有偏压的光伏光折变晶体中的空间灰孤子*

卢克清[1,2,3]　朱京平[1,3]　张彦鹏[1,3]　唐天同[1]　侯　洵[3]　张　禄[1]
(1 西安交通大学电子科学与技术系,西安 710049)
(2 西安电子科技大学,西安 710071)
(3 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室,西安 710068)

摘　要　修正和完善了有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的非线性波动方程的理论.当光伏效应可忽略时,它转化为屏蔽孤子的非线性波动方程;当外电场为零时,它转化为闭路和开路光伏孤子的非线性波动方程.证明了有偏压的光伏光折变晶体中存在着空间灰孤子.它起源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应.当光伏效应可忽略时,它转化为屏蔽灰孤子;当外电场为零闭路时,它预言了在光伏光折变晶体中存在着光伏灰孤子.

关键词　光折变晶体;光孤子;光伏效应

0　引言

在过去的几年里,人们对光折变稳态空间孤子已经做了全面的研究.迄今为止,已预言并验证在光折变晶体中有二种类型的稳态孤子:屏蔽孤子[1,2]和光伏孤子[3,4].人们在对光折变稳态孤子的研究中,一方面,考虑有偏压的非光伏光折变晶体,得到的屏蔽孤子起源于对外电场的非均匀空间屏蔽;另一方面,考虑非偏压的光伏光折变晶体,得到的光伏孤子起源于光伏效应.最近,我们考虑了有偏压的光伏光折变晶体,得到的空间孤子起源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应[5~7].在文献 5 和 6 中,获得空间孤子的公式是近似的.当外电场为零时,它退化成闭路条件下光伏孤子的公式.在文献 7 中,仅论证了当外电场为零时,它为开路条件下光伏孤子的公式.当外电场为零时,由 $I=I_d u^2(\hat{\xi})$(I 为光强,I_d 为暗辐射光强)[4] 与文献 5 和 6 中空间电荷场的公式得 $\hat{E}_{sc}=(u_\infty^2-u^2)/(1+u^2)$,其中 $\hat{E}_{sc}=E_{sc}/E_p$,$u_\infty=u(\hat{\xi}\to\infty)$.这时,让 $\hat{J}=u_\infty^2$,$\hat{E}_{sc}=(\hat{J}-u^2)/(1+u^2)$ 与文献 4 中闭路的空间电荷场式(13)具有相同的无量纲参量和形式;因为 $u_\infty^2\neq 0$,$\hat{E}_{sc}=(\hat{J}-u^2)/(1+u^2)$ 与文献 4 中开路($\hat{J}=0$)的空间电荷场式(13)相矛盾.然而,外电场为零包含着开路和没有外电压的闭路.因此,当外电场为零时,有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的物理系统就变成闭路或开路光伏孤子的物理系统.这样,当外电场为零时,有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的空间电荷场应当变成闭路或开路光伏孤子的空间电荷场,而空间孤子的公式应当变成闭路或开路条件下光伏孤子的公式.本文研究了有偏压的光伏光折变晶体,从理论上修正和完善了有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的非线性波动方程的理论.在适当的条件下,它转化为屏蔽孤子与闭路和开路光伏孤子的非线性波动方程.证明了有偏压的光伏光折变晶体中存在着空间灰孤子.它起源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应,故称为屏蔽光伏灰孤子.当光伏效应可忽略时,它为屏蔽灰孤子.当外电场为零时,它预言了在闭路的光伏光折变晶体中存在着光伏灰孤子.

