

向列相液晶中空间光孤子的观测^{*}

展凯云^{1)†} 裴延波¹⁾ 侯春风^{1)†}

1) 哈尔滨工业大学物理系 哈尔滨 150001)

2) 中国石油大学(华东)物理科学与技术学院 东营 257061)

(2005 年 11 月 4 日收到, 2006 年 1 月 15 日收到修改稿)

分别以 He-Ne 激光器、半导体激光器和 Ar⁺ 激光器作为光源照射液晶材料, 在低光强入射的情况下均观察到了光束的自聚焦现象以及空间光孤子的形成, 观察到了长度 $l > 5\text{mm}$ 的孤子波和多模空间光孤子, 并对空间孤子的产生条件及特性进行了讨论.

关键词: 自聚焦, 空间光孤子, 向列相液晶

PACC: 4265J, 4265S, 6130

1. 引言

空间光孤子是指在介质中消除衍射作用进而不发散地向前传播的光束, 当光波在介质中传播时, 如果其衍射作用被介质的非线性效应引起的限制作用所抵消, 就会因自陷形成空间光孤子. 空间光孤子最早是在 Kerr 介质中发现的.

液晶作为介于液态和固态之间的一个中间相, 它兼有液体的流动性和晶体的各向异性, 因此具有许多独特的性质^[1]. 向列相液晶分子作为棒状分子能够最好的说明液晶具有液体的流动性和晶体的各向异性双重性质, 它的一个重要性质就是具有很大的光学非线性, 从而使得在向列相液晶这种材料中更易形成空间光孤子. 同时, 又由于向列相液晶的非线性具有饱和性、非局域性^[2]的特点, 使得在此种材料中能产生稳定的空间光孤子波并能稳定地向前传播.

1993 年, Braun 等人^[3]研究了液晶中光束的自聚焦现象, 他们将液晶材料分别注入柱形和平面形的波导中, 然后用强激光进行抽运, 并从侧面观察光束的形状和自陷现象. 他们在实验中观察到了不稳定的自聚焦光束, 这实际上就是一种空间光孤子波. 1995 年, McLaughlin 等人^[4]重新对 Braun 观察到的现

象进行了系统的实验观测, 并从理论上解释了所观察到的实验现象. 1998 年, Karpierz 等人^[5]在注有向列相液晶 6CHBT 的液晶盒中观察了波长 $\lambda = 842\text{nm}$ 的红外激光光束的自陷现象. 最近几年, Assanto 和 Peccianti 等人^[6-10]以 Ar⁺ 激光器为光源, 在注有向列相液晶 E7 的液晶盒中观察到了空间光孤子的产生, 并对孤子间的相互作用进行了研究.

本文介绍向列相液晶中空间孤子形成的相关理论, 分别给出以 He-Ne 激光器、半导体激光器和 Ar⁺ 激光器作为光源在向列相液晶中产生空间光孤子的实验结果, 并对外加电压、入射光波强度、偏振态等对孤子波的影响进行讨论.

2. 理论描述

液晶光学性质的研究一般都是在液晶盒中进行的. 根据液晶分子的取向, 液晶盒的种类通常有两种: 沿面排列和垂直排列液晶盒, 其内的液晶分子取向矢 \mathbf{n} 分别平行和垂直于液晶盒的玻璃基片. 向列相液晶为棒状型分子, 且表现出一定的规则取向, 用指向矢 $\mathbf{n}(x, y, z)$ 来描述. $\mathbf{n}(x, y, z)$ 一般沿液晶分子的长轴方向. 向列相液晶具有单轴晶体的特性, n_{\parallel} , n_{\perp} 分别表示平行和垂直于指向矢 \mathbf{n} 的折射率.

对于向列相液晶来说, 一般 $n_{\parallel} > n_{\perp}$ 即 $\Delta n =$

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60508005)资助的课题.

