

# 厄米-高斯光束在热非局域介质中传输的数值模拟研究\*

李少华 杨振军 陆大全 胡巍<sup>†</sup>

(华南师范大学信息光子技术广东省高校重点实验室, 广州 510631)

(2010年1月27日收到; 2010年5月6日收到修改稿)

基于非线性薛定谔方程和热扩散的泊松方程, 采用分步傅里叶算法以及多重网格法对厄米-高斯光束在不同形状的热非局域介质铅玻璃中的传输进行了数值模拟研究. 结果表明, 低阶厄米-高斯光束可以较为稳定地在铅玻璃中传输. 高阶厄米-高斯光束在铅玻璃中传输变得不稳定, 并且阶数越高, 稳定性越差. 样品的形状对于厄米-高斯光束的影响很大. 在正方形样品中, 厄米-高斯光束的传输与 Snyder-Mitchell 模型符合得相对较好. 在矩形样品中厄米-高斯光束在传输过程中的强度分布将发生较大的变化.

**关键词:** 非局域非线性介质, 厄米-高斯光束, 光束传输

**PACS:** 42. 65. Tg, 42. 65. Jx

## 1. 引言

光孤子自从 1973 年被 Hasegawa 和 Tappert<sup>[1]</sup> 提出以后, 引起了人们广泛研究. 空间光孤子是光束在传播过程中由非线性效应平衡衍射效应的结果, 空间光孤子一直是非线性光学研究前沿. 光孤子在全光网络, 光通信以及光逻辑器件方面有着非常重要的应用<sup>[2-4]</sup>. 在 Snyder 和 Mitchell<sup>[5]</sup> 开创性地提出强非局域下空间光孤子模型后, 有关强非局域非线性介质中的孤子研究在近几年一直是热点. Guo 等<sup>[6]</sup> 在理论上提出和论证了在强非局域下孤子传输会出现大相移现象, 为逻辑门和光开关的实现提供了一个强有力的理论指导. 但是 Snyder 模型为简化的理想模型, 在真实的物理系统中, 光束的传输将变得更加复杂, 而且理论和数值模拟表明, 高阶孤子不能够稳定传输. 在不同非局域程度下, 不同非线性介质中的光孤子的传输性质以及孤子间的相互作用的研究已取得了很大的成果<sup>[7-12]</sup>.

最近有人展开一系列关于有界非局域介质的理论和实验研究<sup>[13-15]</sup>, 其中包括液晶和铅玻璃. 不

像在弱非局域和高斯响应的介质, 在热非局域介质中, 热效应的响应函数和介质边界的热扩散有关. 因此, 在热非局域介质中, 样品的几何形状对于孤子的结构和形状具有巨大的影响. 铅玻璃是一种目前被证实比较典型的热非局域介质, 研究在铅玻璃中的孤子传输性质也引起了广泛的关注. Segev 等<sup>[16]</sup> 在铅玻璃试验中发现了椭圆孤子以及单孤子偏转振荡的现象, 并且还发现了非局域表面孤子. 我们通过理论研究推算出了有界的铅玻璃的响应函数以及光束中心的振荡轨迹, 并且给出了光束振荡周期和输入功率的理论关系<sup>[17]</sup>.

本文在以上工作的基础上做了针对厄米-高斯在铅玻璃里传输性质的数值研究. 在前期的工作中, 只是研究了光束中心轨迹的传输, 未涉及光束光强分布的演化和稳定性问题. 本文进一步讨论了在热非局域介质中, 不同阶数厄米-高斯光束传输过程中所表现出来的光强分布的演化和高阶厄米-高斯光束传输的稳定性, 以及在具有正方形和矩形边界的样品中, 厄米-高斯光束传输过程中展现出的不同性质. 同时对于不同入射方式下厄米-高斯光束的传输性质也进行了比较.

