

向列相液晶中强非局域空间光孤子传输的理论研究*

龙学文^{1)†} 胡 巍^{1)†} 张 涛^{1)†} 郭 旗^{1)†} 兰 胜¹⁾ 高喜存^{1)†}

1) 华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广州 510006)

2) 华南师范大学信息光电子科技学院传输光学实验室, 广州 510006)

(2006 年 3 月 15 日收到 2006 年 7 月 23 日收到修改稿)

对向列相液晶中非局域空间孤子的传输进行了理论研究. 基于非线性液晶孤子传输方程, 采用 Gauss 形式的试探解, 不仅得到了空间孤子的解析解, 而且还在临界功率附近得到了呼吸子的解析解. 通过数值模拟证明我们的结果比 Conti 和 Assanto 等人的结果更合理. 同时, 对液晶中的非局域孤子模型和 Snyder 等提出的强非局域孤子模型进行了全面的比较.

关键词: 向列相液晶, 空间孤子, 非局域非线性, 呼吸子

PACC: 4265S, 4270D

1. 引 言

在非线性科学中最吸引人的研究对象之一就是孤子, 对孤子的研究最早可追溯到 19 世纪英国人 Russell 观察到孤子现象. 光孤子的研究不仅可以使我们扩展对基本物理现象的理解, 而且光孤子本身在光子信息处理方面也有广泛的应用. 1997 年 Snyder 和 Mitchell 等^[1]预言在强非局域非线性介质中存在稳定的空间孤子解, 他们的工作得到了 Shen 的高度评价^[2], 随后非局域空间光孤子得到了广泛的研究. Peccianti 等人通过实验和理论证明了向列相液晶(nematic liquid crystal)中的空间孤子就是强非局域空间光孤子^[3-5]. 此间, 还通过实验表明了向列相液晶中空间光孤子可以实现全光开关和逻辑门^[6]. 最近郭旗等人利用非局域空间光孤子相互作用特性提出了实现光子开关, 光子逻辑的新理论方案^[7,8]. 因此液晶中的空间光孤子具有潜在的应用价值. 液晶中的非局域非线性效应来源于液晶分子在激光作用下的重取向(reorientation)过程. 在强非局域的条件下, 液晶中的孤子满足的方程不同于 Snyder 提出的线性简化模型, 液晶孤子方程是一个非线性方程. Conti 和 Assanto 等人在求解这个非线

性方程中遇到了困难, 为了解决这个问题, 他们把液晶孤子方程线性化^[5], 于是将液晶孤子的方程等效为 Snyder 的线性简化模型, 这样就可直接套用 Snyder 的结果. 通过研究, 我们发现这种处理方法是存在问题的. 我们改进了处理方法, 得到了更好的结果.

本文仍然基于非线性的液晶孤子方程, 采用 Gauss 形式的试探解, 重新求出了在临界功率附近呼吸子的束宽表达式及周期公式等, 通过与数值模拟的对比, 我们的结果在临界功率附近很大一段范围内与数值结果符合得很好, 然而文献 5 的结果却有相当大的偏差, 说明文献 5 把液晶中的孤子模型线性化是不合理的. 已知强非局域介质中的孤子波形是高斯型^[1,9], 数值模拟时, 我们是以高斯波型为输入条件的, 发现数值结果与理论预测有一定偏差, 说明液晶非局域程度没有达到 Snyder 等人所指的那种强非局域程度.

2. 向列相液晶中的光传输理论和孤子解

向列相液晶中的非局域非线性过程是来自于激光电场导致的液晶分子的指向矢的倾角的变化, 称

* 国家自然科学基金(批准号:60278013, 10474023), 广东省自然科学基金重点项目(批准号:04105804), 国家高技术八六三计划资助的课题.

