了给出方程组(5)的亮-暗空间孤子对解,侯春风^[10]等把两孤子光束的无量纲化振幅表示为 $U = r^{1/2} f(s) \exp(i\mu\xi)$, $V = \rho^{1/2} g(s) \exp(i\nu\xi)$ 。其中 $f(s)$ 代表亮孤子的归一化振幅, r 代表亮孤子峰值光强

与光折变晶体暗辐射强度比值,即 $r = I_1(0)/I_d$; ρ 代表暗孤子最大光强与光折变晶体暗辐射强度的比值, $g(s)$ 代表暗孤子光束的归一化振幅;结合 $f(s)$ 和 $g(s)$ 的边界条件,经过一些近似简化处理,最后给出了非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对孤子分量的无量纲化振幅为^[10]:

$$U = r^{1/2} \text{sech} \{ [(\alpha + \beta)\delta]^{1/2} s \} \cdot \exp \{ i [(\delta/2) - (1 - \delta/2)\beta] \xi \} \quad (6a)$$

$$V = \rho^{1/2} \tanh \{ [(\alpha + \beta)\delta]^{1/2} s \} \exp(-i\beta\xi) \quad (6b)$$

在上述方程中: δ 满足关系为 $\delta = (r - \rho)/(1 + \rho)$, 且得出近似解析解时,要满足 $|\delta| \ll 1$ 的条件^[10]。

由(3)式,可将(6a)和(6b)中的 r 和 ρ 表示如下:

$$r = r_0 \left(\frac{T}{300} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{E_t}{K_B} \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (7)$$

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{T}{300} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{E_t}{K_B} \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (8)$$

式中, r_0 和 ρ_0 分别为 r 和 ρ 在 $T = 300\text{K}$ 时的数值。

由(6)式~(8)式可以用来分析这种非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的温度特性。

方程(6a)和(6b)表明,非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对要求满足条件 $(\alpha + \beta)\delta > 0$ 。当 $(\alpha + \beta) > 0$ 时, δ 也应大于0,这时,光折变晶体支持亮孤子光强稍大于暗孤子光强的非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对;如果 $(\alpha + \beta) < 0$, 则 $\delta < 0$, 这时,光折变晶体支持亮孤子光强略小于暗孤子光强的非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对。本文中选取后一种情形,这可从下文中 r 和 ρ 的取值清楚地看出来。

2 结果和讨论

以铌酸锂晶体为例来研究非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对在 $(\alpha + \beta) < 0$, $\delta < 0$ 的这种情况下的温度特性。晶体参数^[8]选取如下: $n_e = 2.2$, $r_{33} = 30 \times 10^{-12}\text{V/m}$, $E_p = 4 \times 10^6\text{V/m}$ 。其它参数选取如下: $\lambda_0 = 0.5\mu\text{m}$, $x_0 = 40\mu\text{m}$, $E_0 = -6 \times 10^6\text{V/m}$, $\rho_0 = 10$, $\delta_0 = -0.01$ 。由文中相应的公式可算出 $\alpha = 355$, $\alpha + \beta = -178$, $r_0 = 9.88$ 。将上述参数代入(6)式~(8)式中,可算出这种非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对的两个孤子分量无量纲化光强 $|U|^2$ 和 $|V|^2$ 在 $\xi = 1$ 情况下的温度特性和它们的动态演化特性。

图1中给出当 $\xi = 1$ 时稳态非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对两个孤子分量的无量纲化光强分布。实线代表 $|U|^2$, 虚线代表 $|V|^2$ 。曲线1,4代表 $T = 300\text{K}$ 时情况;曲线2,5表示 $T = 290\text{K}$ 时的曲

