

# 背景光光伏效应对屏蔽-光伏空间孤子的影响<sup>\*</sup>

王晓生 欧阳世根 余卫龙<sup>†</sup>

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2002 年 1 月 12 日收到, 2002 年 6 月 26 日收到修改稿)

在光伏晶体两端外加一恒定的直流偏压, 背景光的光伏效应对形成屏蔽-光伏孤子的空间电荷场没有影响, 但对晶体中的电流有影响. 如果外电源的电动势是恒定的, 则背景光的光伏效应与外电路的电阻协同起作用, 可以通过晶体两端的电压降影响晶体中的空间电荷场, 进而影响空间孤子的宽度. 在一定的条件下甚至可以实现亮、暗孤子的转换.

关键词: 屏蔽-光伏, 空间孤子, 孤子宽度, 亮暗孤子转换

PACC: 4265S, 4265J

## 1. 引 言

材料的光折变非线性能够完全补偿光的衍射效应, 使光束产生自陷, 这样就能形成光折变型光学空间孤子. 近十年来, 光折变空间孤子的研究吸引了众多的研究者. 现已知道的光折变空间孤子有三种基本类型: 准稳态孤子<sup>[1-3]</sup>、屏蔽孤子<sup>[4-7]</sup>和光伏孤子<sup>[8-11]</sup>. 近年来, 非相干白光孤子<sup>[12]</sup>, 部分空间非相干光孤子<sup>[13-16]</sup>以及屏蔽-光伏孤子<sup>[17-22]</sup>, 全光准稳态孤子<sup>[23]</sup>, 全光双准稳态孤子<sup>[24]</sup>, 复色光光伏孤子<sup>[25]</sup>, 孤子对<sup>[19, 26-28]</sup>, 孤子对碰撞及孤子间的相互作用<sup>[29]</sup>, 自发孤子<sup>[30]</sup>等的研究相继被报道. 另外人们也研究了光折变聚合物材料中的光学空间孤子<sup>[31, 32]</sup>.

在上述三种基本的光折变空间孤子中, 光伏孤子与另两种不同, 它的形成不需要一个外加电场而只要求所用的光折变晶体有足够强的光伏效应. 光伏孤子是稳定的, 它既可以是一维的, 也可以是二维的. 人们发现, 对光伏孤子, 背景光的光伏效应不可忽略<sup>[33, 34]</sup>, 并且在最近发现, 对外电路开路情况, 如果考虑了背景光的光伏效应, 在折射率改变为正的光折变晶体中可以形成光伏空间暗孤子<sup>[35, 36]</sup>. 在光伏晶体两端外加一恒定直流偏压则可以形成屏蔽-

光伏孤子, 它起源于外电场屏蔽及晶体对光束光伏效应的共同作用. 刘劲松、侯春凤等已经对屏蔽-光伏孤子进行了较详细的研究<sup>[17-22]</sup>, 他们的研究表明, 对于外电路没有负载的屏蔽-光伏孤子通过改变外加直流偏压和信号光的偏振方向可以对孤子产生影响, 对于外电路有负载的情况, 外电路的负载也可以对屏蔽-光伏孤子产生影响. 但是他们的理论没有考虑背景光光伏效应的贡献对屏蔽-光伏孤子的影响. 本文发展了刘劲松等人的理论, 在考虑了背景光光伏效应的贡献的情况下, 发现对于外电路没有负载的屏蔽-光伏孤子, 背景光的光伏效应对形成孤子的空间电荷场没有影响, 但对晶体中的电流有影响. 或者说屏蔽-光伏孤子的空间电荷场对背景光的光伏效应有形式不变性. 如果在外电路串连一个电阻, 并保持外电路电动势恒定, 则背景光的光伏效应的大小可以通过影响晶体中的电流, 从而改变晶体两端的电压降, 进而影响晶体中空间孤子的宽度. 在一定的条件下甚至可以实现亮、暗孤子的转换.

## 2. 理论分析

实验中, 除了信号光  $I_s$  外, 为加快孤子的形成速度, 一般都加上一束均匀的背景光  $I_b$ .  $I_s$  通常为 e 光,  $I_b$  通常为 o 光. 理论分析从下面的速率方程、电

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10074082)、教育部科学技术重点项目基金(批准号: 99197)及广东省自然科学基金(批准号: 001192)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者.