† 通讯联系人 E-mail: huwei2000@vip.163.com

为取向过程(reorientation).在慢变包络近似和傍轴近似条件下,液晶中光束的传输能够用非线性薛定谔方程描述^[3,10]:

$$2ik\partial_z E + \nabla_{\perp}^2 E + k_0^2 \epsilon_a \sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta - \theta_0) E = 0, \quad (1)$$

其中 $\epsilon_a = n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2$, $k \approx k_0 [n_{\perp}^2 + \epsilon_a \sin^2 \theta_0]^{1/2}$, k 和 k_0 分别是液晶中和真空中的波数, θ 和 θ_0 是加激光场和不加激光场时液晶分子指向矢的倾角. 参见图 1, 液晶的指向矢是在 $x-z$ 平面内, 与激光场的偏振方向(x 方向)在同一平面内^[3]. 初始的指向矢倾角 θ_0 又称为预倾角, 可以通过外加电压控制, 一般取 $\theta_0 = \pi/4$ 使非线性效应最强. 激光场导致的重取向过程倾角 θ 满足重取向方程

$$K \nabla_{\perp}^2 \theta + \epsilon_a \epsilon_0 \sin(2\theta) \frac{|E|^2}{4} = 0, \quad (2)$$

式中 K 是液晶的 Frank 弹性系数. 考虑到激光导致的重取向偏转角度很小 $\beta = \theta - \theta_0 \ll 1$, 且 $\theta_0 = \pi/4$, 并引入归一化无量纲的复振幅 $A = E/E_0$, 其中 $E_0 = E(r=0, z=0)$, 方程简化为

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \epsilon_a \beta A = 0, \quad (3)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \beta + \frac{\epsilon_a I_0}{2n_0 cK} |A|^2 = 0. \quad (4)$$

其中 $n_0 \approx [n_{\perp}^2 + \epsilon_a \sin^2 \theta_0]^{1/2}$ 是线性折射率, $I_0 = (1/2)n\epsilon_0 |E(r=0, z=0)|^2$ 是光束入射端的轴上光强. 由于液晶的强非局域响应的特性, 激光束在液晶中引起的扰动范围远远大于激光场的分布范围, 因此可把激光诱导的重取向角在光束中心展到二阶:

$$\beta = \beta_0 - \frac{\epsilon_a I_0}{8n_0 cK} |A(r=0, z)|^2 r^2, \quad (5)$$

其中 β_0 是 $r=0$ 处的重取向角, 把方程(5)代入方程(3), 于是我们得到液晶中的孤子方程

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \epsilon_a \beta_0 A - \frac{k_0^2 \epsilon_a^2 I_0}{8n_0 cK} |A(r=0, z)|^2 r^2 A = 0. \quad (6)$$

方程(6)的第三项只影响光束的整体相位, 作代换 $A = A' \exp(ik_0 \epsilon_a \beta_0 z / 2n_0)$ 即可以消去该项^[11]. 方程(6)最后一项和轴上的光强 $|A(r=0, z)|^2$ 有关, 所以该方程是一个非线性方程. 它的一般解很难得到.

但当输入功率等于临界功率时, 衍射效应和非线性效应达到平衡, 光束就能形成空间光孤子在液晶中传输. 轴上光强 $|A(r=0, z)|^2$ 与传输过程无关, 方程(6)退化为一线性方程, 因此 Conti 和 Assanto 等很容易就得到了严格的 Gauss 形状的孤子解^[5]

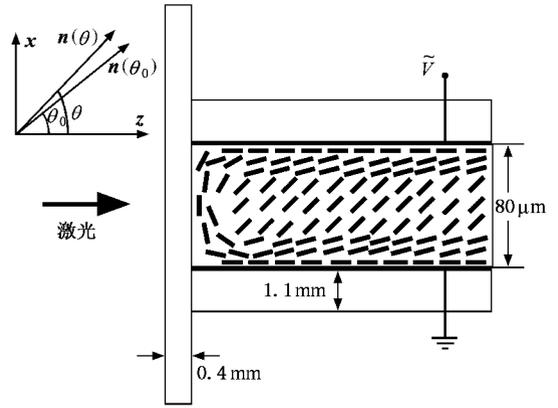


图 1 液晶样品盒及液晶分子取向的示意图

$$A = \exp[i\alpha(z)] \exp\left[-\frac{r^2}{2w_0^2}\right], \quad (7)$$

其中

$$\alpha(z) = \frac{z}{z_R} \left(\frac{k_0^2 \epsilon_a \beta_0 w_0^2}{2} - 1 \right), \quad (8)$$

其中 $z_R = kw_0^2$, 孤子的临界功率为

$$P_c = \frac{8\pi n_0 cK}{k_0^2 \epsilon_a^2 w_0^2} = \frac{2\lambda_0^2 n_0 cK}{\pi \epsilon_a^2 w_0^2}. \quad (9)$$

