

非局域空间光孤子相互作用的相关影响因素

朱叶青¹ 胡 巍²

¹南京师范大学泰州学院信息工程学院应用物理系, 江苏 泰州 225300

²华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广东 广州 510006

摘要 非局域空间光孤子相互作用受到很多因素的影响,通过数值模拟和实验方法讨论了相位和外置偏压对向列相液晶中空间光孤子相互作用的影响。基于向列相液晶中的非局域非线性薛定谔方程,利用分步傅里叶变换算法进行数值求解,分析了相位对非局域空间光孤子相互作用的影响;另外,实验上在不同入射条件下,研究了向列相液晶中双孤子的相互作用性质,得到了向列相液晶中两束光交叉点的位置与偏置电压的关系。

关键词 非线性光学; 向列子; 相互作用; 相位; 偏置电压

中图分类号 0437.5

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0819001

Related Factors of Interactions between Nonlocal Spatial Solitons

Zhu Yeqing¹ Hu Wei²

¹*Department of Applied-Physics, Information Engineering College, Nanjing Normal University
Taizhou College, Taizhou, Jiangsu 225300, China*

²*Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou,
Guangdong 510006, China*

Abstract There are many factors influencing the interactions between nonlocal spatial solitons. It is showed that the interactions of two spatial solitons in nematic liquid crystals are dependent on phase and bias voltage by numerical simulation and experimental tests. Based on the nonlocal nonlinear Schrödinger equation (NNLSE), numerical calculation is carried out by Fourier transform method. And then the influence of phase difference on interactions between nonlocal spatial solitons is analyzed in detail. By experimentally investigating the interaction properties of two solitons in nematic liquid crystals in different incident conditions, the relationship between the position of crosspoint and the bias voltage are got.

Key words nonlinear optics; nematicons; interaction; phase; bias voltage

OCIS codes 190.4360; 190.6135; 160.3710

1 引 言

空间光孤子是由光束的衍射与非线性自聚焦效应的共同作用下达到相互平衡而形成的,由于其在全光开关、光路由、光子信息处理、光逻辑门等方面有着极其重要的潜在应用价值,因而成为了研究热点^[1-16]。1997年, Snyder等^[1]提出了强非局域非线性介质中空间光孤子的线性模型(S-M模型),将空间光孤子推入一个新的研究热潮。自此以后,有关空间光孤子的理论和实验方面的研究报道广泛,其中非局域空间光孤子更是近十几年来的关注重点,所谓非局域空间光孤子指光束在非局域介质中传输时,由于介质的非局域响应所引起的非线性效应产生的空间光孤子,而向列相液晶^[12]和铅玻璃^[13]则陆续被证明是强非局域非线性材料。

除了非局域非线性介质中孤子的传输之外,孤子间的相互作用^[4-8]也是重要的研究内容。研究发现功率(输入功率和临界功率)、孤子间距、孤子束宽、非局域程度、介质、相位等都会影响着孤子的相互作用。对于孤子相

收稿日期: 2015-1-28; 收到修改稿日期: 2015-3-22

基金项目: 国家自然科学基金(11174090, 11174091)

作者简介: 朱叶青(1983—),女,硕士,讲师,主要从事向列相液晶中空间光孤子及呼吸子方面的研究。

E-mail: zhuyeqingwin@163.com

互作用,在局域条件下,同相位孤子相互吸引,反相位孤子则相互排斥,Snyder等^[1]给出了标准强非局域情况下的孤子作用规律,即两束光总相互吸引,并且这种吸引作用与相位没有关系。然而向列相液晶和S-M模型情况不同,相位对向列相液晶中空间光孤子(向列子)的相互作用有影响^[2]。向列子一般距离相互作用时,详细讨论相位和液晶盒的偏置电压这两个因素对其相互作用的影响还尚未有文献提及。

本文从向列相液晶中的非局域非线性薛定谔方程(NNLSE)出发,利用分步傅里叶变换算法,数值求解NNLSE,分析了孤子间距一般情况下,相位对非局域空间光孤子相互作用的影响。重点以光束的交叉点位置为标尺来讨论相位、非局域程度、孤子间距等因素对相互作用的影响,体现了向列相液晶和S-M模型的区别;在实验上,通过固定入射功率,改变偏置电压观察交叉点的变化,得到了交叉点位置与偏置电压的关系,与数值结果一致。