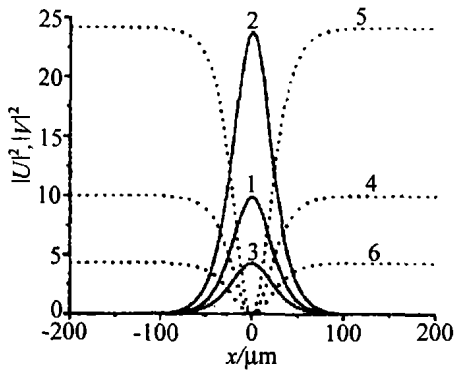


Fig. 1 Intensity profiles of incoherently coupled bright dark SP soliton pairs with $\xi = 1$ solid line $\rightarrow |U|^2$; dot line $\rightarrow |V|^2$

线, 曲线 3, 6 表示 $T = 310\text{K}$ 时的情况。由图可知, 以室温 ($T = 300\text{K}$) 为标准, 当降低温度, 孤子对宽度和最大振幅相应增加, 当升高温度, 孤子对的宽度和最大振幅相应减少。之所以会出现这种结果, 是由于降低温度, 暗辐射强度影响变小, 升高温度暗辐射强度的影响变大。这意味着适当地调节晶体的温度可以使孤子对的空间形态发生适量的变化。

为了进一步说明问题, 图 2 至图 4 中给出了非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对两个孤子分量无量

时的动态特性。图 2a 代表明孤子, 图 2b 代表暗孤子。由图可见, 孤子对可以保持稳定状态向前传播。

图 3 是孤子对的 $|U|^2$ 和 $|V|^2$ 在 $T = 290\text{K}$ 时的动态演化特性。图 3a 代表明孤子, 图 3b 代表暗孤子。由图可见, 孤子对可以稳定地在空间传播。但孤子对的包络的最大振幅比 $T = 300\text{K}$ 情况有较大的增加, 这说明降温可提高孤子对空间包络的最大振幅。这一点在图 1 中已有具体体现。

图 4 是 $T = 310\text{K}$ 时孤子对的 $|U|^2$ 和 $|V|^2$ 的动态演化特性。图 4a 代表 $|U|^2$, 图 4b 代表 $|V|^2$ 。从图中可清晰看到, 由于温度升高, 暗辐射强度增大。孤子对空间包络的最大振幅与室温相比较, 有较大幅度的下降, 但孤子对可继续稳定地向前传播。

3 结 论

研究表明, 温度对非相干耦合亮-暗屏蔽光伏孤子对两个孤子分量的特性有着显著的影响。对于给定的外加电场的光伏光折变晶体, 如果增加温度, 孤子对的空间形状, 即最大振幅和宽度比室温下有较大降低; 如果降温, 可使最大振幅和宽度比室温下有所增加。这说明, 适当调节晶体的温度是控制亮-暗孤子对空间形态的重要手段之一。

参 考 文 献

- [1] SEGEV M, CROSIGNANI B, YARIV A *et al.* Spatial solitons in photorefractive media [J]. *Phys Rev Lett*, 1992, 68(7): 923~ 926.
- [2] DUREE G C, SHULTZ J L, SALAMO G J *et al.* Observation of self trapping of an optical beam due to the photorefractive effect [J]. *Phys Rev Lett*, 1993, 71(4): 533~ 536.
- [3] SEGEV M, VALLEY G C, CROSIGNANI B *et al.* Steady state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field [J]. *Phys Rev Lett*, 1994, 73(24): 3211~ 3214.
- [4] CHRISTODOULIDES D N, CARVALHO M I. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. *J O S A*, 1995, B12(9): 1628~ 1633.
- [5] VALLEY G C, SEGEV M, CROSIGNANI B *et al.* Dark and bright photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys Rev*, 1994, A50(6): 4457~ 4460.
- [6] TAYA M, BASHAW M C, FEJER M M *et al.* Observation of dark photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys Rev*, 1995, A52(4): 3095~ 3100.
- [7] SEGEV M, VALLEY G C, BASHAW M C *et al.* Photovoltaic spatial solitons [J]. *J O S A*, 1997, B14(7): 1772~ 1781.
- [8] LIU J S, LU K Q. Spatial soliton wave in biased photovoltaic photorefractive crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 1998, 47(9): 1509~ 1514.
- [9] LIU J S, LU K Q. Screening photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic photorefractive crystals and their self deflection [J]. *J O S A*, 1999, B16(4): 550~ 555.