[†] 联系人. E-mail: houchunfeng@hit.edu.cn

$n_{//} - n_{\perp} > 0$, 向列相液晶显示出正的双折射性. 在外电场的作用下, 液晶分子的指向矢向电场方向变化. 当电场是一光波场时, 这种重新取向效应就能引起一种自聚焦非线性光学效应. 定义 θ 为指向矢与光束传播方向之间的夹角, 若指向矢 \mathbf{n} 与电场方向相互垂直, 即 $\theta = 0$, 那么要使液晶分子重新取向则存在一个阈值, 即 Freédericks 转变光强 I_{th} , 只有当入射光波的强度大于 I_{th} 时, 夹角 θ 才能发生变化. 为了减小 Freédericks 转变强度 I_{th} 的影响, 通常使液晶分子指向矢存在一个预倾角 $\theta = \theta_0$, 这可以通过在液晶盒两玻璃基片之间施加直流电场或低频交流电场来实现.

在平行取向的液晶盒中, 考虑角度变化很小的情况 ($\theta - \theta_0 \ll \theta_0$), 在此情况下, 光波场与分子取向场之间的相互作用自由能密度^[9]

$$E_a(\theta) = -\frac{\epsilon_0}{4} [n_{\perp}^2 + \Delta\epsilon \sin^2\theta] |A|^2, \quad (1)$$

考虑形变自由能后得

$$4K\nabla_{\perp}^2\theta + \epsilon_0\Delta\epsilon \sin(2\theta)|A|^2 = 0, \quad (2)$$

其中 $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$, K 为弹性常量. 由 Maxwell 方程组出发, 可得^[9]

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \Delta\epsilon \sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta - \theta_0) A = 0, \quad (3)$$

其中 $k \approx k_0 \sqrt{n_{\perp}^2 + \Delta\epsilon \sin^2\theta_0}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 是波长.

Assanto 等人^[9] 通过对方程 (3) 进行数值模拟证明, 当预倾角 $\theta_0 = \pi/4$ 左右时, 在液晶盒中用线偏振光激发向列相液晶可以在入射光强度很低的情况下产生空间光孤子.

3. 实验观测

实验装置如图 1 所示, 激光器的出射光波经过一个 40 倍的显微镜镜头后射入液晶盒中, 在液晶盒的侧面再用另一显微镜镜头收集液晶材料的散射光, 最后成像到 CCD 上. 实验中, 我们所用的液晶盒为平行取向液晶盒, 两玻璃基片覆盖一层 ITO 薄膜, 以便于在其间施加电压. 两玻璃基片之间用聚酯薄膜将其隔开, 厚度 $D \approx 32\mu\text{m}$, 第三块玻璃基板垂直放在光波的传播方向上, 以便于防止光波进入液晶时退偏效应的产生. 三块玻璃基板均覆盖了一层 PVA 薄膜, 并进行了适当的摩擦处理以保证液晶分子指向矢平行于玻璃基片.

