

光折变空间孤子及其研究进展 (I)*

王晓生, 余卫龙

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广东 广州 510275)

摘 要: 用简明的物理图象介绍了准稳态、屏蔽和光伏三类基本光折变空间孤子的产生机制. 由这些简明物理图象导出的空间电荷场及折射率改变空间分布与用复杂的数学方法导出的相一致.

关键词: 光折变空间孤子; 非线性光学; 进展

中图分类号: O437 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2001) 05-0032-04

1992年 Segev 等人首次在理论上预言了一种新的光学空间孤子^[1]. 这种空间孤子起源于光折变效应, 因而称为光折变空间孤子. 材料的光折变效应是由光激发载流子迁移、被陷、空间电荷分离形成空间电荷场, 经线性电光效应 (Pockel 效应) 引起折射率变化而表现出来的. 光折变材料一般具有各向异性, 其对光场的响应是非局域的. 光折变材料同时又是电光材料, 可以方便地通过外加电场改变其性能. 所以光折变材料及其非线性效应备受人们的重视. 所谓光折变光学空间孤子就是当光束在光折变介质中传播时, 其光折变非线性效应完全补偿光束本身的衍射效应时的一种传播状态. 当光束形成空间孤子时, 光束在传播过程中形状保持不变. 如果光强越大的地方折射率变化 (Δn) 越大, 则介质称自聚焦型介质; 如光强越大的地方 Δn 越小则称为自散焦介质. 当中心较亮而边缘较暗的光束通过自聚焦介质时, 如果折射率变化引起的自聚焦效应正好完全补偿其衍射效应时, 光束在传播过程中将在横向一个或两个维度上保持不变, 形成空间亮孤子. 当中心包含暗区的光束通过自散焦介质时, 暗区外面的亮光场将因自散焦效应而向暗区扩张, 如果暗区轮廓的衍射效应正好抵消了自散焦效应引起的扩张, 则暗区将在传播过程中保持其轮廓不变, 形成空间暗孤子. 暗斑中心的光强为零时称暗空间孤子; 暗斑中心不为零时称灰空间孤子. 光折变空间孤子以其很低的入射功率 (微瓦至毫瓦^[2]), 很短的响应时间 (最短可达到 ns 数量级^[3]) 等特点, 及其在光学空间孤子全光开

关^[4,5]、光波导^[6,7]等方面的潜在应用吸引了众多研究者. 现在已发现的和研究比较多的光折变型空间孤子有三种基本的类型, 即屏蔽孤子^[3,8~11]、准稳态孤子^[1,2,12,13]、光伏孤子^[6,7,14~18], 这些孤子可以是一维的也可以是二维的. 下面分别介绍它们的产生机制.

1 光折变空间孤子的产生机制

光折变空间孤子包含的物理效应有: 非线性光学效应 (主要是电光效应), 光吸收和散射, 载流子激发、复合和被陷, 光伏效应, 热释电效应, 电荷输运等^[19]. 理论分析一般从下面光折变效应的速率方程 (1), 电流方程 (2) (3) 和空间电荷场的泊松方程 (4) 出发.

$$\frac{\partial}{\partial t} N_d^i = (s_s I_s + s_b I_b + \beta) \cdot (N_d - N_d^i) - \gamma N_e N_d^i \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{J}) = \nabla \cdot [q\mu N_e \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla N_e + (s_s k_{\text{eff}}^e I_s + s_b k_{\text{eff}}^o I_b)(N_d - N_d^i) \cdot \mathbf{c}] \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = \rho = q(N_d^i - N_A - N_e) \quad (4)$$

这里, k_{eff}^e 是晶体对信号光的有效 Glass 常数; k_{eff}^o 是晶体对背景光的有效 Glass 常数; I_s 为信号光光强; I_b 为背景光光强; s_s 为晶体对信号光的吸收截面; s_b 为晶体对背景光的吸收截面; N_e 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; β 为暗辐射率 (一般将所加的背景光

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10074082); 教育部科学技术重点项目基金资助项目 (99197); 广东省自然科学基金资助项目 (001192)

收稿日期: 2001-04-23; 作者简介: 王晓生 (1977-), 男, 硕士研究生; 通讯联系人: 余卫龙.