2 理论模型

文中用到的液晶盒与文献[2-5]中相同,其可通过在其上面加低频偏置电压使得液晶分子有一个预倾角。液晶盒中的向列相液晶相当于单轴晶体,液晶分子的指向矢相当于光轴,激光场的偏振方向为 x 方向,波矢沿着 z 方向,偏振方向在主平面内,在液晶中传输的是 e 光。在慢变包络近似和傍轴近似条件下,包络为 A 的光束在向列相液晶中的传输可以用非局域非线性薛定谔方程来描述^[12]

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \varepsilon_a^{op} \sin(\theta + \hat{\theta}) \sin(\theta - \hat{\theta}) A = 0, \quad (1)$$

式中 $\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$, k 和 k_0 分别为液晶中和真空中的波矢,且 $k^2 = k_0^2 [n_{\parallel}^2 n_{\perp}^2 / (n_{\parallel}^2 \cos^2 \theta_0 + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta_0)]$, n_{\parallel} 和 n_{\perp} 分别为 e 光和 o 光的主折射率, θ_0 为无激光场时液晶分子的最大预倾角, $\varepsilon_a^{op} = n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2$ 是光频的介电各向异性, $\hat{\theta}(x)$ 为不加激光场时仅仅由预偏电压引起的液晶分子指向矢的倾角,即预倾角.满足边界条件 $\hat{\theta}(-L/2) = \hat{\theta}(L/2) = 0$, $\theta_0 = \hat{\theta}(0)$ 为预倾角在液晶盒中心的值, θ 为加激光场后液晶分子指向矢的倾角,液晶的指向矢在 $x-z$ 平面内,与激光场的偏振方向(x 方向)在同一平面内,激光场导致的重取向过程倾角 θ 满足重取向方程^[14]

$$2K\nabla_{\perp}^2 \theta + \varepsilon_0 \left(\varepsilon_a^{of} E_{of}^2 + \varepsilon_a^{op} \frac{|A|^2}{2} \right) \sin(2\theta) = 0, \quad (2)$$

式中 K 是液晶分子平均弹性系数, ε_0 为真空介电常数, E_{of} 为外加低频电场, $\varepsilon_a^{of} = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ 是低频电场在向列相液晶中的介电各向异性。根据傍轴近似,(2)式中的 $\partial_z^2 \theta$ 项已被忽略,在没有激光光束的情况下,预倾角 $\hat{\theta}$ 只与 x 有关^[14],同时由于对称关系,(2)式可以变换为

$$2K\partial_x^2 \hat{\theta} + \varepsilon_0 \varepsilon_a^{of} E_{of}^2 \sin(2\hat{\theta}) = 0, \quad (3)$$

对于近轴高斯光束,激光场引起的角度变化非常小,用微扰法将其展开, $\theta(x,y) = \hat{\theta}(x) + [\hat{\theta}(x)/\theta_0] \Psi(x,y)$,其中 $\Psi(x,y) \ll 1$,将 Ψ 分别代入(1)式和(2)式同时利用(3)式,可分别得到

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \varepsilon_a^{op} \sin(2\hat{\theta}) \frac{\hat{\theta}}{\theta_0} \Psi A = 0, \quad (4)$$

$$\frac{2K\hat{\theta}}{\theta_0} \nabla_{\perp}^2 \Psi + \frac{4K}{\theta_0} \partial_x \hat{\theta} \partial_x \Psi - \frac{\Psi}{\theta_0} \varepsilon_0 \varepsilon_a^{of} E_{of}^2 \sin(2\hat{\theta}) + 2\Psi \cos(2\hat{\theta}) \varepsilon_0 \left(\varepsilon_a^{of} E_{of}^2 + \frac{\varepsilon_a^{op} |A|^2}{2} \right) + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a^{op} |A|^2}{2} \sin(2\hat{\theta}) = 0, \quad (5)$$

考虑到光束宽度远小于液晶盒的厚度,且光束在液晶盒中心入射, $\hat{\theta}(x) \approx \theta_0$,所以 $\partial_x \hat{\theta}$ 就可被忽略,同时 $\varepsilon_a^{of} E_{of}^2 \gg \varepsilon_a^{op} |A|^2 / 2$,故(4)式和(5)式可被简化为^[2]

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \varepsilon_a^{op} \sin(2\theta_0) \Psi A = 0, \quad (6)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \Psi - \frac{1}{w_m^2} \Psi + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a^{op}}{4K} \sin(2\theta_0) |A|^2 = 0, \quad (7)$$