3. 向列相液晶中的呼吸子解

当输入功率偏离临界功率时, 光束的传输表现为呼吸子, 光束束宽在传输过程中周期性的变化. 轴上光强 $|A(r=0, z)|^2$ 是坐标 z 的函数. 此时, 方程(6)不再是线性方程, 很难处理. Conti 和 Assanto 等^[5]假定在临界功率附近, 光束的轴上光强 $|A(r=0, z)|^2$ 变化不大, 可以近似看做一个常数, 从而将非线性方程(6)线性化, 于是可以将 Snyder 等人已有的结果^[1]直接套用. 他们假定呼吸子仍然是 Gauss 波形

$$A = \frac{w_0}{u(z)} \exp[i\alpha(z)] \exp\left[-\frac{r^2}{2u(z)^2} + i\alpha(z)r^2\right], \quad (10)$$

式中 a 为复振幅的相位, c 为波前曲率, w 为束宽, 且 $w_0 = w(0)$, 代入(6)式, 按照 Snyder 的处理方法得到^[15,16]

$$y^2 = 1 + \left(\frac{P_c}{P_0} - 1\right) \sin^2\left(\frac{z}{z_R \sqrt{P_c/P_0}}\right), \quad (11)$$

式中 $y = w(z)/w_0$ 为归一化束宽, 振荡周期 $L_0 = \pi z_R \sqrt{P_c/P_0}$, 最大(最小)束宽 $y_{M0} = \sqrt{P_c/P_0}$. Conti

和 Assanto 等提到这种处理方法虽有点不严格, 却认为这种方法很高明. 事实上这种处理方法是有问题的. 在临界功率附近, 假定轴上光强 $|A(r=0, z)|^2 = 1$, 即束宽 $w(z) \equiv w_0$, 在束宽不变的条件下把方程(6)线性化, 然后又把试探解(10)代入线性化后的方程来求束宽演化规律, 前后矛盾. 下面是我们的处理方法.

仍旧把方程(10)代入方程(6), 整理 r 的各阶系数, 得到 $a(z)$, $u(z)$ 和 $c(z)$ 满足的一系列方程

$$\frac{da(z)}{dz} + \frac{1}{ku(z)^2} - \frac{k_0^2 \beta_0 \epsilon_a}{2k} = 0, \quad (12a)$$

$$\frac{du(z)}{dz} - \frac{2c(z)u(z)}{k} = 0, \quad (12b)$$

$$\frac{dc(z)}{dz} - \frac{1}{2ku(z)^2} + \frac{2c(z)^2}{k} + \frac{k_0^2 w_0^2 \epsilon_a^2 I_0}{16n_0 ckKu(z)^2} = 0, \quad (12c)$$

其中我们最关心束宽的变化, 把(12b)求导, 再联合(12c)得到

$$k^2 \frac{d^2 u(z)}{dz^2} - \frac{1}{u(z)^3} + \frac{k_0^2 w_0^2 \epsilon_a^2 I_0}{8cKn_0 u(z)} = 0, \quad (13)$$

做无量纲归一化 $y = u(z)/w_0$, $\xi = z/z_R$, 于是方程(13)变为

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} - \frac{1}{y^3} + \frac{P_0}{P_c y} = 0, \quad (14)$$

其中 $P_0 = I_0 \pi w_0^2$ 是输入光束的功率, 方程(14)类似于经典力学中的牛顿第二定律, 质点的质量为 1, y 等效于质点的位移, ξ 等效于演化时间, $F = y^{-3} - P_0/P_c y$ 等效于粒子受到的外力, F 的第一项使等效粒子加速(即衍射效应使光束展宽), F 的第二项使等效粒子减速(即非线性效应使光束压缩), 若 $F = 0$, 那么初始速度为零(即 $dy/d\xi|_{\xi=0} = 0$, 光束从束腰处入射^[12])的等效粒子将保持静止(空间坐标 y 不随 ξ 的变化而变化), 这就是空间孤子状态.