也当成暗辐射); γ 为复合率系数; $k_B T$ 是热能; l 为沿电场方向的晶体长度; J 为电流密度; μ 为电子迁移率; $-q$ 为电子的电量; ϵ 为低频介电常数; ρ 为电荷密度; c 为光轴的单位矢量; E 为空间电荷场。

为得到孤子所满足的方程,我们必须首先求解出晶体中空间电荷场,进而求出由 Pockels 效应引起的折射率变化 Δn 。加上下面的光场波动方程 (5), 在一定的边界条件^[15]下最后得出孤子解。

$$\nabla^2 E_s - \left(\frac{n_b^2}{c^2} \right) \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_s - \left(\frac{2n_b}{c^2} \right) \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E_s \Delta n) = 0 \quad (5)$$

其中, E_s 为信号光电场强度; n_b 为本底折射率。光折变效应 (Pockels 效应) 引起的折射率变化为 $\Delta n = -0.5 n_b^3 r_{\text{eff}} E$ (r_{eff} 为有效电光系数)。所以,从方程 (5) 看出空间电荷场的导出是研究光折变空间孤子形成机制的关键。

光折变空间孤子的形成机制比较复杂,求解晶体中空间电荷场的过程一般比较困难和繁琐。在这里,我们引入一些简明的物理图像来介绍光折变空间孤子的机制。由这些图像得出的结果与经过复杂的数学推导所得出的结果在形式上是一致的。我们下面分别对各类空间孤子的形成机制进行介绍。

1.1 屏蔽孤子

屏蔽孤子产生机制的分析最先由 Segev 和 Valley 等在 1994 年作出^[8],并于 1995 年由 Singh 等进行孤子稳定性的理论分析^[9]。1996 年 Christodoulides 等人预言了非相干屏蔽孤子对^[10],1997 年他们作出了部分空间非相干屏蔽孤子理论^[11]。屏蔽孤子是一种稳态孤子,它起源于光激发的载流子 (电子,空穴) 对外加电场的非均匀屏蔽。实验上一般需要一束信号光,一束均匀的背景光 (相对于信号光来说), 以及一个外加均匀电场。屏蔽孤子可以是一维的,也可以是二维的。孤子的宽度与 I_s/I_b 相关,当这个比值为一点几到二时,无论亮还是暗孤子都具有比较好的稳定性且孤子宽度较窄。孤子的形成时间则与 $I_s + I_b$ 相关,此值越大,形成时间越短。孤子形成机制的简明图像介绍如下。

用 n 表示载流子密度,它可近似取为 $n = \eta_1 (I_s + I_b + I_d)$, 其中, η_1 为比例常数, I_s 为信号

光光强, I_b 为背景光光强, I_d 为暗辐射。电流密度 $J = q\mu n E$, E 为空间电荷场。如果我们把晶体看作一块平均电阻率为 $\bar{\sigma}$ 的电阻,则可令 $J = \frac{E_{\text{ext}}}{\bar{\sigma}}$,

其中 E_{ext} 为外电场。于是 $E = \frac{J}{q\mu n} = \frac{E_{\text{ext}}}{q\mu\sigma\gamma}$ 。

$\frac{1}{I_s + I_b + I_d}$, 即 $E \propto \frac{1}{I_s + I_b + I_d}$ 。根据 Pockel 效应, 折射率改变 $\Delta n \propto -r_{\text{eff}} E$, 所以 $\Delta n \propto -r_{\text{eff}}$

$\frac{1}{I_s + I_b + I_d}$ 。以亮孤子的形成机制为例, $I_s, E, \Delta n$ 的关系见图 1。图 1a 为信号光光强分布图, 若 E_{ext} 沿晶轴正向则其空间电荷场分布如图 1b。对 r_{eff} 为正的晶体, Δn 分布如图 1c。可见, 光强强