\* 国家自然科学基金(批准号: 10674050, 10804033)、教育部高等学校博士点专项科研基金(批准号: 200805740002)和广东省高等学校科技创新团队计划(批准号: 06CXTD005)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: huwei@snu.edu.cn

## 2. 理论模型

在热非局域介质中, 光束的光强是介质中的热源, 热量向边界扩散, 引起介质温度的重新分布, 从而导致折射率变化, 所以在热非局域介质中的折射率分布不仅由光束的光强决定, 而且介质的边界对折射率分布也有着重要的影响.

傍轴光束在铅玻璃中的传输可以由非线性薛定谔方程<sup>[16]</sup>来描述. 非线性薛定谔方程由下式给出

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + 2k^2 \frac{\Delta n}{n_0} E = 0, \quad (1)$$

其中  $E$  代表傍轴光束,  $k$  表示仅考虑线性折射率时的波数,  $n_0$  表示线性折射率,  $\Delta n$  表示折射率的改变量. 铅玻璃中的热扩散过程可以用泊松方程<sup>[18]</sup>来描述

$$\kappa \nabla^2 T(x, y, z) = -\alpha I(x, y, z), \quad (2)$$

其中  $\kappa$  是热传导系数,  $T(x, y, z)$  表示温度分布,  $I(x, y, z)$  表示光束的光强,  $\alpha$  是介质的热吸收系数. 折射率的变化可以表示为  $\Delta n = \beta(T - T_0)$ , 其中  $\beta$  是介质的热光系数,  $T_0$  表示边界处的温度(本文假设边界处为恒温).

为数值模拟的方便, 采用下述归一化对(1)和(2)式进行简化. 得到归一化后的(1)和(2)式为:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial Z} + \frac{1}{2} \nabla^2 \psi + Q\psi = 0, \quad (3)$$

$$\nabla^2 Q + |\psi|^2 = 0, \quad (4)$$

其中,  $\nabla^2 = \partial_{XX}^2 + \partial_{YY}^2$ ,  $Q = \kappa^2 w_0^2 \Delta n / n_0$ ,  $Z = z / kw_0^2$ ,  $X = x / w_0$ ,  $Y = y / w_0$ ,  $\psi = E / E_0$ ,  $E_0 = n_0 \kappa / \alpha \beta k^2 w_0^2$ ,  $w_0$  是光束的束宽,  $E_0$  是振幅归一化系数,  $\psi$  是归一化后的波函数. 在数值模拟中, 主要采用分步傅里叶算法<sup>[19]</sup>模拟光束的传输方程, 即方程(3); 采用多重网格法<sup>[20]</sup>模拟热扩散过程, 即方程(4).

## 3. 数值分析

本文主要模拟和讨论厄米-高斯光束在方形和矩形铅玻璃里中的传输, 分析边界对厄米-高斯光束的影响, 重点讨论厄米-高斯光束在传输中的强度分布的变化以及其在传输中的稳定性. 厄米-高斯光束可以表示为

$$\psi_{m,n} = AH_m(X)H_n(Y)\exp\left(-\frac{X^2 + Y^2}{2}\right), \quad (10)$$

其中  $A$  是与功率有关的常数. 在数值模拟中, 正方形样品的边长用  $D$  表示; 矩形样品的长边和短边分别用  $D_L$  和  $D_S$  分别表示, 矩形样品的长宽比为  $\tau = D_L / D_S = 2$ , 其中短边为  $X$  方向, 长边为  $Y$  方向. 光束都是采用中心入射的方式.