*国家自然科学基金(60007006)和瞬态光学技术国家重点实验室基金(YAK20006)资助项目
收稿日期:2000-10-01

1　空间电荷场

为了方便研究,设沿光伏光折变晶体的晶轴 $\boldsymbol{c}$ 取为 x 方向施加外电压,让一束只在 x 方向偏振和衍射的光波在该晶体中沿 z 方向传播 . 光波的电场分量 E 满足如下的 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 E + (k_0 \tilde{n}_e)^2 E = 0 \qquad (1)$$

式中,$k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 是光波在自由空间的波长,$(\tilde{n}_e)^2 = n_e^2 - n_e^4 r_{33} E_{sc}$ 为晶体非常光折射率的扰动[2],r_{33} 是电光系数,n_e 是晶体非常光折射率,E_{sc} 是光波感应出的空间电荷场 . E 通常可表示为

$$E = \mathbf{i}\phi(x, z)\exp(ikz) \qquad (2)$$

式中 $k = k_0 n_e$,ϕ 为 E 的慢变化包络,$\boldsymbol{i}$ 为沿 x 轴的单位矢量 . 将式(2)代入式(1)得到如下光波衍射的傍轴方程

$$\mathrm{i}\phi_z + (2k)^{-1}\phi_{xx} - (k_0/2)(n_e^3 r_{33} E_{sc})\phi = 0 \qquad (3)$$

式中,$\phi_z = \partial\phi/\partial z$,$\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$

由光伏光折变晶体满足的速率方程、连续方程和 Gauss 定律可推出空间电荷场 E_{sc} . 在稳定态和二维情况下,这些方程是[4,7,8]

$$(\tilde{s} I + \beta_T)(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+ = 0 \qquad (4)$$

$$\nabla J = \nabla[e\mu n E_{sc} + \mu K_B T \nabla n + \kappa\tilde{s}(N_D - N_D^+) I \mathbf{i}] = 0 \qquad (5)$$

$$\nabla(\varepsilon_0\varepsilon_r E_{sc}) = e(N_D^+ - N_A - n) \qquad (6)$$

式中,N_D^+ 和 N_D 分别为电离和未电离受主密度,N_A 为施主密度,J 为电流密度,μ 为电子迁移率,$\tilde{s}$ 为光电离截面,γ_R 为载流子复合速率,n 为电子密度,e 为基本电荷,ε_0 和 ε_r 分别为自由空间和相对介电常量,β_T 为光子暗产生率,κ 为光伏常量,K_B 为 Boltzmann 常量,T 为绝对温度 . 据 Poynting 定律,有

$$I = (n_e/2\eta_0)|\phi|^2,\ 式中,\ \eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$$

在一般的光折变晶体中,都有条件:$N_D^+ \gg n$,$N_D \gg n$ 和 $N_A \gg n$. 由这些条件和式(6)得

$$N_D^+ = N_A\left(1 + L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right) \qquad (7)$$

式中,$E_t = K_B T/eL_D = eN_A L_D/\varepsilon_0\varepsilon_r$,$L_D = (\varepsilon_0\varepsilon_r K_B T/e^2 N_A)^{1/2}$ 为 Debye 长度 . 将式(7)代入式(4)得

$$n = \frac{\tilde{s} I + \beta_T}{\gamma_R}\left(1 + L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right)^{-1}\left(1 - f L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right) \qquad (8)$$

式中,$f = N_A/(N_D - N_A)$. 当 $x \to \pm\infty$ 时,$E_{sc}(x \to \pm\infty) = E_0$(常量),$\partial E_{sc}/\partial x = 0$ 和 $N_D^+ = N_A$. 这时,由式(5)和式(8)得

$$J_\infty = e\mu n_\infty E_0 + \kappa\tilde{s}(N_D - N_A) I_\infty \qquad (9)$$

式中,$n_\infty = n(x \to \pm\infty) = (\tilde{s} I_\infty + \beta_T)/\gamma_R$. 式(5)表明电流密度处处为一常量 . 因此,由式(5)和式(9)得空间电荷场

$$\begin{aligned} E_{sc} = {} & \left\{E_0\frac{I_\infty + I_d}{I + I_d} - E_p\frac{I - I_\infty}{I + I_d} + E_p\frac{I}{I + I_d} f L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right\} \\ & \cdot\left\{1 + L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right\}\left\{1 - f L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right\}^{-1} - \frac{K_B T}{e} \\ & \cdot\left\{\frac{\partial}{\partial x}\ln(I + I_d) - \left[\left(1 + L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right)^{-1}\right.\right. \\ & \left.\left. + f\left(1 - f L_D\frac{\partial E_{sc}}{\partial x\, E_t}\right)^{-1}\right] L_D\frac{\partial^2 E_{sc}}{\partial x^2\, E_t}\right\} \end{aligned} \qquad (10)$$