的地方 Δn 大, 从而可形成亮孤子。若 E_{ext} 沿晶轴反方向则其空间电荷场分布如图 1d。对 r_{eff} 为负的晶体, Δn 分布如图 1e。

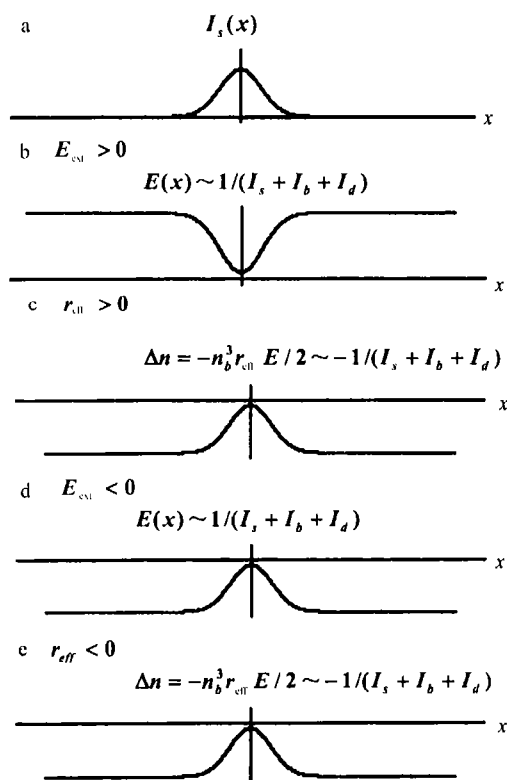


图1 屏蔽亮孤子形成机制示意图

Fig.1 The formation mechanism of bright screening solitons

a 为信号光光强分布图;

b, d 分别为 $E_{\text{ext}} > 0$ 和 $E_{\text{ext}} < 0$ 时 E 的分布图;

c, e 分别为 $r_{\text{eff}} > 0$ 和 $r_{\text{eff}} < 0$ 时 Δn 的分布图

此时, 光强强地方 Δn 还是大, 也可形成亮孤子. 暗孤子的形成机制与此刚好相反. 总之, 可看出为得到暗孤子必须使 $\Delta n > 0$, 为得到亮孤子必须使 $\Delta n < 0$.

2.2 准稳态孤子

准稳态孤子的产生机制由 Segev 等在 1992 年最先作出^[1], 并于 1994 年进行了稳定性分析^[12]. 1996 年 Fressengeas 等进行了理论总结^[13]. 准稳态孤子是一种时变孤子, 它只存在于光致折射率光栅形成之后而外加电场被显著屏蔽之前的一个时间窗口里. 其形成也需一个外加电场, 但不需要背景光. 由于没有背景光, 所以孤子一般具有较明显的不对称性. 准稳态孤子可以是一维或二维的. 形成亮(暗)孤子时外加电场的极性正好与形成屏蔽亮(暗)孤子的外加电场极性相反. 其形成机制的简明图象类似于一个电容的放电、充电过程. 载流子密度近似为 $n = \eta_2(I_s + I_d)$, 其中 η_2 为比例常数. 达到完全屏蔽时空间电荷场为 $E_0 = aE_{\text{ext}}/(I_s + I_d)$ (a 为比例系数), 在电容充电放电过程中, 晶体中的电场强度为:

$$E(t)_{\text{开}} = E_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right]$$

$$E(t)_{\text{关}} = E_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)$$

$R = L/(q\mu nS)$, $C = S\epsilon_0\epsilon_r/L$, $n \approx \eta_2 I_s$, 并令 $b = \lambda/(\epsilon_0\epsilon_r)$, 则可得:

$$E(t)_{\text{开}} = [1 - \exp(-bI_s t)] \cdot [aE_{\text{ext}}/(I_s + I_d)]$$

$$E(t)_{\text{关}} = aE_{\text{ext}} \exp(-bI_s t)/(I_s + I_d)$$

其中 t 为时间, L 为晶体的长度(沿加电场方向, 下同), R 为晶体的电阻, S 为晶体的横截面积, C 为晶体的电容, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_r 相对介电常数. 对于 $r_{\text{eff}} > 0$ 的晶体, $\Delta n \propto -E$, 这时 $E \sim I_s$, $\Delta n \sim I_s$ 关系见图 2 ($\beta t = 0.5$, $I_d = 6$, $\alpha E_{\text{ext}} = 2$ 的条件下). 可以看出, 对 $E(t)_{\text{关}}$ 光强强地方 Δn 大, 可形成亮孤子; 对 $E(t)_{\text{开}}$ 在光强不太强的情况下 Δn 随着光强的增大而减小, 可形成暗孤子. 对于 $r_{\text{eff}} < 0$ 的晶体, $\Delta n \propto E$; 分析的方法与 $r_{\text{eff}} > 0$ 时类似.