### 3.1. 基模高斯光束

首先研究(0,0)阶厄米-高斯光束, 即基模高斯光束在铅玻璃中的传输性质. 在液晶介质中, 不存在严格的孤子功率<sup>[21]</sup>, 即保持光束宽度始终不变的功率. 同样铅玻璃中由于边界的作用使热扩散不均匀, 从而边界对于光束的作用也不均匀, 所以也不存在光束宽度保持严格不变的孤子. 事实上我们经过大量的模拟证明了这一点, 无论如何调整输入功率, 光束的束宽总是保持着振荡的, 所以我们定义能够保持光束宽度的变化小于2%的功率为临界功率  $P_c$ . 在方形样品和矩形样品中, 高斯光束都可以存在形成孤子的临界功率. 临界功率下, 从束宽  $W$  的变化图(如图1)发现, 由于样品的形状不同, 孤子的束宽变化不同(但束宽变化都小于2%). 在方形样品中(图1(a)),  $X$  方向和  $Y$  方向的束宽变化是一致的, 所以光束总是呈圆形; 然而在矩形样品中(图1(b)), 束宽在  $X$  方向和  $Y$  方向上有微小的差别: 短边  $X$  方向的束宽基本上总是小于长边  $Y$  方向的束宽, 但光束的椭圆度很小, 所以很难分辨出光束是椭圆型的. 我们认为其原因是, 在矩形样品中, 热量沿样品的短边即  $X$  方向扩散时先受到边界的作用, 所以对光束在  $X$  方向上有一个比  $Y$  方向更大的压缩作用.

其次, 我们模拟和研究了非临界功率时高斯光束在铅玻璃中的传输性质. 经过大量的数值模拟可知, 非临界功率下, 高斯光束在方形样品中在非临界功率下传输时可以形成稳定的呼吸子, 而在矩形样品中传输时是一个准周期椭圆呼吸的过程. 图2给出了3倍临界功率下高斯光束的束宽变化图. 其中图2(a)是方形样品中高斯光束在大功率传输时  $X$  方向和  $Y$  方向的束宽变化曲线, 虚线表示  $X$  方向的束宽变化, 实线表示  $Y$  方向的束宽变化. 可以看到虚线和实线基本重合, 很难分辨. 这说明两个方向上的束宽变化是完全一致的, 光束在传输过程中的呼吸效应没有改变光束的形状, 光束一直是保持一个圆形. 图2(b)是高斯光束在大功率下矩形样品中传输时  $X$  方向和  $Y$  方向的束宽变化曲线, 从结

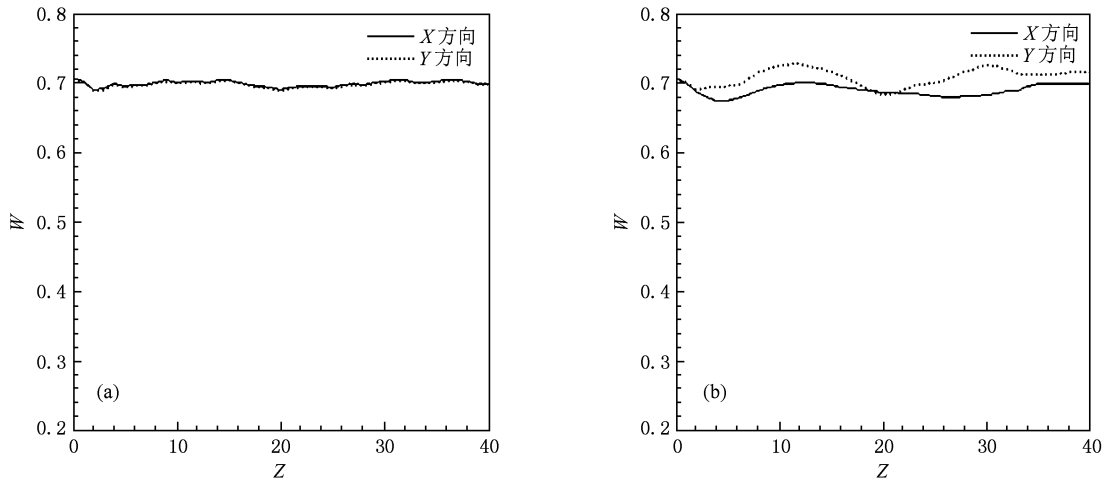


图1 临界功率下高斯光束的光束束宽图 (a) 方形样品中光束束宽图,其中模拟参数是  $A_{pc} = 4.0, D = 20$ ; (b) 矩形样品中光束束宽图,其中模拟参数是  $A_{pc} = 4.0, D_L = 20$