(下转第 396 页)

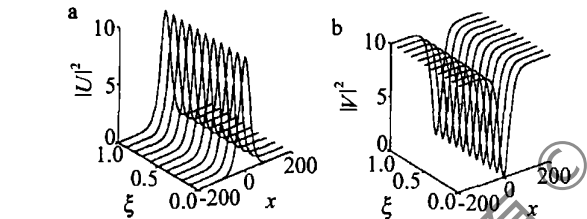


Fig. 2 Dynamical evolution of intensity profiles of incoherently coupled bright-dark SP soliton pairs with $T = 300\text{K}$

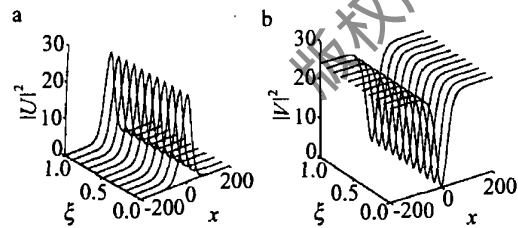


Fig. 3 Dynamical evolution of intensity profiles of incoherently coupled bright-dark SP soliton pairs with $T = 290\text{K}$

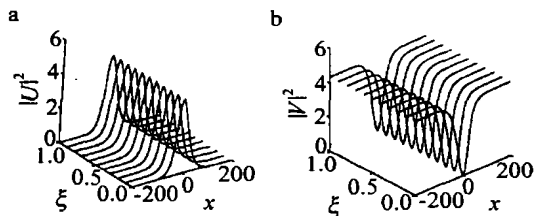


Fig. 4 Dynamical evolution of intensity profiles of incoherently coupled bright-dark SP soliton pairs with $T = 310\text{K}$

纲化光强分布 $|U|^2$ 和 $|V|^2$ 在不同温度下的动态演化特性。为了清晰起见, 将 $|U|^2$ 和 $|V|^2$ 分开画。

图 2 是孤子对两分量 $|U|^2$ 和 $|V|^2$ 在 $T = 300\text{K}$

为 $\theta = 30.0^\circ$, $\theta' = 34.3^\circ$, 斜入射时的旋光角总是大于垂直入射的情况。晶体达到磁饱和后, 斜入射前后的旋光角相差约 4.3° 。

2 理论分析

因样品均已镀制增透膜, 在斜入射时可以忽略掉表面反射对透射光的影响。根据 Faraday 旋转角公式, 垂直入射与斜入射时, 旋光角分别为:

$$\begin{cases} \theta = \pi L(n_+ - n_-) / \lambda \\ \theta' = \pi L[(n_+ - n_-) + \Delta(n_+ - n_-)] \left[\frac{L}{\cos\beta} \right] \lambda \end{cases} \quad (1)$$

式中, θ, θ' 分别为垂直与斜入射时的旋光角; n_+, n_- 为左、右旋圆偏振光在晶体中的折射率; $\Delta(n_+ - n_-)$ 为斜入射与垂直入射时左、右旋圆偏振光折射率差值之差; L 为样品厚度。

对于 BiCaInVIG 晶体的两样品, 根据对图 3 的分析, 斜入射时旋光角变小, 故可以得出两圆偏振光光程差变小。根据 (1) 式中的第 2 项, $L/\cos\beta > L$, 因此必有 $\Delta(n_+ - n_-) < 0$, 这说明斜入射时左、右旋圆偏振光折射率差值变小, 从而导致斜入射方向上旋光角变小, 即 Faraday 效应减弱。将斜入射前后 1 号、2 号的旋光角分别代入到 (1) 式中两式并联立, 经计算得出 1, 2 号样品斜入射前后左、右旋圆偏振光折射率差值的变化分别为:

$$\begin{cases} \Delta(n_+ - n_-)_1 = -0.69 \times 10^{-5} \\ \Delta(n_+ - n_-)_2 = -2.13 \times 10^{-5} \end{cases} \quad (2)$$