流方程、空间电荷场的泊松方程<sup>[37]</sup>和高斯定律出发,忽略扩散场效应<sup>[9]</sup>,这些方程的稳态形式是

$$(S_s I_s + \beta + S_b I_b)(N_d - N_d^i) - \gamma \hat{n} N_d^i = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \hat{J} = \nabla \cdot [q\mu \hat{n} \hat{E} + (S_s k_{\text{eff}}^e I_s + S_b k_{\text{eff}}^e I_b) \times (N_d - N_d^i) \cdot c] = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \hat{E} + \frac{q}{\epsilon_s}(\hat{n} + N_A - N_d^i) = 0, \quad (3)$$

$$V = - \int_{-l/2}^{l/2} dx \cdot \hat{E}. \quad (4)$$

这里,  $k_{\text{eff}}^e$  和  $k_{\text{eff}}^o$  分别是晶体对信号光和背景光的有效 Glass 常数;  $I_s, I_b$  为信号光及背景光光强;  $S_s, S_b$  为晶体对这两种光的吸收截面;  $\hat{n}$  为电子数密度;  $N_d$  为总的施主密度;  $N_d^i$  为已电离的施主密度;  $N_A$  为补偿已电离施主的电荷受主密度;  $\beta$  为暗辐射率;  $\gamma$  为复合率系数;  $\hat{J}$  为电流密度;  $c$  为光轴方向的单位矢量;  $\mu$  为电子迁移率;  $\epsilon_s$  为低频介电常数;  $-q$  为电子的电量;  $\hat{E}$  为空间电荷场;  $V$  为垂直于晶体光轴的两晶面上的恒定直流偏压(见图 1(a));  $l$  为这两个晶面之间的距离. 在垂直于信号光的传播方向上, 空间电荷场一般是二维的, 由它通过线性电光效应引起的折射率变化一般也应是二维的, 所以光伏孤子可以是二维的. 为方便起见, 作一维处理. 设信号光近似地沿垂直于晶体  $c$  轴的方向入射, 取  $c$  轴方向为坐标轴地  $x$  轴, 于是有  $\nabla \cdot \hat{E} = \frac{\partial \hat{E}^{[9]}}{\partial x}$ . 一般情况下  $\beta$  与  $S_b I_b$  相比很小<sup>[9]</sup>可以忽略, 所以方程(1)中  $\beta + S_b I_b = S_b(\beta/S_b + I_b) \approx S_b I_b$ . 再作载流子小量近似  $n \ll N_d^i, N_d, N_A$  和空间电荷场慢变近似  $\left| \frac{\epsilon_s}{q\mu} \cdot \frac{\partial \hat{E}}{\partial x} \right| \ll 1^{[9]}$ , 由(3)式可得

$$N_A \approx N_d^i, \quad (5)$$

信号光场满足的波动方程为<sup>[5,8]</sup>

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = \frac{ik\Delta n}{n_b} A(x, z), \quad (6)$$

其中  $A(x, z)$  为信号光场的慢变振幅,  $n_b$  为本底折射率,  $\Delta n = -\frac{1}{2} n_b^3 r_{\text{eff}} \hat{E}$ , 实现空间孤子时  $A(x, z)$  通常表示为<sup>[5,8]</sup>

$$A(x) = u(x) \sqrt{\frac{I_b S_b}{S_s}} \exp(i\Gamma z). \quad (7)$$

这里  $\Gamma$  是孤子传播常数. 设  $n = \frac{\hat{n}}{an_d}, N = \frac{N_d^i}{N_d}, r =$

$$\frac{N_d}{N_A}, a = \frac{S_b I_b}{\gamma N_A}, \alpha = \frac{k_{\text{eff}}^e S_b I_b}{a}, E' = \frac{\alpha}{\mu q}, J' = \alpha a N_d, J =$$