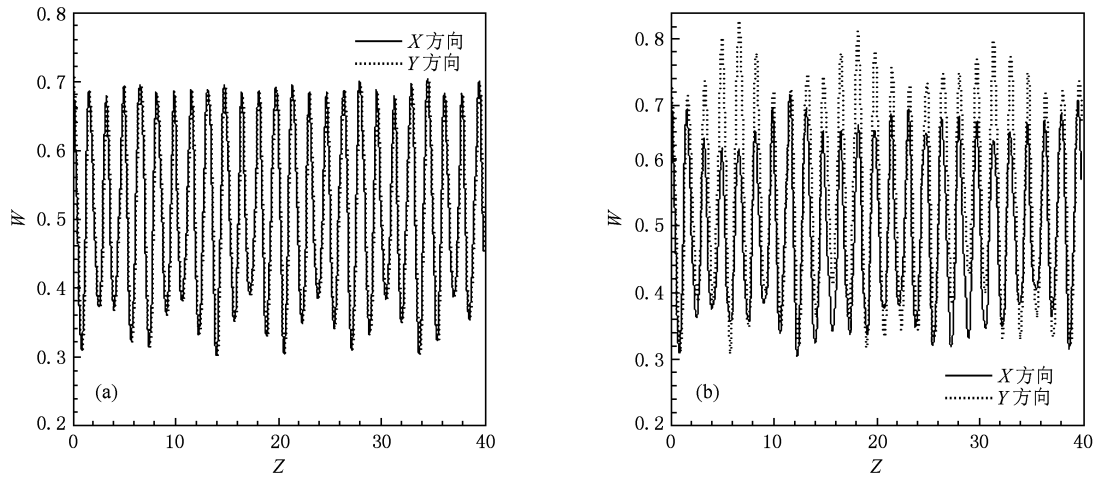


图2 3倍临界功率下高斯光束的光束束宽图 (a) 方形样品中光束束宽图,其中模拟参数是  $A_{3pc} = 12.0, D = 20$ ; (b) 矩形样品中光束束宽图,其中模拟参数是  $A_{3pc} = 12.0, D_L = 20$

果可以看到  $X$  方向和  $Y$  方向的束宽变化及其包络变化都是一个准周期性呼吸变化. 当  $Y$  方向的束宽振荡到包络的最顶点时,  $X$  方向的束宽正好振荡到束宽包络的最低谷, 此时光束的形状是一个椭圆. 如  $Z = 7$  处的光束强度分布图 (图 3(b)). 当  $X$  方向和  $Y$  方向的束宽变化曲线重合时, 此时光束的形状又回到了圆 (图 3(c)). 这是由于光束在传输过程中, 光束强度的变化是一个分数傅里叶变换的过程<sup>[22]</sup>. 当光束成一个椭圆形状时, 分数傅里叶变换在  $X$  轴和  $Y$  轴方向的积分范围不同, 使得光束光强变化在  $X$  轴和  $Y$  轴方向上分数傅里叶变换的周期不相等, 导致在光束的传输过程中, 光束的两个方向上的束宽变化步调不一致, 也就是说椭圆的长短

轴一直在改变, 即模拟结果中光束的束宽一直在变化. 同时从图 2(b) 可以看出, 当光束束宽越大时, 包络的振荡越剧烈, 光束束宽越小时, 包络的振荡越平缓. 由此可知光束束宽越大, 边界对于光束的影响越大. 比较图 2(a) 和 (b) 的实线可知, 在  $X$  方向上光束矩形样品中的束宽总是小于方形样品中的束宽, 所以光束在矩形短边  $X$  方向上受到了压缩作用, 这和临界功率下高斯光束的性质是一致的, 只是在大功率下, 光束椭圆度的较高, 边界作用较明显.

为了更直观地理解样品形状对于高斯光束的影响, 我们模拟了光束在不同传输距离时的强度分布图, 见图 3 和 4. 从光束传输强度分布图可以明显看出: 在大功率下, 高斯光束在不同形状样品中

呈现不同的传输性质,在方形样品中可以形成较稳定的呼吸子,并且可以稳定传输很远的距离. 而在

矩形样品中却出现准周期性椭圆呼吸的形状,这与上面的分析和结果符合得很好.