式中 w_m 代表非局域非线性特征长度,可以表示为^[2]

$$w_m = \frac{1}{E_{of}} \left\{ \frac{2\theta_0 K}{\varepsilon_0 \varepsilon_a^{of} \sin(2\theta_0) [1 - 2\theta_0 \cot(2\theta_0)]} \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

由以上讨论可知,(8)式中的 w_m 来源于激光诱导液晶的分子重取向区域远大于光束的分布范围,光不仅能使光所在区域的液晶分子转向,而且还能使远处没有光场地方液晶分子也发生转向,这是由液晶分子之间的弹性力所导致的,从这个角度来讲液晶的响应是非局域的,在光没有达到的区域,折射率微扰也通常不为0。

在无边界条件下,(7)式存在一特解 Ψ ,利用格林函数法求此特解,

$$\Psi = \iint G(x-x',y-y') \left[(\varepsilon_0 \varepsilon_a^{op} / 4K) \sin(2\theta_0) |A(x',y')|^2 \right] dx' dy' = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a^{op}}{8\pi K} \sin(2\theta_0) \iint K_0 \left[\frac{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}}{w_m} \right] |A(x',y')|^2 dx' dy' = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a^{op} w_m^2}{4K} \sin(2\theta_0) \int R(x-x',y-y') |A(x',y')|^2 dx' dy', \quad (9)$$

在(1+2)维下,非局域响应函数 $R(x,y) = K_0 \left(\sqrt{x^2 + y^2} / w_m \right) / (2\pi w_m^2)$, K_0 是第二类零阶修正贝塞尔函数,若只考虑(1+1)维情况, $R(x) = (1/2w_m) \exp(-|x|/w_m)$. 因此,结合(6)式可以得出光束在向列相液晶中传输时的非局域非线性薛定谔方程(NNLSE)

$$2ik\partial_z A + \nabla_\perp^2 A + k_0^2 w_m^2 \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_a^{op})^2}{4K} \sin^2(2\theta_0) A \iint R(x-x',y-y') |A(x',y')|^2 dx' dy' = 0. \quad (10)$$

根据以上的理论分析,可知光束在向列相液晶中的传输满足 NNLSE,但由于其响应函数在原点处存在奇点,所以就增加了数学上的复杂性,使得空间光孤子的相互作用解极其难以得到,因此,只能利用数值模拟的方法研究空间光孤子在液晶中的相互作用情况。基于向列相液晶中的 NNLSE,利用分步傅里叶变换算法,数值求解 NNLSE,在不同的入射条件下来研究向列相液晶中双孤子的相互作用性质。在理论上,光束传输所满足的 NNLSE 模型有(1+1)维和(1+2)维两种情况,(1+1)维不是真实的物理情况,但能够充分体现物理性质,为简单起见,用(1+1)维模型来进行数值模拟。在(1+1)维情况下,在向列相液晶中的共同传输的同相双光束的初始复振幅为

$$A(x,0) = a_0 \left\{ \exp \left[-\frac{(x-x_{c0})^2}{2w_0^2} \right] + \exp \left[-\frac{(x+x_{c0})^2}{2w_0^2} \right] \right\}, \quad (11)$$

光束的初始间距 $d_0 = 2x_{c0}$,考虑到(1+1)维时液晶的响应函数为 e 指数衰减型,利用上面的初始入射条件,采用分步傅里叶变换算法可以模拟出光束在向列相液晶中的演化规律。当两束光打入液晶盒时,它们将互相吸引并且互相碰撞,碰撞点(交叉点)将随着功率,光束的初始间距 d_0 ,以及材料的非局域程度 $\alpha(w_0/w_m)$ 相应的变化,用光束入射面到光束交叉点位置的距离 Γ 来表示相互作用的强弱,理所当然, Γ 越小则意味着相互作用越强。

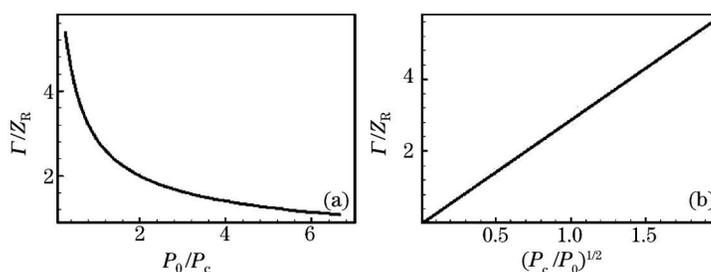


图1 (a) 交叉点位置 Γ 与 P_0/P_c 的关系图;(b) 交叉点位置 Γ 与 $(P_c/P_0)^{1/2}$ 的关系图

Fig.1 (a) Position of crosspoint Γ versus the input powers; (b) Γ versus the reciprocal of the input powers's square root