$\frac{J}{J'}, E = \frac{\hat{E}}{E'}, R = \frac{k_{\text{eff}}^o}{k_{\text{eff}}^e}, r\xi = \frac{x}{L_s}, L_s = \frac{1}{(\pm 2kb)^{1/2}}$  为孤子长

度刻度,  $b = \left( \frac{k}{n_b} \right) \frac{\alpha n_b^3 r_{\text{eff}}}{2\mu q}$ . 正如前所述, 这里  $\beta$  已被忽略, 但如果  $I_b \rightarrow 0$ ,  $\beta$  不能忽略, 此时上述  $a$  和  $\alpha$  中的  $S_b I_b$  将趋于  $\beta$ . 将(1)(2)(4)(6)式无量纲化为

$$n = (u^2 + 1)(1 - N)(rN), \quad (1)$$

$$J = nE + (1 - N)(u^2 + R) = \text{const}, \quad (2)$$

$$C + \int_{-l/2L_s}^{l/2L_s} d\xi \cdot E = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 u(\xi)}{\partial \xi^2} = \pm \left( \frac{\Gamma}{b} + E \right) u(\xi). \quad (6)$$

这里(6)式中  $\Delta n$  为正时, 方程右边取正号,  $\Delta n$  为负时, 方程右边取负号. (4)式中  $C = \frac{q\mu V}{\alpha L_s}$ . 由(1)式

及  $N_d \gg N_A$ <sup>[8]</sup> 得出  $n \approx \frac{u^2 + 1}{rN}$ . 当这个近似代入(2)

式并考虑  $rN = \frac{N_d^i}{N_A} \approx 1, N \ll 1$  可得

$$J = (1 + u^2)E + (u^2 + R),$$

即

$$E = \frac{J}{1 + u^2} - \frac{u^2 + R}{1 + u^2}. \quad (8)$$

$R$  为背景光对晶体的 Glass 系数与信号光的 Glass 系数之比. 它表现了背景光光伏效应的影响.

利用(8)式及(4)式, 并设

$$D = 1 \int_{-l/2L_s}^{l/2L_s} \frac{1}{1 + u^2} d\xi,$$

可得  $J = -CD + lD/L_s - 1 + R$ . 将此式代入(8)式可得空间电荷场的表达式

$$E = \frac{-CD + lD/L_s - 1 - u^2}{1 + u^2}. \quad (9)$$

从(9)式可以看出, 表征背景光光伏效应贡献的  $R$  项被消去. 换句话说, 背景光的光伏效应对空间电荷场没有贡献. 或者说, 考虑背景光的光伏效应, 屏蔽-光伏孤子的空间电荷场具有形式不变性. 因此, 在这种情况下, 屏蔽-光伏孤子的性质应该与文献[17—22]的讨论一致. 背景光只是充当暗辐射的作用.

虽然背景光的光伏效应大小对形成屏蔽-光伏孤子的晶体空间电荷场没有影响, 但是从(2)式可以看出, 背景光的光伏效应大小却对晶体中的电流大小有影响(多出了  $k_{\text{eff}}^o S_b I_b (N_d - N_d^i)$  项). 如果将晶体与一外加电阻  $\bar{R}$ , 并与一恒定的电动势  $\mathcal{E}$  串联

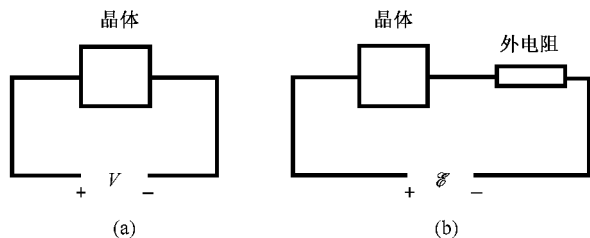


图1 (a)为晶体外加一恒定直流偏压的电路示意图,  $V$  为恒定直流偏压 (b)为晶体与一外电阻及一恒定电动势串连的电路示意图,  $\mathcal{E}$  为恒定的电动势

形成回路(电路示意图见图1(b)).此时晶体中的总电流就是回路中的总电流,背景光光伏效应的大小使回路电流产生变化,通过外电阻两端压降随回路电流的变化就可以影响晶体两端的压降.这样晶体中的空间电荷场也会发生相应的变化,从而对晶体中空间孤子的性质产生影响.可以预料,这种情况下背景光的光伏效应的贡献将在孤子的形成过程中扮演重要的角色.