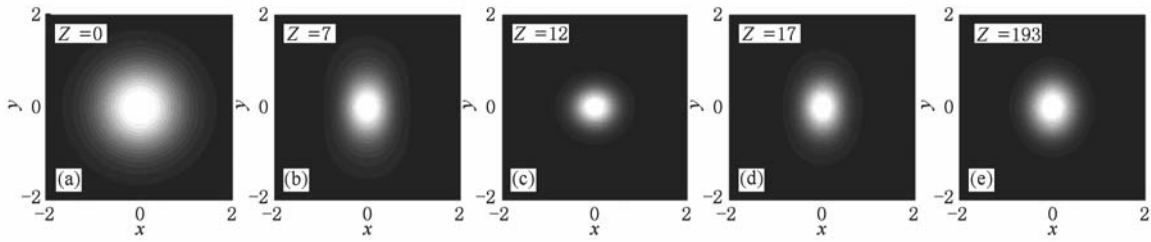


图3 矩形样品中大功率下高斯光束的强度图 (a)  $Z=0$ , (b)  $Z=7$ , (c)  $Z=12$ , (d)  $Z=17$ , (e)  $Z=193$  (模拟参数是  $A_{3pc} = 12.0, D_L = 20$ )

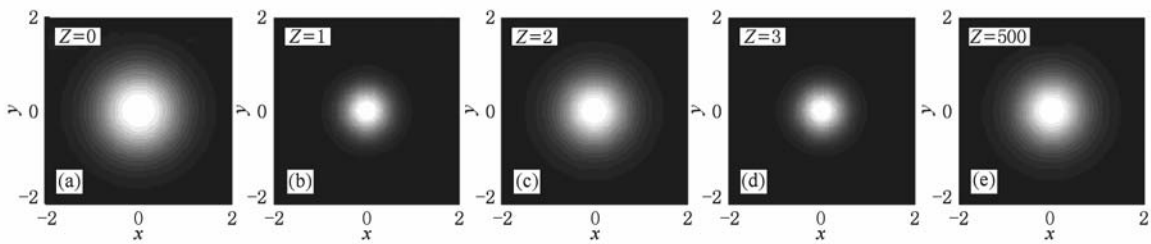


图4 方形样品中大功率下高斯光束的强度图 (a)  $Z=0$ , (b)  $Z=1$ , (c)  $Z=2$ , (d)  $Z=3$ , (e)  $Z=500$  (模拟参数是  $A_{3pc} = 12.0, D = 20$ )

为验证高斯光束在铅玻璃中传输的稳定性,我们模拟了加入微扰的情况下、高斯光束临界功率时在方形样品和矩形样品中的传输. 假设初始光场为  $(1 + \eta \cdot \rho(X, Y))\psi$ , 其中  $\rho(X, Y)$  为一个在  $(-1, 1)$  之间随机取值的函数,  $\eta = 0.1$ , 模拟结果见图 5. 从图 5 可知, 在加入微扰的情况下, 无论在方形样品还是矩形样品中, 高斯孤子都是稳定的. 但是经过大量的模拟发现, 在矩形样品中这种稳定性会随着样品的长度变小而被破坏, 随着样品边界的减小, 光束传输越来越不稳定.

