

主客体式光折变聚合物中空间明孤子的 动态演化特性*

郝中华¹⁾ 刘劲松^{2)†}

¹⁾ 西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

²⁾ 华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(2001 年 7 月 12 日收到, 2001 年 9 月 28 日收到修改稿)

研究了主客体式光折变聚合物中空间明孤子的动态演化特性, 讨论了振幅微扰和宽度微扰对其传播特性的影响. 结果表明, 入射波为明孤子波时, 能够在聚合物中稳定直线传播; 在较小微扰情况下, 孤子波经短距离传播后能够演化为明孤子波; 当微扰比较大时, 光波不能在聚合物中稳定传播, 而是呈现周期性震荡现象.

关键词: 光折变效应, 光折变聚合物, 空间孤子

PACC: 4265S, 7820

1. 引 言

近年来光折变空间孤子引起人们的广泛关注. 其中关于光折变晶体中的空间光孤子特性已经开展了很多研究, 许多理论已日趋成熟^[1-5]. 二十世纪九十年代初, 人们又发现了聚合物光折变材料^[6-9], 与无机光折变材料相比, 光折变聚合物具有容易制备、均匀性好、可根据需要进行人为设计等优点, 是一类很有希望的光折变材料. 在所有的光折变聚合物中, 以光电导聚合物为基体掺杂有高浓度非线性生色团的主客体式聚合物是一种良好的光折变聚合物. 它们由于取向增强效应, 因此可以产生高效光折变效应. 最近, Shen 和 Shan 等^[8]预言了在主客体式光折变聚合物中也可以形成空间光孤子. 在光的照射下, 光折变聚合物中的光敏化剂可提供可迁移的电荷, 这些可迁移的电荷在扩散作用和外加电场的作用下迁移至别处, 电荷在迁移过程中还可被各种陷阱俘获而固定下来, 进而在材料中形成电荷场. 空间电荷场可使聚合物中的非线性色团重新取向, 通过取向增强效应和电光效应使材料的折射率发生变化. 材料折射率的变化反过来会对入射光束产生一定的空间限制作用, 当这种限制作用与光束的衍射发散作用相平衡时, 在光折变聚合物中就会有空间光孤子

形成.

就目前而言, 大部分工作仅对该孤子的形成条件和空间形状等基本物理特性做了初步的研究^[10, 11], 关于孤子在聚合物材料中的动态演化特性的工作还未见有开展. 本文从光折变聚合物中明孤子的生存条件出发, 通过数值求解方法, 研究了明孤子在聚合物中的动态演化特性以及微扰对其传播特性的影响. 这对于研究光束在聚合物材料中的传播特性, 以及聚合物材料在集成光学和光通信领域中应用, 有着理论指导意义.

2. 基本理论

设光折变聚合物如图 1 所示放置, 其上沿 x 方向施加有外电场 E_0 , 入射激光 I 沿 z 方向在聚合物内传播且只沿 x 方向衍射, I_b 为背景光.

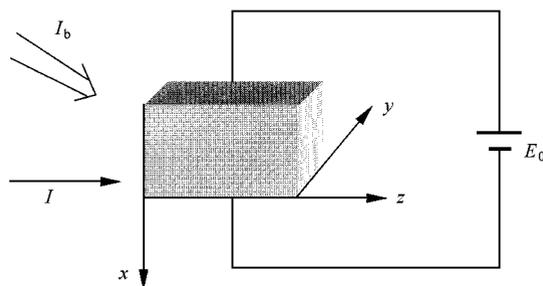


图 1 光路装置图

* 国家自然科学基金(批准号 69878022)资助的课题.

† 联系作者.