这时根据全电路欧姆定律,可以写出  $\int_{-l/2}^{+l/2} \hat{E} \cdot dx + V + \hat{J}\bar{R} = 0$ . 这里  $S$  为晶体中电流方向上的晶体横截面积,  $\bar{R}$  为外加电阻.将此式无量纲化为

$$\int_{-l/2L_s}^{+l/2L_s} E \cdot d\xi + C + JB = 0, \quad (10)$$

其中  $B = \bar{R}J' / (E'L_s)$ . 利用(10)式和(8)式可得到晶体内空间电荷场的无量纲分布

$$E = -\frac{Y + u^2}{1 + u^2}, \quad (11)$$

其中

$$Y = (-lD/L_s + 1 + CD + RBD)(1 + BD), \quad (12)$$

这里  $D = 1 / \int_{-l/2L_s}^{+l/2L_s} \frac{1}{1 + u^2} d\xi$ . 可以看出此分布与文献[36]中空间电荷场的分布相似,这里  $Y$  正起着与文献[36]中(5)式的  $R$  相同的作用. 因此我们知道,以折射率改变为正的晶体为例,形成亮孤子要求  $Y < 1$  并且孤子宽度随着  $Y$  的增大而增大,形成暗孤子要求  $Y > 1$  并且孤子宽度随着  $Y$  的增大而减小. 从(12)式可以看出  $Y$  为  $R$  的函数,也就是说  $Y$  可以被  $R$  的取值所影响,而  $R$  正是背景光与信号光 Glass 系数之比. 所以我们认为背景光的光伏效应可以通过改变  $Y$  的取值对孤子的宽度产生影响. 若能通过改变背景光的 Glass 系数实现  $Y > 1$  和  $Y < 1$  的转变,则可以通过改变背景光的 Glass 系数实现亮暗孤子

的转换.

一般情况下由于信号光束的宽度远远小于  $l$ , 所以  $D \approx \frac{L_s}{l}$ . 这样  $Y \approx (CD + RBD)(1 + BD)$ , 这里  $BD \approx S_b I_b q \mu N_d \bar{S} \bar{R} (\gamma N_A l)$ ,  $CD \approx q \mu V \bar{K} (k_{\text{eff}}^c \gamma N_A l)$ . 下面以折射率改变为正的 KNSBN 晶体为例,估计一下  $CD$  与  $BD$  的数值.  $BD/CD = S_b I_b k_{\text{eff}}^c N_d \bar{S} \bar{R} / V$ , 其中  $S_b I_b k_{\text{eff}}^c N_d \approx J_{\text{ph}}^{[38,39]}$ , 为背景光在晶体中引起的光伏电流密度. 一般地,取  $I_b = 10 \text{ W/cm}^2$ . 根据文献[38]光强为  $330 \text{ mW/cm}^2$  的光束引起的光伏电流为  $2.5 \text{ nA/cm}^2$ , 由于文献[38]中(5.1)式的  $\alpha$  (吸收系数)变化不大,所以  $J_{\text{ph}}$  近似地与  $I$  成正比. 这样,利用光强为  $330 \text{ mW/cm}^2$  的光束产生的光伏电流值就可以估算出背景光光强为  $10 \text{ W/cm}^2$  时产生的光伏电流  $J_{\text{ph}}$  约为  $10^{-6} \text{ A} \cdot \text{cm}^2$ . 取  $S = 0.36 \text{ cm}^2$ ,  $V = 5000 \text{ V}$ ,  $\bar{R} = 10^{12} \Omega$ , 此时  $BD/CD \approx 70$ . 取  $S_b/\gamma = 10^9 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s} \cdot \text{J}^{-1[40]}$ ,  $N_d/N_A = 100^{[40]}$ ,  $S/l = 0.6 \text{ cm}$ . 常见的光折变晶体的电子迁移率约在  $10^{-1}$  到  $10^{-2} \text{ cm}^2/\text{Vs}$  的数量级,如  $\text{LiNbO}_3$  为  $0.01 \text{ cm}^2/\text{Vs}^{[81]}$ ,  $\text{BaTiO}_3$  为  $0.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}^{[39]}$ . 我们发现 KNSBN 的光折变响应时间与  $\text{BaTiO}_3$  的相差不多,而晶体的光折变响应时间与晶体的电子迁移率近似地成正比<sup>[39]</sup>, 因此我们以  $\text{BaTiO}_3$  晶体电子迁移率的数量级来估算 KNSBN 的电子迁移率,即  $\mu = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . 由此可以计算出  $BD \approx 10^4$ , 此时  $Y \approx R$ . 在这种情况下,孤子的行为遵守文献[36]的规律,  $R$  的大小对孤子的形成有决定性的影响. 根据文献[36],  $R > 1$  可以形成暗孤子,此时  $R$  越大孤子宽度越小;  $R < 1$  可以形成亮孤子,此时  $R$  越大孤子宽度越大. 我们可以通过适当的选择背景光和信号光的波长<sup>[35]</sup>使得在其他条件不变的情况下实现  $R < 1$  和  $R > 1$  的转换,从而实现亮暗孤子的转换. 取  $R = 1.2$ , 可以得到暗孤子解(见图2曲线a); 再取  $R = 0.5$ , 又得到亮孤子解(见图2曲线b).