力 F 为保守力, 因为 F 能写成 $F(y) = -dV(y)/dy$, 势函数 $V(y)$ 为

$$V(y) = \frac{1}{2y^2} - \frac{1}{2} + \frac{P_0}{P_c} \ln y, \quad (15)$$

积分常数的选择使得入射点 $\xi = 0$ 处, $V(1) = 0$. 粒子的总能量是守恒量, $\frac{1}{2} (dy/d\xi)^2$ 是动能, 假设在束腰处入射, 即 $dy/d\xi|_{\xi=0} = 0$, 那么粒子总能量为零, 有

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dy}{d\xi} \right)^2 + \frac{1}{2y^2} - \frac{1}{2} + \frac{P_0}{P_c} \ln y = 0, \quad (16)$$

注意这里的势函数 $V(y)$ 不是抛物线. 经典力学中的知识告诉我们只有抛物线型的势阱中才有简谐振动, 否则仅仅是周期振动, 而且很难得到解析解. 为了求解(16)式, 我们用一个抛物线型的势函数近似表示 $V(y)$, 即在平衡位置把势函数 $V(y)$ 展到二阶. 我们找到 $dV(y)/dy = 0$ 的点, 利用该点处的 $d^2 V(y)/dy^2$ 值构造抛物线型势函数, 结合初始边界条件等, 直接解方程得到

$$y = \sqrt{\Lambda} + (1 - \sqrt{\Lambda}) \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{\Lambda} \xi\right), \quad (17)$$

其中 $\Lambda = P_c/P_0$. 从方程(17)可知, 光束束宽作周期性谐振荡, 振荡周期 $L_1 = \sqrt{2} \pi z_R P_c/P_0$. 当 $\Lambda > 1$ 时, 光束先展宽到最大束宽再压缩, 当 $\Lambda < 1$ 时, 光束先压缩到最小束宽再展宽, 当 $\Lambda = 1$ 时, 归一化束宽 $y \equiv 1$, 衍射效应和非线性效应平衡, 形成光孤子. 同样可知, 最大(最小)束宽表达式为 $y_{m1} = 2\sqrt{P_c/P_0} - 1$, 归一化束宽 y 始终在 1 和 y_{m1} 之间振荡. 注意方程(15), 当 $P_0 = P_c$ 时, $V(y)$ 只有一个零点 $y = 1$, 当 $P_0 \neq P_c$ 时, 有两个零点(其中一个为 $V(1) = 0$ ^[13]), 且越接近临界功率, 另一个零点越接近 1, 构造的抛物型势阱就越能更好的代替 $V(y)$ 形成的势阱. 因此我们求出的公式适用于临界功率附近. 越靠近临界功率, 结果越精确. 把方程(17)分别代入方程(12a)和(12b)可分别求出相位 $a(z)$ 和波前曲率 $c(z)$, 即

$$a(z) = \frac{\Lambda(1 - \sqrt{\Lambda}) \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{\Lambda} \frac{z}{z_R}\right)}{\sqrt{2}(2\sqrt{\Lambda} - 1) \left[\sqrt{\Lambda} + (1 - \sqrt{\Lambda}) \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{\Lambda} \frac{z}{z_R}\right) \right]} - \frac{\sqrt{2}\Lambda^{3/2}}{(2\sqrt{\Lambda} - 1)^2} \arctan\left[\sqrt{2\sqrt{\Lambda} - 1} \tan\left(\frac{z}{\sqrt{2}\Lambda z_R}\right) \right] + \frac{k_0 \beta_0 \epsilon_a}{2n_0} z, \quad (18)$$

$$c(z) = \frac{(\sqrt{\Lambda} - 1) \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{\Lambda} \frac{z}{z_R}\right)}{\sqrt{2}\Lambda w_0^2 \left[\sqrt{\Lambda} + (1 - \sqrt{\Lambda}) \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{\Lambda} \frac{z}{z_R}\right) \right]}. \quad (19)$$

方程(18)成立的条件是 $\Lambda > 1/4$, 在临界功率附近此条件是满足的. 在临界功率附近, β_0 变化不大, 在以

上处理中把 β_0 看成常数. 把求出的 $w(z), a(z)$ 和 $c(z)$ 代入方程 (10) 即可求出临界功率附近的呼吸子解. 从方程 (17) (18) 和 (19) 可知, 当 $p_0 = p_c$ 时有 $u(z) = w_0, a(z) = (k_0^2 \epsilon_a \beta_0 w_0^2 / 2 - 1) (z/z_R)$ 和 $c(z) = 0$, 我们的解刚好退化成 Conti 和 Assanto 等人得出得孤子解.