在稳态条件下,将入射光的电场分量表示为慢变化包络形式即 $E_{opt} = \hat{x}\phi(x, z)\exp(ikz)\sqrt{I_b}$, 则慢变化包络 $\phi(x, z)$ 满足傍轴方程^[10]

$$i\phi_z + \frac{1}{2k}\phi_{xx} + \frac{k_0^2}{2k}C_{x,y}E^2\phi = 0, \quad (1)$$

式中 $\phi_z = \partial\phi/\partial z$, $\phi_{xx} = \partial^2\phi/\partial x^2$, $k = k_0 n_b$, n_b 为未受扰动时材料的折射率, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为光波在自由空间的波长. 当入射光束为 x 偏振时,

$$C_{x,y} = C_x = 0.54N_{ch}\Delta\alpha(\mu_D/k_B T_a)^{\gamma}; \quad (2a)$$

当入射光为 y 偏振时,

$$C_{x,y} = C_y = -0.27N_{ch}\Delta\alpha(\mu_D/k_B T_a)^{\gamma}, \quad (2b)$$

N_{ch} 为非线性生色团浓度, μ_D 为非线性生色团固有的偶极矩, k_B 为 Boltzmann 常量, T_a 为环境温度, $\Delta\alpha$ 代表平行和垂直于偶极矩方向非线性生色团一阶极化率的差值, 即 $\Delta\alpha = \alpha_{//} - \alpha_{\perp}$.

E 为材料内总的电场大小, 它可从速率方程、电流连续性方程、Poisson 方程和 Helmholtz 方程中推出. 在一定近似条件下, 可以求出^[10]

$$E^{m+1} = E_0^{m+1} \frac{I_{\infty} + I_b}{I + I_b}, \quad (3)$$

式中 $I_{\infty} = I(x \rightarrow \pm\infty, z)$ 为常量, m 为材料参量^[10], 它可以从小于 1 的数变化到大于 3 的数值, 由实验确定. 把 (3) 式代入到 (1) 式, 采用无量纲变量 $\xi = z/2kx_0^2$, $s = x/x_0$ 简化方程, 其中 x_0 为一个任意的空间宽度, 可得到

$$i\phi_{\xi} + \phi_{ss} + \beta\left(\frac{\gamma + 1}{1 + |\phi|^2}\right)^{2(m+1)}\phi = 0, \quad (4)$$

式中 $\beta = (k_0 x_0)^{\gamma} C_{x,y} E_0^2$, $\gamma = I_{\infty}/I_b$.

在给定入射光边界条件情况下 (4) 式具有明暗孤子解. 当 $m=1$ 时, 方程与无机光伏光折变晶体中孤子演化方程完全类似^[12], 可以利用同样的方法处理聚合物中的孤子演化问题. 本文主要讨论 $m \neq 1$ 的情况.

3. 空间明孤子解

对于明孤子, 光束中心光强最强, 在无穷远处光强趋于零, 因此 $I_{\infty} = \gamma = 0$, 令 $\phi = \rho^{1/2} y(s) \times \exp(iu\xi)$, 其中 $\rho = I_{\max}/I_b = K(0)/I_b$, $y(s)$ 为归一化的明孤子包络, 为实函数. 代入方程 (4) 得到

$$\frac{d^2 y}{ds^2} - uy + \beta\left(\frac{1}{1 + \beta|y|^2}\right)^{2(m+1)} y = 0. \quad (5)$$

利用明孤子边界条件 $y(0) = 1$, $y'(0) = 0$, $y(s \rightarrow \pm\infty) = 0$ 和 $y(\infty) = 0$ 可得到光折变聚合物中明孤

子包络的积分表达式

$$\pm(-\beta)^{1/2} s = \int_y^1 \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{m+1}{m-1} \left[(1 - (1+\rho)^{m-1} x^{m+1}) \right] y^2 + (1 + \rho y^2)^{m-1} x^{m+1} - 1 \right\}^{-1/2} dy. \quad (6)$$

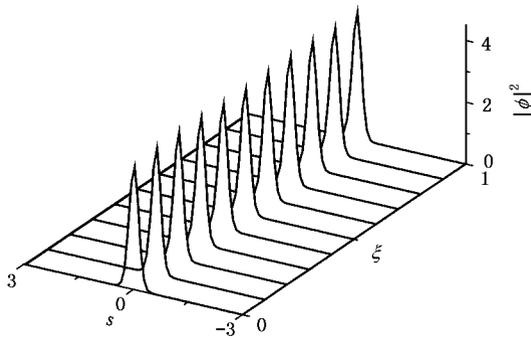
所以, 形成明孤子要求 $\beta < 0$, 由 $\beta = (k_0 x_0)^{\gamma} C_{x,y} E_0^2$ 和 (2a)(2b) 式看出, 当 $\Delta\alpha > 0$ 时, 入射光只有为 y 偏振, 才可能在其中形成空间明孤子; 反之, $\Delta\alpha < 0$, 入射光只有为 x 偏振时, 光折变聚合物中才能形成空间明孤子. 本文以 $\Delta\alpha > 0$ 的光折变聚合物为例.