如果适当的取  $\bar{R}$  与  $V$  的值(譬如  $V$  保持不变而  $\bar{R}$  取  $10^{10} \Omega$ ), 使得  $BD/CD \approx 1$ , 此时  $Y \approx (CD/BD + R)$ . 因为  $R$  一般只在 1 附近变化,所以一般通过调节  $R$  无法实现亮、暗孤子转换. 此时一般通过改变  $V$  的极性及其大小来转换亮、暗孤子,但调节  $R$  的取值仍然可以影响  $Y$  的大小,从而改变孤子的宽度. 如果  $BD/CD \ll 1$ , 则此时对孤子起主要影响的是外加的直流电压.

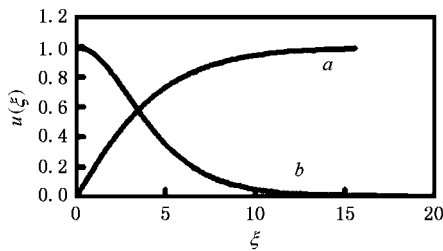


图2 考虑背景光光伏效应,外电路有负载的屏蔽-光伏暗孤子解(曲线  $a$ )和亮孤子解(曲线  $b$ )  $I_b = 10 \text{ W/cm}^2$ ,  $S = 0.36 \text{ cm}^2$ ,  $V = 5000 \text{ V}$ ,  $\bar{R} = 10^{12} \Omega$ ,  $S_b/\gamma = 10^9 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s} \cdot \text{J}^{-1}$ ,  $N_d/N_A = 100$ ,  $S/l = 0.6 \text{ cm}$ ,  $\mu = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $R = 1.2$ ,  $u(\infty) = 1$ (暗孤子),或  $R = 0.5$ ,  $u(0) = 1$ (亮孤子),  $Y \approx R$ )

### 3. 讨 论

如果  $I_b \rightarrow 0$ ,  $\beta$  将不能忽略,此时  $S_b I_b$  趋于  $\beta$ , 且  $R$  为零. 利用  $D \approx \frac{L_s}{l}$ , 外电路没有负载的情况下方程(11)变为

$$E = -\frac{CD + u^2}{1 + u^2}. \quad (13)$$

将方程的参数代入就可以得到与文献[18]中(12)式相似的表达式,此时方程退化为文献[18]的情况. 外电路有负载的情况下方程(11)变为

$$E = -\frac{CD(1 + BD) + u^2}{1 + u^2}. \quad (14)$$

要形成暗孤子,要求  $CD(1 + BD) > 1$ ; 要形成亮孤子则要求  $CD(1 + BD) < 1$ . 这两个条件与文献[22]所获得的亮、暗孤子的形成条件是一致的.