式中,$I_d = \beta_T/\tilde{s}$,$E_p = \kappa\gamma_R N_A/e\mu$. 在式(10)中 $L_D\partial E_{sc}/\partial x$ 和扩散项可以忽略[2],E_0 能从电势条件 $V = -\int_{-l/2}^{l/2} E_{sc}\mathrm{d}x$ [1,4,7](l 为应用于晶体两电极之间的距离,V 为外电压)中得到 . 这样,由式(10)得

$$\begin{aligned} E_{sc} = {} & -(V/l + E_p\sigma)/\eta\,[(I_\infty + I_d)/(I + I_d)] \\ & + E_p[(I_\infty - I)/(I + I_d)] \end{aligned} \qquad (11)$$

式中,$\eta = 1/l\int_{-l/2}^{l/2}[(I_\infty + I_d)/(I + I_d)]\mathrm{d}x$ 和 $\sigma = \int_{-l/2}^{l/2}[(I_\infty - I)/(I + I_d)]\mathrm{d}x$. 当光伏效应可忽略时,由 $E_p = 0$,有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的物理系统就变成屏蔽孤子的物理系统 . 这时,由式(11)和 $E_0 = -V/l\eta$ 得

$$E_{sc} = E_0[(I_\infty + I_d)/(I + I_d)] \qquad (12)$$

式(12)与参考文献 2 中式(12)具有完全相同的参量和形式 . 文献 2 讨论了有偏压的非光伏光折变晶体中的屏蔽孤子 . 当外电压为零时[4],即 $V = 0$,由 $N_D/N_A \ll 1$,$E_0 = -E_p\sigma$ 和 $J = J_\infty$ 和式(9)得

$$\tilde{J} = [I_\infty - \sigma(I_\infty + I_d)]/I_d \qquad (13)$$

式中 $\tilde{J} = J/(\tilde{s} I_d N_D \kappa)$. 将式(13),$V = 0$ 和 $I = u^2(\xi) I_d$ 代入式(11)得

$$\tilde{E}_{sc} = (\tilde{J} - u^2)/(1 + u^2) \qquad (14)$$

式(14)与文献 4 中闭路和开路光伏孤子的空间电荷场式(13)具有完全相同的形式和无量刚变量 .

2　波动方程

将式(11)代入式(3),并采用与文献 2 相同的方法使用下列无量纲变量进行简化:$\xi = z/(kx_0^2)$,$s = x/x_0$ 和 $\phi = (2\eta_0 I_d/n_e)^{1/2} U$,其中 x_0 为任意空间宽度,得到归一化的光波包络 U 满足如下的动

态演化方程

$$\mathrm{i}U_{\xi}+\frac{1}{2}U_{ss}+(\beta+\alpha)(\rho+1)\frac{U}{1+|U|^2}-\delta\frac{(\rho-|U|^2)U}{1+|U|^2}=0 \tag{15}$$

式中，$\rho=I_{\infty}/I_{\mathrm{d}}$，$\beta=(k_0x_0)^2(n_e^4r_{33}\eta/2)V$，$\alpha=(k_0x_0)^2(n_e^4r_{33}\sigma\eta/2)E_{\mathrm{p}}$ 和 $\delta=(k_0x_0)^2(n_e^4r_{33}/2)E_{\mathrm{p}}$. 将$E_{\mathrm{p}}=0$(即$\alpha=0$和$\delta=0$)和$\beta=-(k_0x_0)^2(n_e^4r_{33}/2)E_0=-\hat{\beta}$代入式(15)得[2]