2.3 光伏孤子

光伏孤子的产生机制由 Valley 等人于 1994 年首先作出了分析^[14]. 1997 年由 Segev 等人进行理论总结^[15]. 刘劲松和卢克清等人分析了屏蔽-光伏孤子的产生机制, 并进行孤子稳定性的分

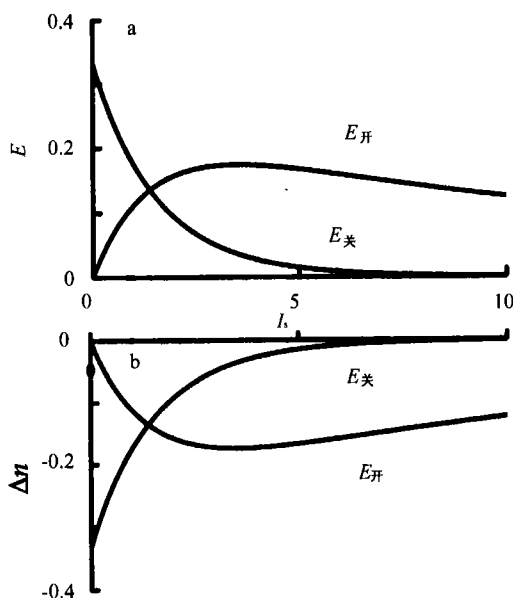


图 2 准稳态孤子形成机制示意图

Fig. 2 The formation mechanism of quasi-steady-state solitons

$\beta t = 0.5$, $I_d = 6$, $\alpha E_{\text{ext}} = 2$ 的条件下,

a E 随 I_s 变化曲线;

b Δn 随 I_s 变化曲线

析^[16~18]. 最近, 余卫龙等发展了光伏孤子的理论, 提出了考虑背景光光伏效应的光伏空间孤子理论. 光伏空间孤子的形成不需要外加电场, 只要求晶体有足够强的光伏效应. 它是一种稳态孤子. 光伏孤子由光伏效应引起光伏电流形成光伏场, 进而引起晶体折射率变化所诱导形成的. 实验上一般采用一束信号光再加上一束均匀的背景光(相对信号光来说), 信号光一般为 e 光, (使之有较强的光折变效应), 背景光一般为 o 光. 与屏蔽孤子类似, 孤子宽度也决定于 I_s/I_b , 此比值在一点几左右暗、亮孤子最稳定且孤子宽度较窄.

光伏孤子的载流子密度近似为 $n = \eta_3(I_s + I_b)$, 其中 η_3 为比例常数. 电流密度近似为 $J = q\mu nE + k_{\text{eff}}\alpha I_s$, 其中 $k_{\text{eff}}\alpha I_s$ 为光伏效应产生的光伏电流(k_{eff} 为有效 Glass 系数, α 为吸收系数). 当晶体开路时, $J = 0$, $E = -k_{\text{eff}}\alpha I_s/(q\mu n) = -\chi I_s/(I_s + I_b)$ (χ 为比例常数), 即 $E \propto -I_s/(I_s + I_b)$, $\Delta n \propto r_{\text{eff}} I_s/(I_s + I_b)$. 以亮孤子为例, 它的光强分布图如图 3a, 对应的 E 和 Δn (此时 r_{eff} 应取正) 分布如图 3b 和 c; 暗孤子的情况与此相反. 可以看出, 一般情况下, $\Delta n > 0$ 可形成光伏亮孤子,

$\Delta n < 0$ 可形成光伏暗孤子.