由上式可以得出, 两样品斜入射前后两圆偏振光折射率差值变化的大小不同, 但差值均变小。变化大小的不同主要是因为不同样品间的厚度有差别, 并且样品的切割方向也稍有差别, 因此导致斜入射方向上 Faraday 旋转变化情况也不同。

对于 GdYBiG 的样品, 用以上同样的方法分析, 可以得出斜入射前后左、右旋圆偏振光折射率差值的变化为:

$$\Delta(n_+ - n_-) = 1.24 \times 10^{-5} \quad (3)$$

(3) 式说明斜入射方向上 Faraday 效应增强, 与 BiCaInVIG 晶体两样品的情况相反。并且, 由于实验

中此样品厚度远大于 BiCaInVIG 样品厚度(约是其 3.6 倍), 斜入射时样品光程变化较大, 因此, 旋光角变化也较大。

以上实验结果的分析说明: 磁光晶体斜入射后, 其旋光角发生变化, 这说明两种晶体中均存在 Faraday 效应的各向异性现象。

3 结论

磁光晶体存在 Faraday 效应的各向异性, 导致了斜入射前后旋光角会发生变化(增大或减小)。在装配磁光式器件过程中, 磁光晶体通光面不可能做到与入射光路严格垂直, 这将会使得其旋光角发生微小的变化, 并且, 对于同种材料的磁光晶体, 由于厚度之间的微小差异以及切割方向不完全一致, 因而旋光角变化的程度也不同。以制作高隔离度的光隔离器件为例, 通常要求磁光晶体的旋光角为 45° , 否则, 旋光角的微小变化都会影响到隔离度的变化。由于晶体的切割、研磨及镀制增透膜过程均会影响旋光角的大小, 故很难保证加工后晶体的旋光角为严格的 45° 。一个解决办法是根据磁光晶体倾斜后增大或减小的实际情况, 在装配过程中使得入射光线以一微小的入射角入射到磁光晶体, 通过微调入射角的大小使晶体的旋光角尽量接近 45° 。以实验中的 BiCaInVIG 晶体为例, 在装配过程中, 若晶体旋光角稍大于 45° , 可通过将 BiCaInVIG 晶体稍微倾斜的方法来获得更加接近 45° 的旋光角。

参 考 文 献

- [1] WOLF R, FRATELLO V J, McGLASHAN-POWELL M. Thir film garnet materials with zero linear birefringence for magnetor optic waveguide devices (invited) [J]. J A P, 1988, 63(8): 3099~ 3103.
- [2] CORIANI S, JORGENSEN P, RIZZO A *et al.* Ab initio determinations of magnetic circular dichroism [J]. Chem Phys Lett, 1999, 25(1): 61~ 68.
- [3] 王光辉, 吴福全, 张波. 磁致线双折射对法拉第旋转器消光比的影响 [J]. 光电子·激光, 1999, 10(3): 218~ 220.
- [4] 王光辉, 吴福全. 磁致圆二向色性对法拉第旋转器消光比的影响 [J]. 激光技术, 1999, 23(6): 350~ 352.
- [5] MA X M, LIAN Ch H. Effect of antireflection coating on the performance of Faraday rotators [J]. Appl Opt, 1994, 33(19): 4300~ 4303.
- [6] 刘公强, 乐志强, 沈德芳. 磁光学[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 2001. 45~ 52.

(上接第 389 页)

- [10] 侯春风, 李师群, 李斌 *et al.* 有外加电场的光伏光折变晶体中非相干耦合亮暗屏蔽光伏孤子对 [J]. 物理学报, 2001, 50(9): 1709~ 1712.
- [11] LIU J S, SHI Sh X, LI M H *et al.* Temperature dependence of two

beam coupling in CeLiNbO₃ crystal [J]. Chinese Science Bulletin, 1992, 37(9): 718~ 721.

- [12] CHENG L J, PARTOVI A. Temperature and intensity dependence of photorefractive effect in GaAs [J]. A P L, 1986, 49(21): 1456~ 1458.