注意到 Snyder 等人得到的线性化强非局域孤子的相应势函数都是以 y^2 为自变量的抛物线形式, $V(y)$ 本身不是抛物线. 所以以前的解都是 y^2 作简谐振动, y 仅作周期振动^[9]. 为了和 Conti 和 Assanto 等人的结果即方程 (11) 作对比, 我们将方程 (16) 改写成 $V(y^2)$ 的形式

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d y^2}{d \xi} \right)^2 + 2 - 2y^2 + 2 \frac{P_0}{P_c} y^2 \ln y^2 = 0 \quad (20)$$

势函数 $V(y^2) = 2 - 2y^2 + 2(P_0/P_c)y^2 \ln y^2$, 同样作抛物线近似. 结合初始边界条件等, 直接解方程得到

$$y^2 = 1 + \chi e^{\Lambda-1} - 1 \sin^2 \left(\xi \frac{1}{\sqrt{2\Lambda}} e^{\frac{\Lambda-1}{2}} \right), \quad (21)$$

把方程 (21) 分别代入方程 (12a) 和 (12b) 可得

$$\begin{aligned} \alpha(z) = & -\frac{\sqrt{2\Lambda}}{\sqrt{2e^{\Lambda-1}-1}} e^{\frac{\Lambda-1}{2}} \\ & \times \arctan \left[\sqrt{2e^{\Lambda-1}-1} \tan \left(\frac{1}{\sqrt{2\Lambda}} e^{\frac{\Lambda-1}{2}} \frac{z}{z_R} \right) \right] \\ & + \frac{k_0 \beta_0 \epsilon_a}{2n_0} z, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\alpha(z) = \frac{(e^{\Lambda-1}-1) e^{\frac{\Lambda-1}{2}} \sin \left(\sqrt{\frac{2}{\Lambda}} e^{\frac{\Lambda-1}{2}} \frac{z}{z_R} \right)}{2\sqrt{2\Lambda} w_0^2 \left[1 + \chi e^{\Lambda-1} - 1 \sin^2 \left(\frac{1}{\sqrt{2\Lambda}} e^{\frac{\Lambda-1}{2}} \frac{z}{z_R} \right) \right]}. \quad (23)$$

同样, 当 $p_0 = p_c$ 时, 我们的解能退化成 Conti 和 Assanto 等人得出得孤子解. 方程 (21) 和 Conti 和 Assanto 等人的结果 (11) 有很大差别. 从方程 (21) 可知, 振动周期为 $L_2 = \sqrt{2} \pi z_R \sqrt{P_c/P_0} e^{(\Lambda-1)/2}$. 最大(最小)束宽表达式为 $y_{M2} = \sqrt{2e^{\Lambda-1}-1}$. 作为对比, 三个周期公式及三个最大(最小)束宽公式有很大的差别. 在 $P_0 = P_c$ 时, 三个最大(最小)束宽都趋于 1. 但在 $P_0 = P_c$ 时, L_1 和 L_2 趋向同样的值 $\sqrt{2} \pi z_R$, 而 Conti 和 Assanto 等人的结果 L_0 趋于 πz_R . 下面通过数值模拟可发现 Conti 和 Assanto 等人的处理方法确实不妥.

4. 数值模拟结果与分析

注意到方程 (6) 是液晶中光束传输的近似模型, 我们用分步傅里叶算法^[14]和超松弛算法^[15]直接模拟了方程 (3) 和 (4), 得到了不同输入功率下的呼吸子束宽随传输距离变化的曲线, 挑出有代表性的三条曲线画在图 2 中. 图中的实线是解析结果, 是根据方程 (17) 画出的. 也可用方程 (21) 来画图, 这两个解析解画出的曲线相差很细微. 实线以外的曲线为数值解. 图 2(a) 的初始束宽为 $4 \mu\text{m}$, 图 2(b) 的初始束宽为 $2 \mu\text{m}$. 可以看到, 在临界功率附近, 根据理论预期的结果画出的实线可知, 呼吸子的束宽作等幅度的周期振动, 当 $P_0 > P_c$ 时存在一个最小束宽, $P_0 < P_c$ 时存在一个最大束宽. 当 $P_0 = P_c$ 时, 束宽保持不变. 我们注意到图中理论预期和数值模