4. 明孤子的动态演化特性

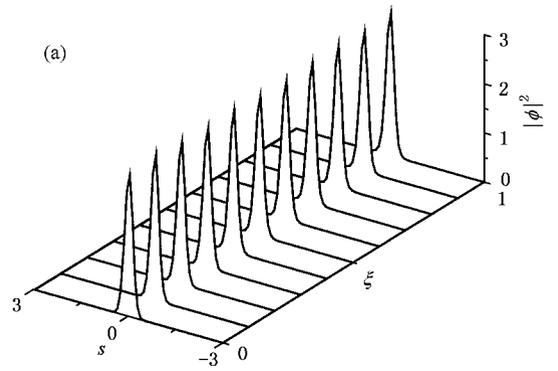
下面我们用数值求解方法来模拟光波在光折变聚合物中的动态演化特性. 材料参量^[8] 取为 $m = 2.0$, $n_b \approx 1.6$, $\Delta n_x = 1.3 \times 10^{-2}$, $E_0 = 100V \cdot \mu m^{-1}$, $\lambda = 700nm$. 取 $x_0 = 10\mu m$, 此时 $\beta = -167.4$, 取 $\rho = 4$, 将参量代入 (6) 式中解得空间明孤子数值解, 然后将此明孤子数值解作为初始入射场, 利用数值方法求解光波传播方程 (4) 就可以得到这种入射场在晶体中传播的动态演化特性. 图 2(a) 给出了这种明孤子在聚合物中的演化特性. 结果表明, 当入射光场是空间明孤子波时, 这种光波将始终保持入射时的形状和振幅直线传播. 这一结果是显然的.

如果将这一孤子入射波用一个光强分布为 $\phi = \sqrt{4}\exp(-s^2/0.26^2)$ 的高斯光束来替代, 图 2(b) 表明该高斯光束光强分布与同参量下的空间明孤子强度包络的几乎相同, 当此高斯光束入射到聚合物中后, 也能演化成稳定的明孤子波, 在聚合物中稳定传播, 如图 2(c) 所示.

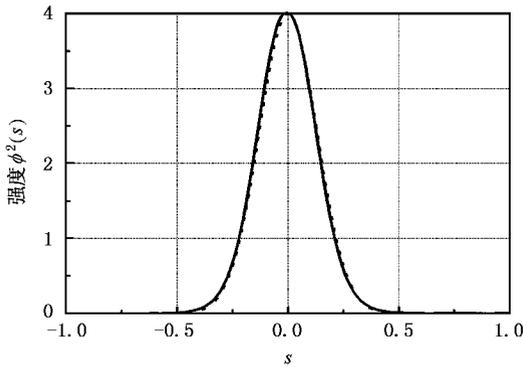
当入射波偏离这种明孤子波形状时, 入射波在聚合物中传播时就会经历振荡起伏现象. 我们这里引入一振幅微扰因子 N 和宽度微扰 σ 来表示该偏离状况. 由于明孤子只能数值求解, 而不能解析的表示出来, 因此我们用形状和特性与其相同的高斯光束近似代替该明孤子波, 如, 用振幅为 $\phi = \sqrt{4}\exp(-s^2/0.26^2)$ 的高斯光束代替参量为 $\beta = -167.4$, $\rho = 4$ 的空间明孤子. 这样, 加入微扰后的入射波就表示为 $\phi' = N\sqrt{4}\exp(-s^2(0.26 + \sigma)^2)$, 显然, 未受扰动情况表示为 $N = 1$ 和 $\sigma = 0$. 我们下面来研究振幅微扰 N 和宽度微扰 σ 的大小对传播特性的影响.