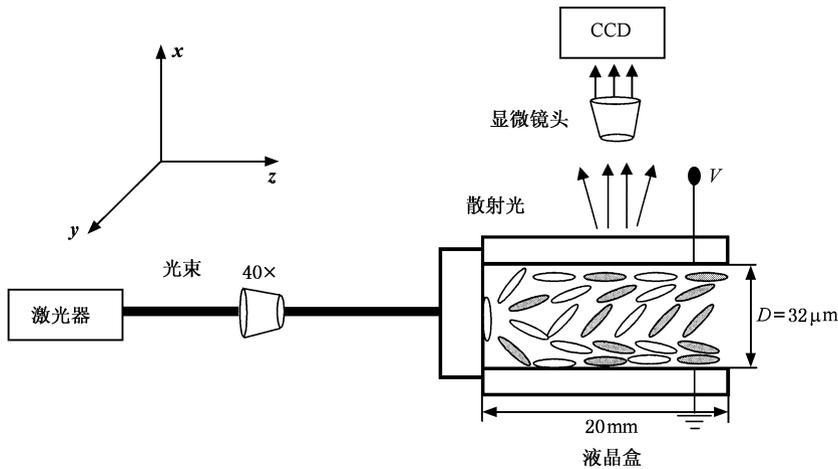


图 1 实验装置和液晶盒构造图

实验中我们所用的向列相液晶材料是纯 E7. E7 是四种液晶的混合物, 我们的实验所用的 E7 中 A 种成分 K15, K21, M24 和 T15 所占的质量百分比分别为 51%, 25%, 16%, 8%. 在室温下 (20°C), 它的介电各向异性 $\Delta\epsilon = +13.8$, 黏性系数 $\gamma = 39\text{mm}^2\text{s}^{-1}$, 清亮点为 61°C .

我们的第一个实验是用 He-Ne 激光器作为光源, 在外加电压的作用下, 向列相液晶产生一个预倾角, 在光强低于 Freédericks 转变光强的情况下就观察到了空间光孤子的形成 (如图 2). 实验中, 入射光波长 $\lambda = 633\text{nm}$, 功率 $P = 0.6\text{mW}$, 所加电压为频率 $f = 1\text{kHz}$ 的低频交流电压.

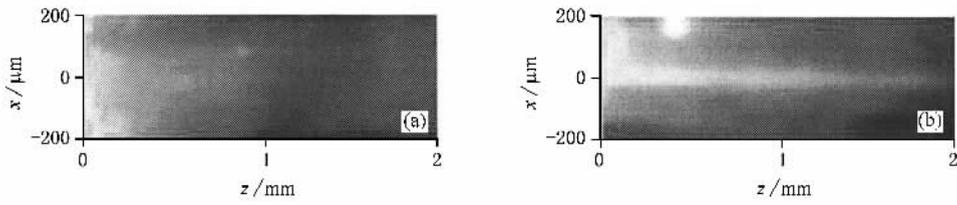


图2 光束传播图 (a)未加电压($V=0$) (b) $V=1.90V$

向列相液晶的响应时间比较慢,接通外接电压大约 30—40s 后光束强度分布才能稳定下来形成稳定的孤子波(图 3)。我们发现通过选择合适的外加电压,在入射光波功率很低的情况下,从几十微瓦至

几毫瓦的范围内均能形成稳定的空间光孤子,可见入射光功率的绝对大小对孤子波的形成并不是特别大。

其次,入射光波的偏振态对空间光孤子波的影响

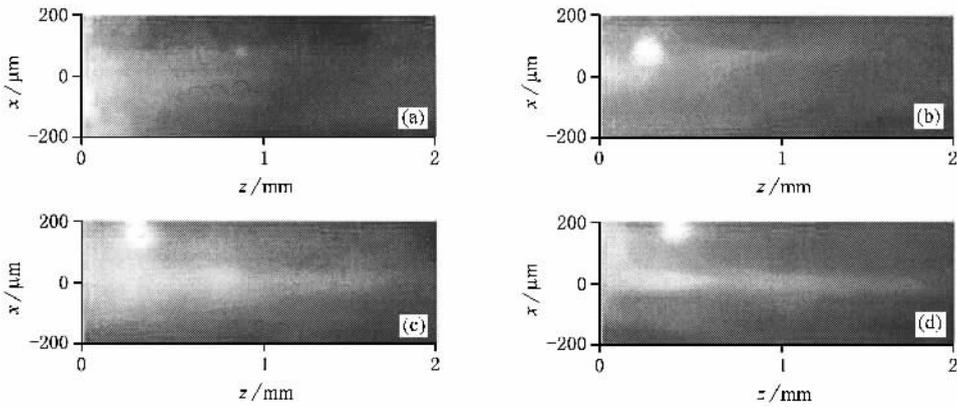


图3 光束强度随时间 t 的变化 ($P=0.6mW$, $V=1.95V$, $\lambda=633nm$) (a) $t=0s$ (b) $t=10s$ (c) $t=20s$ (d) $t=30s$