首先固定光束的间距 d_0 ,令初始间距为 $d_0 = 4w_0$,非局域特征长度 $w_m = 10w_0$,发现交叉点的位置 Γ 随着入射功率 P_0 的变化而变化,结果与文献[4]一致。数值模拟表明,当入射功率 P_0 大时 Γ 变小,如图 1(a)所示。图 1(b)揭示了 Γ 反比于 $\sqrt{P_0}$,严格的说反比于 $(P_0/P_c)^{1/2}$ (P_c 是单孤子的临界功率,在模拟双光束相互作用前首先数值求出单孤子的临界功率 P_c 与 w_m 的关系)。同样,当改变光束的初始间距时,结论均与文献[4]一致。

3 相位对向列子相互作用的影响

文献[4]中主要讲述的是一般距离时同相双孤子的相互作用,而这里主要讨论的是向列子一般距离时不

同相位对其相互作用的影响,同样以光束的交叉点位置为标尺来讨论相位、非局域程度、孤子间距等因素对相互作用的影响。由于孤子在间距很小时的相互作用有独特的现象^[7],这里主要讨论间距不是太小的情况,用数值模拟的方法讨论对交叉点位置 Γ 影响的因素,初始相位差为 ψ_0 的两束光束的复振幅为

$$A(x,0) = a_0 \left\{ \exp\left[-\frac{(x-x_{c0})^2}{2w_0^2}\right] + \exp[i\psi_0] \exp\left[-\frac{(x+x_{c0})^2}{2w_0^2}\right] \right\}, \quad (12)$$

光束的初始间距 $d_0 = 2x_{c0}$, 通过改变光束的入射功率 P_0 , 光束的间距 d_0 , 初始相位差 ψ_0 , 以及液晶的非局域非线性特征长度 w_m , 相互作用会相应的改变。首先令初始间距 $d_0 = 4w_0$, 在非局域程度不是太强的情况下, 如图 2(a) 所示, $w_m = 5w_0$, 此时相位差对孤子的相互作用起着非常大的作用。从图上可以看到, 同样条件下, 反相孤子的交叉点位置比同相的或者其他相位差 $\pi/2$ 的大。而当非局域程度变强时, $w_m = 50w_0$, 相位差对相互作用的影响明显变弱, 如图 2(b) 所示。从图 2 中还可以看到, 当入射功率增大时, 相位差对相互作用的影响也随之减弱。说明相位对相互作用的影响在非局域程度和入射功率都不是太强的时候会比较大些, 而对于强非局域情况, 正如 Snyder 等所得出的两束光总是会相互吸引^[1], 相位对这种吸引作用没有影响。

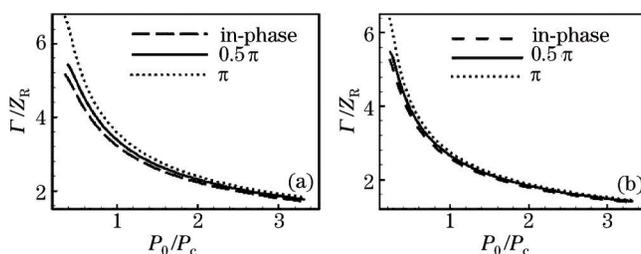


图 2 不同相位差时, 交叉点 Γ 跟 P_0/P_c 的关系图。(a) $w_m = 5w_0$; (b) $w_m = 50w_0$

Fig.2 Position of crosspoint Γ versus the input powers with different phase. (a) $w_m = 5w_0$; (b) $w_m = 50w_0$

至于光束间距在不同相位差下对相互作用的影响如图 3 所示的数值模拟结果。当非局域程度不是很强时, 如图 3(a) 所示, $w_m = 3w_0$, 在 $d_0 < 8w_0$ 时相位差对交叉点位置 Γ 的影响比较明显, 在 $d_0 > 8w_0$ 时基本无影响。而当非局域程度较强时, 如图 3(b) 所示, $w_m = 100w_0$, 在 $d_0 < 5w_0$ 时相位差对 Γ 的影响比较明显, 当 $d_0 > 5w_0$ 时基本就没有影响了, 这就说明在强非局域条件下相位差对相互作用的影响减弱。由图 3 中明显可见, 如果孤子的初始间距很大的话, 无论是在强非局域还是在弱非局域, 相位差对相互作用都没有明显的影响, 这也是比较容易理解的结果。