$$\mathrm{i}U_{\xi}=2^{-1}U_{ss}-[\hat{\beta}(\rho+1)U]/(1+|U|^2)=0 \tag{16}$$

式(16)与参考文献2中屏蔽孤子的非线性波动方程式(3)具有完全相同的参量和形式. 将$\beta=0$(即$V=0$)、$\rho=I_{\infty}/I_{\mathrm{d}}$、式(13)和$U=u(\hat{\xi})\cdot\exp(\mathrm{i}\Gamma\xi)$($\hat{\xi}=(\pm k_0^2n_e^4r_{33}E_p)^{1/2}x$，$\Gamma$是孤子传播常量)代入式(15)得[4]

$$u''=\pm[\Gamma/b+(\hat{J}-u^2)/(1+u^2)]u \tag{17}$$

式中，$b=2^{-1}k_0n_e^3r_{33}E_p$，$u''=d^2u/d\hat{\xi}$. 式(17)与参考文献4中闭路和开路光伏孤子的非线性波动方程式(14)具有完全相同的参量和形式.

3 灰孤子的解

令$U=\rho^{1/2}y(s)\exp\left[\mathrm{i}\left(\nu\xi+\int_0^s(J\,\mathrm{d}\bar{s})/(y^2(\bar{s}))\right)\right]$，其中，$\nu$为光波传播常量的空间移动，$J$为实常量，由式(15)得

$$\ddot{y}-2\nu y-\frac{J^2}{y^3}+2(\beta+\alpha)(\rho+1)\frac{y}{1+\rho y^2}-2\delta\rho\frac{(1-y^2)y}{1+\rho y^2}=0 \tag{18}$$

式中$\ddot{y}=d^2y/\mathrm{d}s^2$. 由灰孤子的边界条件$y(s\to\pm\infty)=\pm1$和$\ddot{y}(s\to\pm\infty)=0$，从式(18)得

$$J^2=-2[\nu-(\beta+\alpha)] \tag{19}$$

设，$y^2(s=0)=m$和$\dot{y}(0)=0$，积分式(18)得

$$\nu=\frac{\delta m}{m-1}-\frac{1}{(m-1)^2}\left[m(\delta-\beta-\alpha)\frac{\rho+1}{\rho}\cdot\ln\left(\frac{1+\rho m}{1+\rho}\right)-(\beta+\alpha)(1-m)\right] \tag{20}$$

$$(\dot{y})^2=2(\nu-\delta)(y^2-1)+2(\nu-\beta-\alpha)\left(\frac{1-y^2}{y^2}\right)+2(\delta-\beta-\alpha)\frac{\rho+1}{\rho}\ln\left(\frac{1+\rho y^2}{1+\rho}\right) \tag{21}$$

当给定一个物理系统中的参量：β、α、δ、ρ和m时，则参量J和ν分别能由式(19)和(20)确定. 注意，选择参量(β、α、δ、ρ和m)必须满足条件：$(\dot{y})^2>0$和$J^2>0$. 将$\alpha=0$、$\delta=0$和$\beta=-\hat{\beta}$代入式(20)和式(21)得

$$\nu=-\frac{\hat{\beta}}{(m-1)^2}\left[\frac{m(\rho+1)}{\rho}\ln\left(\frac{1+\rho m}{1+\rho}\right)+(1-m)\right] \tag{22}$$

$$(\dot{y})^2=2\nu(y^2-1)+2(\nu+\hat{\beta})\left(\frac{1-y^2}{y^2}\right)+2(\delta+\hat{\beta})\frac{\rho+1}{\rho}\ln\left(\frac{1+\rho y^2}{1+\rho}\right) \tag{23}$$