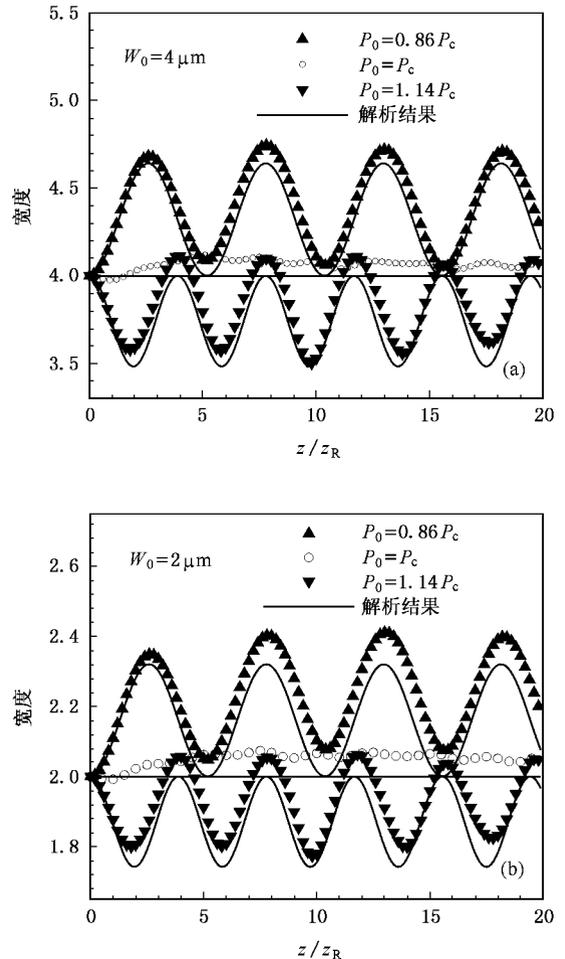


图 2 呼吸子在液晶中传输的束宽变化(图中实线根据方程 (17) 画出的, 其他曲线为数值解)

拟的结果大体上比较符合,但仍存在一定的偏差.从数值结果知, $P_0 = P_c$ 时,束宽始终在初始束宽附近抖动,不能稳定下来. $P_0 \neq P_c$,束宽周期性的振荡,但束宽回不到初始束宽的位置.同时发现 $P_0 > P_c$ 且 P_0 过大时,束宽的峰值会在传输中发生较大变化,主要原因是(5)式作展开时, r^4 项的影响仍然不可忽略,所以孤子解的形式不是严格的 Gauss 波形,应该是介于 Gauss 和 Sech 之间的波形^[16,17].说明液晶非局域程度没有达到 Snyder 等人所指的那种强非局域程度^[1,9].由于波形的变化,束宽以及轴上光强的变化都和理论预期有一定的偏差.但振荡周期的结果很接近.