但要注意的是, 当孤子的初始间距很小时, 非局域孤子的相互作用是完全不一样的, 此时已经不能再用孤子的交叉点来描述孤子的相互作用了, 因为在短程相互作用时双孤子会融合在一起共同传输。一个很有趣的现象是, 在不同的相位差条件下, 融合的孤子会以不同的角度偏转直线传输, 有关情况文献^[7]已经作了相应的讨论。通过以上对图 2 和图 3 的分析, 明显可见向列子和 Snyder-Mitchell^[1]给出的标准强非局域情况下的孤子有区别, 相位在一定情况下对其相互作用产生了影响。

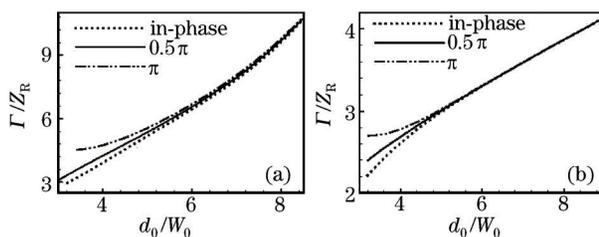


图 3 不同相位差时, 交叉点 Γ 跟孤子初始间距 d_0 的关系图。(a) $w_m = 3w_0$; (b) $w_m = 100w_0$, 入射功率等于各自的临界功率

Fig.3 Position of crosspoint Γ versus the initial separation d_0 with different phase. (a) $w_m = 3w_0$;

(b) $w_m = 100w_0$, with input powers equal to critical powers

4 偏置电压对向列子相互作用的影响

前面主要讨论了相位对向列子相互作用的影响, 这里主要通过实验来讨论一下当向列子一般距离时偏

置电压对其相互作用的影响。实验装置和文献[2]中的一致,如图4所示(NA为中性衰减片,BS为光束分束镜,M为平面反射镜,PP为平板玻璃,BP为光束分析仪,O为10倍物镜,LC为液晶盒,MS为显微镜,CCD为照相机,F为光波滤波器),入射光为波长514 nm的基模氩离子激光,通过分束镜分为两束光一起由10倍显微镜耦合进80 μm厚的液晶盒。焦点处光束的束宽 w_0 和两束光的间距 d_0 由刀口式光束分析仪测定,液晶盒中充满了向列相液晶材料TEB30A,此材料的各项参数为 $n_{//} = 1.6924$, $n_{\perp} = 1.5221$, $K \approx 10^{-11} N$, $\epsilon_a^{op} = 0.5474$,以及 $\epsilon_a^f = 9.4$,且液晶盒的Freederichsz阈值电压约为1.14V,这个电压会引起液晶分子很小的预倾角^[6]。

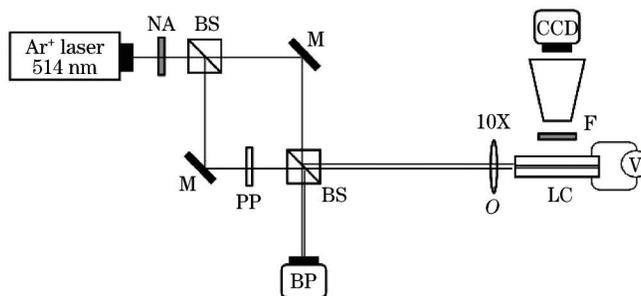


图4 实验装置图

Fig.4 Diagram of the experimental setup

首先调整光路使每束光的初始束宽为3.0 μm,平行入射,初始间距为23.5 μm,固定入射功率为4.2 mW,只改变偏置电压从0.8 V到2.2 V,发现此时两束光的交叉点会相应地改变,用照相机CCD拍摄光束在液晶盒中的演化情况,对于每一个给定的偏置电压拍摄八组图,取其中具有代表性的结果组成了图5(a),通过读取每个偏置电压的照片中交叉点的位置并取平均值,得到交叉点位置 L 跟电压的关系如图5(d)中曲线所示, L 随着偏置电压的增大呈现先减小达到极值后再增大的变化趋势,此结果跟数值模拟结果^[2]基本一致。