式(22)和式(23)与参考文献2中屏蔽灰孤子式(33)和式(34)具有完全相同的参量和形式. 将$\beta=0$代入式(20)和式(21)得

$$\nu=\frac{\delta m}{m-1}-\frac{1}{(m-1)^2}\left[m(\delta-\alpha)\frac{\rho+1}{\rho}\cdot\ln\left(\frac{1+\rho m}{1+\rho}\right)-\alpha(1-m)\right] \tag{24}$$

$$(\dot{y})^2=2(\nu-\delta)(y^2-1)+2(\nu-\alpha)\left(\frac{1-y^2}{y^2}\right)+2(\delta-\alpha)\frac{\rho+1}{\rho}\ln\left(\frac{1+\rho y^2}{1+\rho}\right) \tag{25}$$

式(24)和式(25)从理论上揭示了在闭路的光伏光折变晶体中存在着光伏灰孤子.

4 结论

本文从理论上修正和完善了有偏压的光伏光折变晶体中空间孤子的非线性波动方程的理论. 它是屏蔽孤子与闭路和开路光伏孤子的非线性波动方程的统一形式. 证明了有偏压的光伏光折变晶体中存在着空间灰孤子. 它起源于对外电场的非均匀空间屏蔽和光伏效应两个物理过程. 当光伏效应可忽略时，它为屏蔽灰孤子；当外电压为零，它预言了在闭路条件下光伏光折变晶体中存在着光伏灰孤子.

参考文献

1 Segev M, Valley G C, Crosignani B, et al. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field. Phys Rev Lett, 1994, 73(24): 3211～3214

2 Christodoulides D N, Carvalho M I. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media. J Opt Soc Am (B), 1995, 12(9): 1628～1633

3 Valley G C, Segev M, Crosignani B, et al. Dark and bright photovoltaic spatial solitons. Phys Rev(A), 1994, 50(7): R4457～R4460

4 Segev M, Valley G C, Bashaw M C, et al. Photovoltaic spatial solitons. J Opt Soc Am(B), 1997, 14(7): 1772～1781

5 刘劲松, 卢克清. 加外电场的光伏光折变晶体中的空间孤子波. 物理学报, 1998, 47(9): 1509～1514

6 Lin Jinsong, Lu Keqing. Screeing-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection. J Opt Soc Am(B), 1999, 16(4): 550～555

7 卢克清, 唐天同. 有偏压的光伏光折变晶体中的空间孤子. 物理学报, 1999, 48(11): 2070～2075

8 Lu Keqing, Tang Tiantong, Zhang Yanpeng. One-dimensional steady-state spatial solitons in photovoltaic photorefractive materials with external applied field. Phys Rev, A 61(2000): 053822

GRAY SPATIAL SOLITONS IN PHOTOVOLTAIC PHOTOREFRACTIVE CRYSTALS IN AN EXTERNAL BIAS FIELD

Lu Keqing[1,2,3], Zhu Jingpin[1], Zhang Yanpeng[1,3], Tang Tiantong[1], Hou Xun[3], Zhang Lu[1]

1 *Department of Electronic Science and Technology Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*

2 *Xidian University, Xi'an 710071*

3 *State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, Xi'an 710068, China*

Received date: 2000-10-01

Abstract The theory of the nonlinear wave equatian of spatial solitons is revised and perfected in biased photovoltaic photorefractive crystals. In case photovoltaic effect is neglected, it is the nonlinear wave equation of screening solitons. In case the external bias field is absent, it is the nonlinear wave equation of photovoltaic solitons in the closed-and open-circuit case. Gray spatial solitons are predicted in biased photovoltaic photorefractive crystals, which result form both the spatially nonuniform screening of the external bias field and the photovoltaic effect. In case photovoltaic effect is neglected, these gray solitons are gray screening solitons. In case the external bias field is absent for a closed circuit, these gray solitons predict gray solitons in photovoltaic photorefractive crystals.

Keywords Photorefractive crystal; Optical soliton; Photovoltaic effect

Lu Keqing was born in 1963, received his M.S. degree in 1996. He is currently studying for his Eng.D. degree in Xi'an Jiaotong University. His research interests are optical spatial solitons and nonlinear laser spectroscopy. He has published more than twenty academic papers.