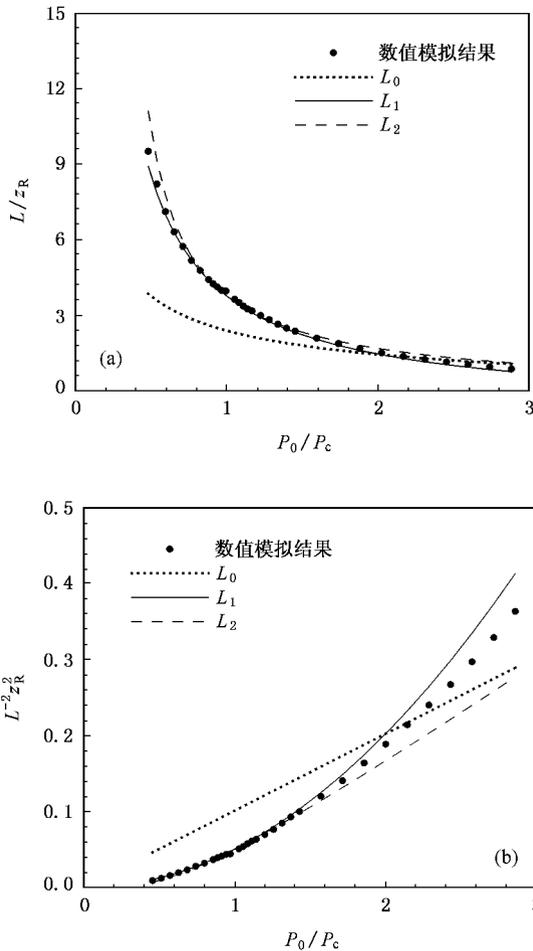


图3 呼吸子振荡周期和周期平方的倒数随输入功率的变化关系

我们用数值方法得到了不同输入功率下的呼吸子束宽随传输距离变化的曲线,分别测出它们的周期,绘于图3中.我们发现 L_1 和 L_2 在临界功率附近的很大范围内和数值模拟的结果非常符合,而在远

离临界功率时偏差比较大.而 Conti 和 Assanto 等人的结果 $L_0 = \pi z_R \sqrt{P_c/P_0}$ 则有比较大的偏差.

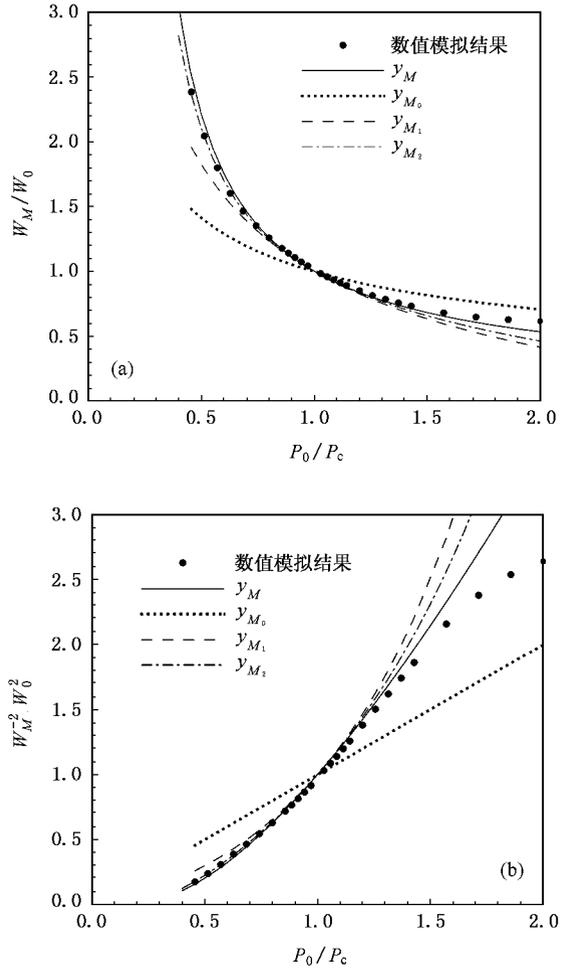


图4 呼吸子最大(最小)束宽和最大(最小)束宽平方的倒数随输入功率的变化关系

同样的,我们测出不同输入功率下的呼吸子束宽随传输距离变化的曲线的最大(最小)束宽,绘于图4中,和束宽振荡周期的结果很类似,我们的理论预期和数值结果很好的符合,特别是在临界功率附近,而 Conti 和 Assanto 等人的结果仍然存在偏差.从数值模拟结果来看,Conti 和 Assanto 等人的处理方法确实存在问题.注意到,我们得到的最大(最小)束宽的表达式是通过把势函数展到二阶,作过近似处理得到的,只在临界功率附近近似成立.其实我们可得到严格的结果,令方程(15)等于零,即 $V(y) = 0$ 得到(有两个解,其中一个是 $V(1) = 0$),将得到的严格结果 y_M 绘于图4中.由图4看出, $V(y)$ 得到严格解在远离临界功率的时候也一样开始偏离数值解,其中的原因前面已经提到,功率增大时,在光束

中心的非线性折射率分布曲线变得更陡,方程(5)展到二阶已不能很好的近似了.近似模型方程(6)已开始失效.