如果考虑了背景光的光伏效应的贡献,但外电路开路且晶体两端没有加恒定的直流偏压,即  $V = 0$ ,  $\bar{R} = \infty$ . 此时方程(11)变为

$$E = -\frac{R + u^2}{1 + u^2}. \quad (15)$$

这时方程退化成为文献[36]描述的情况了.

在光伏空间孤子的外电路开路的情况中,背景光的光伏效应不可忽略. 因为外电路开路情况下总电流必须为零,背景光在晶体中引起的光伏电流必须由空间电荷场引起的电流来抵消(见(2)式). 因此,背景光光伏效应的强弱通过其引起的光伏电流的大小将使空间电荷场发生改变. 最近的研究<sup>[35, 36]</sup>表明通过改变背景光的波长可以改变背景光的光伏效应,而背景光光伏效应的改变会影响晶体中的空间电荷场,进而改变孤子的宽度,甚至实现亮暗孤子的转换. 因此,在光伏孤子的实验中背景光的波长应该有目的的选定. 与光伏空间孤子的情况不同,对在晶体两端加一恒定直流偏压的屏蔽-光伏孤子情况,形成孤子的空间电荷场不会受背景光的光伏效应的影响,具有形式不变性. 因为此时总电流不为零,空间电荷场不必再抵消背景光光伏效应的影响. 这样,背景光的作用就仅仅是增加晶体中的自由载流子密度、缩短孤子的形成时间. 这个结果可以使我们在实验中仅仅考虑背景光的光强,而不需考虑背景光的波长,甚至可以用白光(自然光)作为背景光. 但是在这种情况下,背景光的光伏效应仍然影响回路中的电流. 如果在未来的应用中需要使晶体与其他器件串联使用(譬如与另一块晶体串联),则从上面的理论分析可以看出,背景光的光伏效应还是会对孤子的形成产生影响,某些条件下甚至产生决定性影响.

### 4. 结 论

对光伏空间孤子的形成起重要作用的背景光光伏效应,对晶体两端加一恒定直流偏压的屏蔽-光伏空间孤子的形成没有影响,但对回路的电流有影响. 如果外电路串接电阻并保持外电路电动势恒定,此时背景光的光伏效应可以对孤子的宽度产生一定的影响. 在串接大电阻的情况下,背景光光伏效应的强弱将在孤子的形成过程中起决定性影响,可以显著的改变孤子的宽度,甚至实现亮暗孤子的转换.