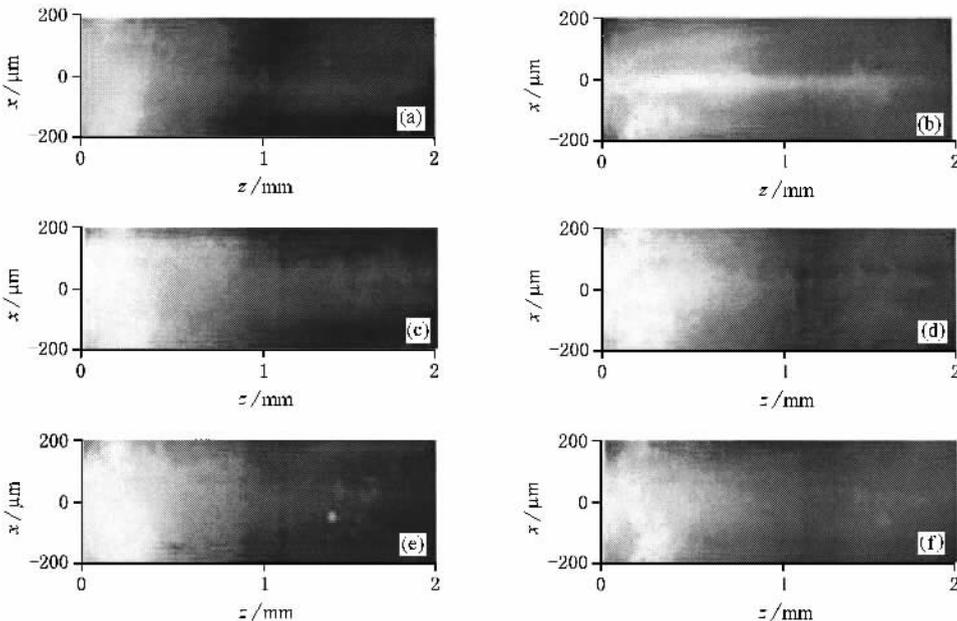


图4 不同偏振态光束的传播图 (a) $V=0V$, $P=0.5mW$, x 方向偏振光 (b) $V=1.95V$, $P=0.5mW$, x 方向偏振光 (c) $V=1.50V$, $P=0.5mW$, y 方向偏振光 (d) $V=1.95V$, $P=0.5mW$, y 方向偏振光 (e) $V=2.50V$, $P=0.5mW$, y 方向偏振光 (f) $V=2.00V$, $P=4.7mW$, y 方向偏振光

响特别大,经过大量的实验证实,如果入射光的偏振方向沿 y 轴方向,即使存在外加电压,光束也会因其衍射作用而发散,而不会出现光束的自聚焦现象.图 4 是在保持各种参数完全相同的情况下,不同偏振态的光束传播图.

液晶中的空间光孤子在传播时保持横向尺寸不变,但由于散射损耗的存在,孤子的强度会有一定的减弱,当孤子的强度减弱到一定程度时,孤子将不再稳定,将明显发散,进而瓦解.通常把孤子因散射损耗而发散瓦解之前所经过的距离称为孤子长度^[6-8].实验中,液晶中的空间孤子的长度可通过显微镜镜头中叉丝上的刻度测算出来.上面显示的是长度 $l = 2\text{mm}$ 的空间光孤子的传播情况,实际上在实验中,我们发现了更长距离传播的空间孤子波,其长度 $l > 5\text{mm}$.