在文献[5]中,其理论分析结果和实验测量很好的符合,我们分析原因有2个:一是他们在处理数据时引入了一个输入耦合系数,即 $P_0 = \alpha P_{in}$,其中 P_0 是耦合进入液晶中的功率, P_{in} 是直接测量的功率值.通过调节这个系数,可以使 L_0 和 w_{M0}/w_0 很好的符合实验数据.在文章中给出的耦合系数只有7%,大大低于常规的平面波导中的耦合,说明其中存在不合理之处.二是液晶实验中观察到的是散射光,测量光束宽度是非常不准确的,仅当束宽达到几十微米以上时测量精度才可以接受.

5. 结 论

本文从理论上对向列相液晶中的非局域空间孤子的传输进行了研究.同时,对液晶中的非局域孤子和 Snyder 强非局域孤子模型作了全面比较,指出了液晶中孤子模型的独特之处,并采用 Gauss 形式的试探解,求出了呼吸子在临界功率附近的束宽表达式.通过理论分析和数值模拟对比,发现我们的结果与数值解符合较好,而 Conti 和 Assanto 等人的结果存在相当大的偏差.同时通过数值模拟发现预倾角在 $\pi/4$ 时,液晶的非局域程度并非十分强,孤子波形已偏离高斯型.

- [1] Snyder A W , Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Shen Y R 1997 *Science* **276** 1520
- [3] Peccianti M , Brzdakiewicz K A , Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [4] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [5] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [6] Peccianti M , Conti C , Assanto G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [7] Guo Q , Zhang X P , Hu W , Shou Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1832 (in Chinese) [郭 旗、张霞萍、胡 巍、寿 倩 2006 物理学报 **55** 1832]
- [8] Shao Y Q , Guo Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2751 (in Chinese) [邵 毅全、郭 旗 2006 物理学报 **55** 2751]
- [9] Guo Q , Luo B , Yi F , Chi S , Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [10] Khoo I C 1995 *Liquid Crystals : Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena* (New York : Wiley)
- [11] Xie Y Q , Guo Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3020 (in Chinese) [谢 逸群、郭 旗 2004 物理学报 **53** 3020]
- [12] Guo Q , Xu C B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3025 (in Chinese) [郭 旗、许超彬 2004 物理学报 **53** 3025]
- [13] Huang Y , Guo Q 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 655 (in Chinese) [黄 毅、郭 旗 2005 强激光与粒子束 **17** 655]
- [14] Agrawal G P 2002 *Nonlinear Fiber Optics and Application of Nonlinear Fiber Optics* (Beijing : Electronic Industry Press) p34 ,35 (in Chinese) [Agrawal G P 2002 非线性光纤光学原理及应用 (中译本) (北京 : 电子工业出版社) 第 34 ,35 页]
- [15] Teukolsky S A , Vetterling W T , Flannery B P 1995 *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing* (Beijing : Electronic Industry Press) p728-733 (in Chinese) [Teukolsky S A , Vetterling W T , Flannery B P 1995 C 语言数值算法程序大全 (中译本) (北京 : 电子工业出版社) 728-733 页]
- [16] 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]
- [17] Stegeman G I , Segev M 1999 *Science* **286** 1518

Theoretical investigation of propagation of nonlocal spatial soliton in nematic liquid crystals^{*}

Long Xue-Wen^{1,2)} Hu Wei^{1,2)†} Zhang Tao^{1,2)} Guo Qi^{1,2)} Lan Sheng¹⁾ Gao Xi-Cun^{1,2)}

¹ *Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*

² *Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*

(Received 15 March 2006 ; revised manuscript received 23 July 2006)

Abstract

In this paper, we investigate the propagation of the nonlocal optical spatial soliton in undoped nematic liquid crystals. On the basis of Schrödinger-type nonlinear equation and reorientation equation, we not only obtained the analytical expression of spatial soliton but also got the expression of breather in the vicinity of the critical power by use of Gaussian trial solution. By comparisons of analytical and numerical simulations, we found that our expressions are more precise than those of C. Conti and G. Assanto. Furthermore, we thoroughly compare the nonlocal model in nematic liquid crystals with the linear model suggested by Snyder and Mitchell.

Keywords : nematic liquid crystal, spatial soliton, nonlocal nonlinearity, breather

PACC : 4265S, 4270D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60278013, 10474023), the Natural Science Key Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 04105804) and the National 863 High Tech Development Program of China.

[†] Corresponding author. E-mail: huwei2000@vip.163.com