- [ 1 ] Duree G C Jr , Shultz J L , Salamo G J , Segev M , Yariv A , Crosignani B , Porto P D , Sharp E J and Neurgaonker R R 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 533
- [ 2 ] Segev M , Crosignani B , Yariv A and Fischer B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 923  
Maufof J , Fressengeas N , Wolfersberger D and Kugel G 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6116
- [ 3 ] Duree G , Morin M , Salama G , Segev M , Crosignani B , Porto P D , Sharp E and Yariv A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1978
- [ 4 ] Castillo M D I , Aguilar P A M , Sanchez-Mondragon J J , Stepanov S and Vysloukh V 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 408  
Shih M , Leach P , Segev M , Garrett M H , Salamo G and Valley G C 1996 *Opt. Lett.* **21** 324
- [ 5 ] Segev M , Valley G C , Crosignani B , Porto P D and Yariv A 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3211
- [ 6 ] Segev M , Shih M and Valley G C 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 706  
Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
- [ 7 ] Kos K , Meng H , Salamo G , Shih M , Segev M and Valley G C 1996 *Phys. Rev. E* **53** R4330  
Ryf R , Wiki M , Montemezzani G , Guter P and Zozulya A A 1999 *Opt. Commun.* **159** 339
- [ 8 ] Segev M , Valley G C , Bashaw M C , Taya M and Fejer M M 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1772  
Ling Z F , Guo R , Liu S M and Zhang G Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 455 ( in Chinese ) 凌振芳、郭儒、刘思敏、张光寅 2000 物理学报 **49** 455 ]
- [ 9 ] Valley G C , Segev M , Crosignani B , Yariv A , Fejer M M and Bashaw M C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R4457
- [ 10 ] Taya M , Bashaw M C , Fejer M M , Segev M and Valley G C 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3095  
Chen Z , Segev M , Wilson D W , Muller R E and Maker P D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2948
- [ 11 ] She W L , Lee K K and Lee W K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3182
- [ 12 ] Mitchell M , Segev M 1997 *Nature* **387** 880
- [ 13 ] Christodoulides D N , Coskun T H *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 646  
Christodoulides D N , Coskun T H *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5113
- [ 14 ] Mitchell M , Chen Z , Shih M and Segev M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 490.
- [ 15 ] Wang X S , She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 573 ( in Chinese ) 王晓生、余卫龙 2002 物理学报 **51** 573 ]
- [ 16 ] Chen Z , Mithell M , Segev M , Coskun T H and Christodoulides D N 1998 *Science* **280** 889
- [ 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 ] Lu K Q , Tang T T 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2070 ( in Chinese ) 卢克清、唐天同 1999 物理学报 **48** 2070 ]
- [ 19 ] Hou C F *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1969 ( in Chinese ) 侯春风等 2000 物理学报 **49** 1969 ]
- [ 20 ] Liu J S *et al* 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
- [ 21 ] Liu J S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 880 ( in Chinese ) 刘劲松等 2001 物理学报 **50** 880 ]
- [ 22 ] Liu J S 2001 *Chin. Phys.* **10** 1037  
Liu J S , Hao Z H 2002 *Chin. Phys.* **11** 254
- [ 23 ] She W L , Lee K K , Lee W K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2498
- [ 24 ] She W L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 886 ( in Chinese ) 余卫龙等 2001 物理学报 **50** 886 ]
- [ 25 ] Wang X S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 ( in Chinese ) 王晓生等 2001 物理学报 **50** 496 ]
- [ 26 ] Christodoulides D N , Singh S R *et al* 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 1763
- [ 27 ] Chen Z , Segev M *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1436
- [ 28 ] Chen Z , Segev M *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1821
- [ 29 ] Stegeman A and Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [ 30 ] Delre E , Tamburrini M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1954
- [ 31 ] Shih M F and Sheu F W 1999 *Opt. Lett.* **24** 1853
- [ 32 ] Hou C F *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2159 ( in Chinese ) 侯春风等 2001 物理学报 **50** 2159 ]  
Hao Z H *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 818 ( in Chinese ) 郝中华等 2002 物理学报 **51** 818 ]
- [ 33 ] Anastassiou C *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 924
- [ 34 ] Bian S , Frejlich J and Ringhofer K H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4035
- [ 35 ] She W L , Chan C W and Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
- [ 36 ] She W L , Wang X S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2167 ( in Chinese ) 余卫龙、王晓生等 2001 物理学报 **50** 2167 ]
- [ 37 ] Kukhtarev N V 1979 *Ferroelectrics* **22** 949
- [ 38 ] Zhang Y L 1997 *Ph. D. Thesis*( Guangzhou :Zhongshan University ) [ 张曰理 1997 博士学位论文 ( 广州 :中山大学 ) ]
- [ 39 ] Valley G C and Klein M B 1983 *Optical Engineering* **22** 704
- [ 40 ] Li Y , Hou F , Zhou G , Xu K and Hong J 1996 *Chinese Journal of Lasers* **B 5** 561

# Screening-photovoltaic solitons affected by the photovoltaic effect of a background beam<sup>\*</sup>

Wang Xiao-Sheng Ouyang Shi-Gen She Wei-Long<sup>†</sup>

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

(Received 12 January 2002; revised manuscript received 26 June 2002)

## Abstract

The photovoltaic effect of a background beam do not affect the spatial-charge field in a photovoltaic crystal with a constant external applied field, but has an effect on the current density in the crystal. If the crystal is connected with an external circuit which includes a resistor and a constant voltage source, the photovoltaic effect of the background beam will affect the full width at half maximum of the solitons, even switch the bright solitons, to the dark solitons, or vice versa.

**Keywords**: screening-photovoltaic solitons, spatial solitons, bright, dark solitons switching

**PACC**: 4265S, 4265J

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074082), the Science Foundation from Ministry of Education, China (Grant No. 99197), and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 001192).

<sup>†</sup> Corresponding author.