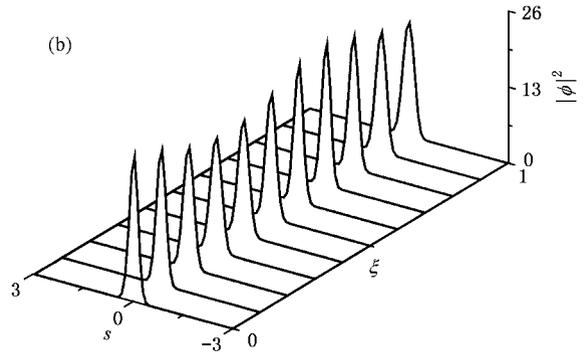
(a)



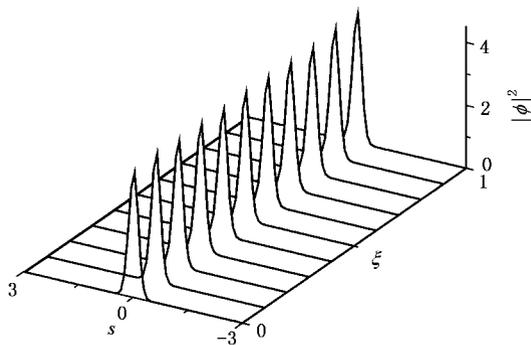
(a)为 $N=0.85, \sigma=0$



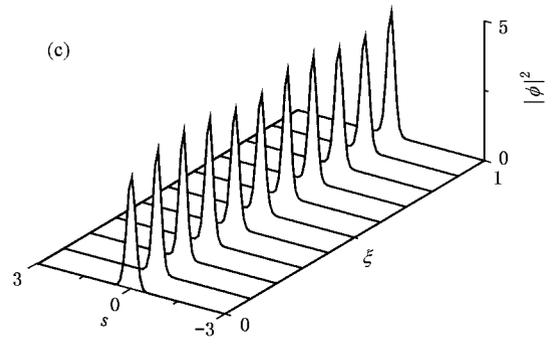
(b)



(b)为 $N=2.5, \sigma=0$

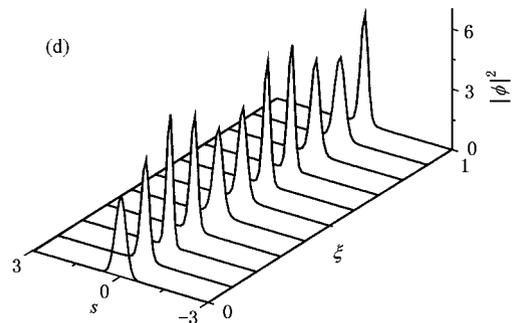


(c)



(c)为 $N=1, \sigma=0.02$

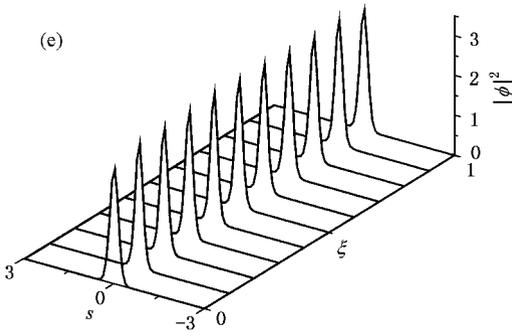
图2 (a)为参量为 $\beta = -167.4, \rho = 4$ 的空间明孤子在聚合物中的动态演化特性 (b)为强度分布为 $\phi = \sqrt{4} \exp(-s^2/0.26^2)$ 的高斯光束和该明孤子强度包络对比图 实线为明孤子;虚线为高斯光束 (c)为高斯光束在 $\beta = -167.4$ 的聚合物中动态演化特性