此外,我们用不同的激光器作为光源,观测到了与上面各种情况相同的现象,得到了类似的结论.图 5、图 6 是分别用 Ar^+ 激光器($\lambda = 488\text{nm}$)和半导体激光器($\lambda = 532\text{nm}$)作为光源在外加电压下所观察到的空间光孤子波.但与 He-Ne 激光器产生的波长 $\lambda = 633\text{nm}$ 的红光相比,要产生稳定的空间光孤子波所需要的外加电压更大,响应时间也更慢,孤子波稳定电压为 $2.10\text{--}3.50\text{V}$,响应时间大约 $60\text{--}80\text{s}$.这是因为对于不同波长的光波作用,液晶双折射性也有所不同.对于向列相液晶纯 E7,当 $\lambda = 633\text{nm}$ 时,其双折射性 $\Delta n = n_{//} - n_{\perp} \approx 0.25$,而当 $\lambda = 532\text{nm}$, $\lambda = 488\text{nm}$ 时 $\Delta n < 0.2$.这就要求用波长 $\lambda = 532\text{nm}$, $\lambda = 488\text{nm}$ 的光波入射液晶盒时需要施加更大的外加电压来弥补较小的双折射性.

最后,我们还观察到了另外一个有趣的现象,以

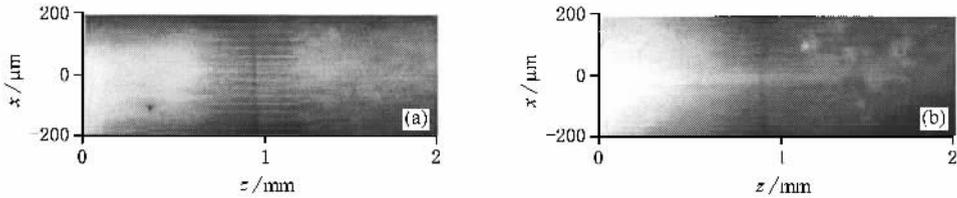


图 5 Ar^+ 激光器作为光源 ($\lambda = 488\text{nm}$, $P = 2.30\text{mW}$),光束传播图 (a) $V = 0\text{V}$ (b) $V = 2.60\text{V}$

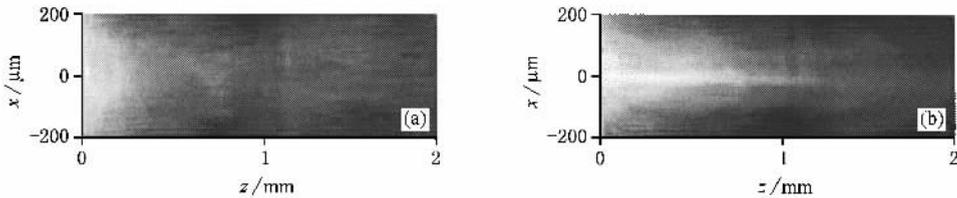


图 6 半导体激光器作为光源 ($\lambda = 532\text{nm}$, $P = 1.10\text{mW}$),光束传播图 (a) $V = 0\text{V}$ (b) $V = 2.3\text{V}$

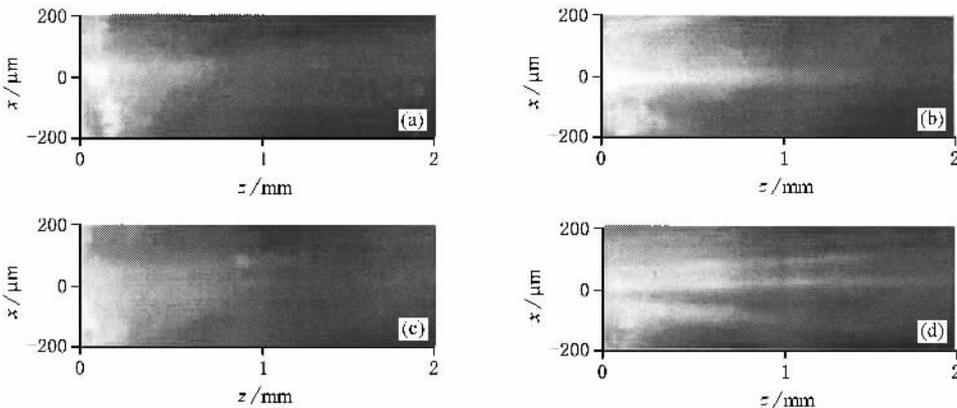


图 7 向列相液晶中多模孤子的形成 (a) $V = 0$; (b) $V = 1.00\text{V}$; (c) $V = 2.00\text{V}$; (d) $V = 2.80\text{V}$