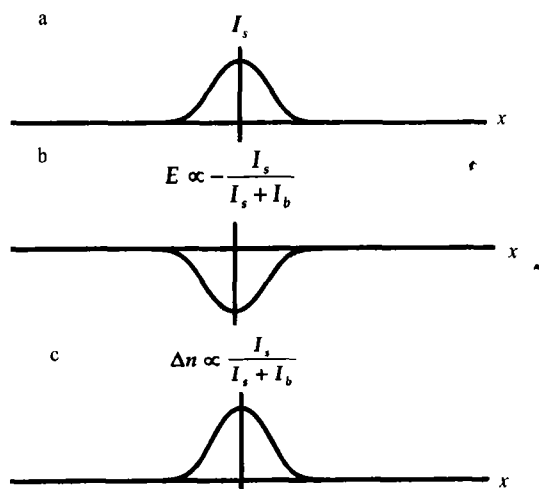


图3 光伏亮孤子形成机制示意图

Fig.3 The formation mechanism of photovoltaic solitons

a 信号光光强分布图; b 空间电荷场分布图;
c 折射率改变分布图

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, Jr SHULTZ J L, 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, SHIH M, VALLEY G C. Photorefractive screening solitons of high and low intensity[J]. J Opt Soc Am(B), 1996, 13(4): 706 - 718.
- [4] SHI T T, CHI S. Nonlinear photonic switching by using the spatial soliton collision[J]. Opt Lett, 1990, 15(20): 1123 - 1125.
- [5] SHALABY M, BARTHELEMY A. Experimental spatial soliton trapping and switching[J]. Opt Lett, 1991, 16(19): 1472 - 1474.
- [6] TAYA M, BASHAW M C, FEJER M M, et al. Observation of dark photovoltaic spatial solitons[J]. Phys Rev (A), 1995, 52(4): 3095 - 3100.
- [7] TAYA M, BASHAW M C, FEJER M M, et al. Y junction arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media[J]. Opt Lett, 1996, 21(13): 943 - 945.
- [8] SEGEV M, VALLEY G C, CROSIGNANI B, et al. Steady-state spatial soliton in photorefractive material with external applied field[J]. Phys Rev Lett, 1994, 73(24): 3211 - 3214.
- [9] SINGH S R, CHRISTODOULIDES D N. Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state condition[J]. Opt Comm, 1995, 118: 569 - 576.
- [10] CHRISTODOULIDES D N, SINGH S R, CARVALHO M I, et al. Incoherently coupled soliton pairs in biased photorefractive crystals[J]. Appl Phys Lett, 1996, 68(13): 1763 - 1765.
- [11] CHRISTODOULIDES D N, COSKUM T H, MITCHELL M, et al. Theory of incoherent self-focusing in biased photorefractive media[J]. Phys Rev Lett, 1997, 78(4): 646 - 649.
- [12] SEGEV M, CROSIGNANI B, DI PORTO P, et al. Stability of photorefractive spatial solitons[J]. Opt Lett, 1994, 19(17): 1296 - 1298.
- [13] FRESSENGEAS N, MAUFOY J, KUGEL G, et al. Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons[J]. Phys Rev(E), 1996, 54(6): 6866 - 6875.
- [14] VALLEY G C, SEGEV M, CROSIGNANI B, et al. Dark and bright photovoltaic spatial solitons[J]. Phys Rev(A), 1994, 50(6): R4457 - 4460.
- [15] SEGEV M, VALLEY G C, BASHAW M C, et al. Photovoltaic spatial solitons[J]. J Opt Soc Am(B), 1997, 14(7): 1772 - 1781.
- [16] 卢克清, 唐天同. 有偏压的光伏光折变晶体中的空间孤子[J]. 物理学报, 1999, 48(11): 2070 - 2075.
- [17] 刘劲松, 卢克清. 外加电场的光伏光折变晶体中的空间孤子波[J]. 物理学报, 1998, 47(9): 1509 - 1514.
- [18] LIU J S, ZHANG D Y, LIANG C H. Stability of bright screening-photovoltaic spatial solitons[J]. Acta Physica Sinica, 2000, 9(9): 667 - 671.
- [19] STEGEMAN G I, SEGEV M. Optical spatial solitons and their interactions: universality and diversity[J]. Science, 1999, 286: 1518 - 1523.

The Progress of Photorefractive Spatial Soliton (I)

WANG Xiao-sheng, SHE Wei-long

(State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: The formation mechanisms of the three basic types of photorefractive spatial solitons, quasi-steady-state, screen and photovoltaic solitons, are shown with some simple physical pictures. With these pictures, the space-charge field and refractive index perturbation, which are consistent with the results got by theoretic analysis, are obtained.

Keywords: photorefractive; spatial; soliton