同样的初始条件,固定了输入功率分别为7.1 mW和10 mW,只改变偏置电压从0.8 V到2.4 V以及0.8 V到2.7 V观察光束在液晶盒中的演化情况,处理方法和输入功率为4.2 mW的相同,读出每个电压下光束交叉点位置与偏置电压的关系,结果如图5(b)、图5(c)以及图5(d)中的曲线所示,通过对比发现这三种输入功率下的交叉点与偏置电压之间的关系均以相同的规律发生着变化。

对于向列相液晶的非局域特征长度 w_m 和 θ_0 都随着偏压的增大而增大,而非线性系数 n_2 随着偏压的增大而减小,临界功率在 $\theta_0 = \pi/4$ 时有最小值^[2],因此临界功率的最小值出现在偏压为1.4 V时。从图5(d)中的三条实验曲线可明显发现交叉点的位置遵循先远后近再变远这样的趋势变化的,并且基本都是在偏压约为1.5 V时最小,而1.5 V接近于使得预倾角为 $\theta_0 = \pi/4$ 的电压1.4 V,说明这个结果跟数值模拟结果^[2]基本一致。当然,从图中也可明显看出,当偏置电压一样时,功率大的交叉点位置就小,这一点和之前的结果^[4]一致。值得注意的是,当偏置电压低于阈值电压时向列子的相互作用还是很明显,这是因为液晶盒制作时低于阈值电压所有液晶分子都有一个小角度的重定向。另外,数值模拟和实验中的入射功率有很大差别,主要是因为实验中只有一部分光功率耦合进了液晶盒。同时,这个实验结果也说明了在向列相液晶实验中,非局域程度不能达到任意强的程度,向列相液晶也不能完全符合S-M模型中的要求。

5 结 论

通过数值模拟和实验讨论了相位和偏置电压对向列相液晶中空间光孤子相互作用的影响。理论上得到了光束在向列相液晶中传输的非局域非线性薛定谔方程,基于此模型进行数值模拟,将得到的结论与之前的进行比较,发现相符合;另外讨论了相位对孤子相互作用的影响,得出了液晶模型特有的结论;在实验上,得出了交叉点位置随偏置电压的关系,很好地验证了以前数值模拟的结论。更好地控制光孤子相互作用,在全光光路控制以及光信息处理等方面存在着潜在的应用价值。

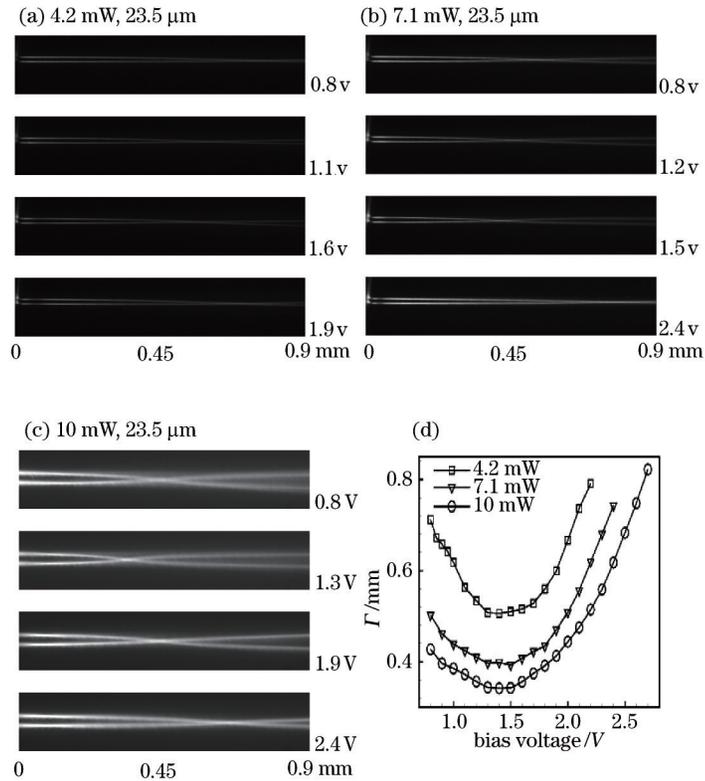


图 5 实验得到的在三种入射功率下交叉点位置 Γ 跟偏置电压 V 的变化图

Fig.5 Relation between Γ versus the bias voltage V in experiment with different incident powers