(d)为 $N=1, \sigma=0.1$

图3 (a)和(b)为只有振幅微扰时情况,当振幅扰动较小时,即 $|N - 1|$ 比较小,入射波在短距离内可以演化为稳定孤子波(图3(a));当扰动较大时,则不能稳定传播,而是经历剧烈膨胀起伏现象(图3(b)).图3(c)和(d)为只有宽度微扰情况,当宽度微扰较小时,入射波也可演化为稳定孤子波(图3(c));

图3 有微扰的入射波 $\phi' = N\sqrt{4} \exp(-s^2/(0.26 + \sigma)^2)$ 在 $m = 2, \beta = -167.4$ 的光折变聚合物中的传播特性



(e) 为 $N=0.85$, $\sigma=0.02$

图 3 有微扰的入射波 $\phi' = N\sqrt{4}\exp(-s^2/(0.26 + \sigma^2))$ 在 $m = 2$, $\beta = -167.4$ 的光折变聚合物中的传播特性

当宽度微扰较大时,不能稳定传播(图 3(d)).图 3(e)为振幅微扰和宽度微扰都同时存在,但都比较小,可以看出此时光束经短距离后仍可以稳定传播.我们知道,入射的孤子波在聚合物中传播时,不可避

免地要受到来自外界或者材料内部的扰动,对于较小的扰动,光束能够在短距离内稳定下来,继续保持形状不变的向前传输,如果扰动较大,则光束不能稳定传播,而是呈现剧烈膨胀起伏现象甚至发散.

5. 结 论

本文从主客体式光折变聚合物中的空间明孤子的形成条件出发,动态模拟了明孤子在聚合物中的传播特性,讨论了振幅微扰和宽度微扰对其传播特性的影响.结果表明,当入射光波是聚合物本身支持的明孤子时,能够在聚合物中稳定传播;当入射波振幅和宽度偏离这种明孤子形状较小时,即振幅微扰和宽度微扰较小时,入射光波能够在短距离内演化成稳定孤子波;而当微扰比较大时候,入射光就不能在聚合物中稳定传播,而是振幅呈现剧烈的膨胀起伏现象甚至发散.

[1] Christodoulides D N and Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
 [2] Liu J S and Lu K Q 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 550
 [3] Liu J S, Zhang D Y and Liang Ch H 2000 *Chin. Phys.* **9** 667
 [4] Liu J S and Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 [in Chinese] 刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509
 [5] Liu J S and Hao Zh H 2001 *Phys. Lett. A* **285** 377
 [6] Ducharme S, Scott J C, Twieg R J et al 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 1846
 [7] Moerner W E and Silence S M 1994 *Chem. Rev.*, **94** 127

[8] Chen H Q, Zhan S and Ye C 1995 *Poly. Bull.* **3** 129 (in Chinese) [陈厚全、展爽、叶成 1995 高分子通报 **3** 129]
 [9] Wu Q J, Ma Y G and Tian W J 1998 *Poly. Mater. Sci. Engin.* **14** 5 (in Chinese) 吴秋菊、马於光、田文晶 1998 高分子材料与工程 **14** 5
 [10] Shih M F and Sheu F W 1999 *Opt. Lett.* **24** 1853
 [11] Hou C F 2000 *Ph. D. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) p69 (in Chinese) 侯春风 2000 博士学位论文(哈尔滨:哈尔滨工业大学)第 69 页]

Dynamical evolution of spatial bright solitons propagating in guest-host photorefractive polymers^{*}

Hao Zhong-Hua¹⁾ Liu Jin-Song^{2)†}

¹⁾*Institute of Applied Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*

²⁾*State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*

(Received 12 July 2001; revised manuscript received 28 September 2001)

Abstract

Dynamical evolution of spatial bright solitons propagating in a guest-host photorefractive polymer was studied, and the effects of perturbations in amplitude and width on the stability of the soliton were also discussed. When an incident optical beam is a bright soliton, this beam propagates along a linear path with its shape kept unchanged. When the perturbations in amplitude and width are very small, the incident beam can reshape itself and try to evolve into a bright soliton while it cannot propagate stably in the polymer when the perturbation is larger.

Keywords : photorefractive effects, photorefractive polymer, spatial soliton

PACC : 4265S, 7820

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69878022).

[†] E-mail: hzhonghua@263.net