波长为 $\lambda = 633\text{nm}$ 的红光为例进行说明. 入射光波功率 $P = 0.6\text{mW}$, 不断地增大外加电压, 当 $V = 0.8\text{V}$ 时发现光束强度分布开始发生变化, 也就是说此时外加交流电压电场克服 Freédericks 转变强度开始引起液晶分子指向矢的变化. 随着电压的增大, 入射光束的中间强度越来越强, 当电压在 $1.80\text{—}2.20\text{V}$ 之间时, 形成稳定的空间光孤子波并长距离地向前传播. 继续增大外加电压当 $V \approx 2.50\text{V}$ 时, 我们惊奇地发现在原有孤子波存在的基础上, 在其两侧出现了另外两束自陷光束, 与中间孤子波的相邻距离大约有几十微米, 如图 7 所示. 在这里姑且应用光折变材料中空间孤子的概念, 将上面观察到的现象称为多

模空间光孤子.

4. 结 论

综上所述, 在实验中分别用三种激光器作为光源, 用不同波长光波入射向列相液晶纯 E7, 在外加低频交流电压作用下, 在入射光波功率很低的情况下, 从几十微瓦至几毫瓦的范围内均能形成稳定的空间光孤子波, 并在实验中发现了长度大于 5mm 的孤子波. 此外, 还分析了外加电压、入射光波长、强度、偏振态对孤子波的影响. 此外, 还观测到了多模空间光孤子的形成.

- [1] Khoo I C 1995 *Liquid Crystals* (New York : John Wiley & Sons , Inc.) pp 1—20
- [2] Cao J N , Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3688 (in Chinese) [曹觉能、郭 旗 2005 物理学报 **54** 3688]
- [3] Braun E , Faucheux L P , Libchaber A , McLaughlin D W , Muraki D J , Shelley M J 1993 *Europhys. Lett.* **23** 239
- [4] McLaughlin D W , Muraki D J , Shelley M J 1996 *Physica D* **97** 471
- [5] Karpierz M A , Sierakowski M , Swillo M , Wolinski T 1998 *Mol.*

Cryst. Liq. Cryst. **320** 157

- [6] Peccianti M , De Rossi A , Assanto G , De Luca A , Umeton C , Khoo I C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 7
- [7] Peccianti M , Assanto G 2001 *Opt. Lett.* **26** 1690
- [8] Peccianti M , Conti C , Assanto G , De Luca A , Umeton C 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [9] Assanto G , Peccianti M 2003 *IEEE J. Quantum Electron.* **39** 13
- [10] Assanto G , Peccianti M , Conti C 2003 *Opt. Photonics News* **14** 45

Observation of spatial solitons in nematic liquid crystals^{*}

Zhan Kai-Yun¹⁾²⁾ Pei Yan-Bo¹⁾ Hou Chun-Feng^{1)†}

¹⁾ Department of Physics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

²⁾ College of Physics Science and Technology , China University of Petroleum (Huadong) , Dongying 257061 , China)

(Received 4 November 2005 ; revised manuscript received 15 January 2006)

Abstract

Using He-Ne laser , semiconductor laser , and Ar^+ laser as the light sources , we observed the self-focusing phenomena of light wave at low power and the forming of spatial solitons in nematic liquid crystal. The spatial solitons with a length over five millimeters and multiple-mode spatial optical solitons were viewed. Furthermore , the forming conditions and characteristics of these solitons were also discussed.

Keywords : self-trapping , optical spatial solitons , nematic liquid crystals

PACC : 4265J , 4265S , 6130

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60508005).

[†] Corresponding author. E-mail : houchunfeng@hit.edu.cn