参 考 文 献

- 1 A W Snyder, D J Mitchell. Accessible solitons[J]. Science, 1997, 276(6): 1538–1541.
- 2 W Hu, T Zhang, Q Guo, *et al.*. Nonlocality–controlled interaction of spatial soliton in nematic liquid crystals[J]. Appl Phys Lett, 2006, 89(7): 071111.
- 3 Zhu Yeqing, Long Xuewen, Hu Wei, *et al.*. The influence of nonlocality on solitons in nematic liquid crystals[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(4): 2260–2264.
朱叶青, 龙学文, 胡 巍, 等. 非局域程度对向列相液晶中空间光孤子的影响[J]. 物理学报, 2008, 57(4): 2260–2264.
- 4 Yang Pingbao, Cao Longgui, Hu Wei, *et al.*. Interactions between strong nonlocal optical spatial solitons in nematic liquid crystals [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(1): 0285–0290.
杨平保, 曹龙贵, 胡 巍, 等. 向列相液晶中强非局域空间光孤子的相互作用[J]. 物理学报, 2008, 57(1): 0285–0290.
- 5 Cao Longgui, Lu Daquan, Hu Wei, *et al.*. Interaction between spatial optical solitons in sub–strongly non–local nonlinear media[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(10): 6365–6372.
曹龙贵, 陆大全, 胡 巍, 等. 亚强非局域空间光孤子的相互作用[J]. 物理学报, 2008, 57(10): 6365–6372.
- 6 L G Cao, Y J Zheng, W Hu, *et al.*. Long–range interactions between nematicons[J]. Chin Phys Lett, 2009, 26(6): 064209.
- 7 W Hu, S G Ouyang, P B Yang, *et al.*. Short–range interactions between strongly nonlocal spatial solitons[J]. Phys Rev A, 2008, 77(3): 033842.
- 8 Zhang Jiefang, Zhao Bi, Hu Wencheng, *et al.*. Interaction propagation of optical vortex solitons in inhomogeneous nonlinear waveguides[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(4): 0419001.
张解放, 赵 辟, 胡文成, 等. 非均匀非线性波导中漩涡光孤子的相互作用传播[J]. 光学学报, 2013, 33(4): 0419001.
- 9 Dai Zhiping, Yang Zhenjun, Zhang Shumin, *et al.*. Propagation of hyperbolic–cosine Gaussian beams in strongly nonlocal media[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(8): 0819002.
戴志平, 杨振军, 张淑敏, 等. 双曲余弦高斯光束在强非局域介质中的传输[J]. 光学学报, 2014, 34(8): 0819002.
- 10 Chen Jilong, Shi Zhiwei, Li Huagang. Nonparaxial spatial optical solitons in the nonlocal nonlinear media[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(3): 0302005.

- 陈继龙, 石智伟, 李华刚. 非局域非线性介质中的非傍轴空间光孤子[J]. 中国激光, 2014, 41(3): 0302005.
- 11 Liu Jiannan, Xu Siliu. Research of spatial-soliton transmission characteristics in nonlocal nonlinear medium[J]. Laser and Optoelectronics Progress, 2013, 50(4): 040602.
- 刘建南, 徐四六. 非定域非线性介质中空间光孤子传输特性的研究[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(4): 040602.
- 12 C Conti, M Peccianti, G Assanto. Route to nonlocality and observation of accessible solitons[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(7): 073901.
- 13 C Rotschild, O Cohen, O Manela, *et al.*. Solitons in nonlinear media with an infinite range of nonlocality: first observation of coherent elliptic solitons and vortex-ring solitons[J]. Phys Rev Lett, 2005, 95(21): 213904.
- 14 M Peccianti, C Conti, G Assanto, *et al.*. Nonlocal optical propagation in nonlinear nematic liquid crystals[J]. J Opt Phys Mat, 2003, 12(4): 525-538.
- 15 Bai Dongfeng, Wang Yi, Hua Xianli. Variational investigation of beam propagation in nonlocal optical lattice[J]. Laser and Optoelectronics Progress, 2013, 50(11): 111901.
- 白东峰, 王毅, 华显立. 非局域光学格子中光束传输的变分研究[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(11): 111901.
- 16 M Peccianti, C Conti, G Assanto. Interplay between nonlocality and nonlinearity in nematic liquid crystals[J]. Opt Lett, 2005, 30(4): 415-417.

栏目编辑: 刘丰瑞