### 3.2. 低阶厄米-高斯光束

在体介质中, 由高斯光束取  $\pi$  的相位差形成的偶极孤子是可以线性稳定传输的<sup>[23]</sup>. 对于非局域非线性介质, 边界对于偶极孤子的传输有着很大的影响. 例如, 在由液晶分子排列方向决定非局域程度的向列液晶介质中, 偶极孤子的振幅和相位的振荡性已被充分地讨论和研究<sup>[24]</sup>, 向列液晶分子排列方向对偶极孤子的传输稳定性有着很大的影响. 在这节中我们讨论厄米-高斯光束中的偶极孤子, 即  $(0, 1)$  厄米-高斯光束在铅玻璃中的传输性质, 研究铅玻璃介质边界对  $(0, 1)$  厄米-高斯光束传输性质的影响以及光束传输的稳定性. 对于  $(0, 1)$  阶厄米-

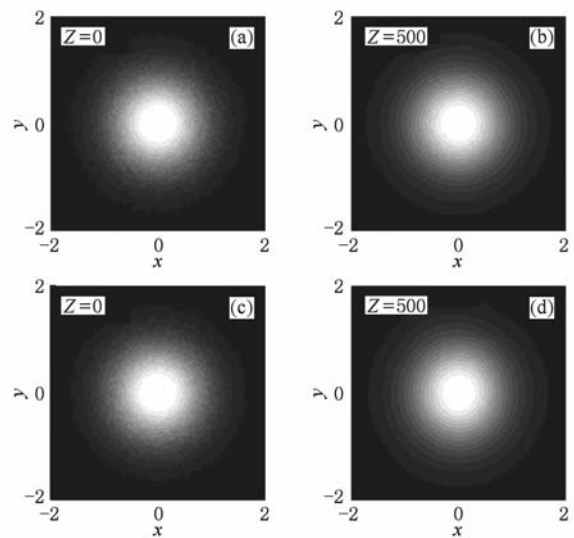


图5 在加入 10% 微扰下, 高斯光束在方形样品和矩形样品中的强度图 (a) 方形,  $Z=0$ ; (b) 方形,  $Z=500$ ; (c) 矩形,  $Z=0$ ; (d) 矩形,  $Z=500$

高斯光束入射矩形样品时, 可采取两种不同的入射方式: 一种是平行入射方式, 即光束的长边平行于矩形样品的长边 (如图 6 (a)); 另一种是正交入射方式, 即光束的长边平行于矩形样品的短边 (如图 6 (b)). 这两种不同的入射方式使光束在样品中产生不同的折射率分布, 从而能够使得边界对光束在铅玻璃中的传输产生不同的影响.

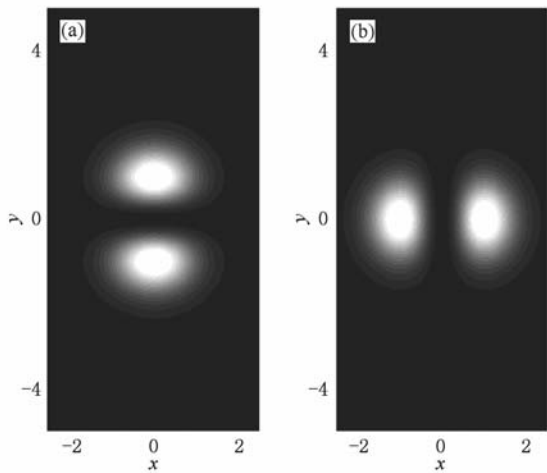


图6 两种入射方式示意图 (a)平行入射,(b)正交入射

和基模高斯光束一样,先从束宽的角度来分析低阶厄米-高斯光束的传输性质. 经过大量的模拟发现,无论如何调整入射功率,都找不到光束在  $X$  和  $Y$  方向同时保持不变的功率. 当光束束宽在  $Y$  方向上保持微小振荡时,在  $X$  方向上是明显呼吸效应(如图7);而当束宽保持  $X$  方向微小振荡时,在  $Y$  方向上则是明显的呼吸效应,这和基模高斯光束在临界功率下两个方向都能保持孤子传输有着明显不同. 这是由于  $(0,1)$  阶厄米-高斯光束是非对称光束, $X$  和  $Y$  方向的初始束宽不相等,而在铅玻璃中,孤子的临界功率只是和光束的束宽有关<sup>[17]</sup>,所以非对称光束在  $X$  和  $Y$  方向的临界功率是不相等的. 比较图7(a)中的3条束宽变化曲线可知,在临界功率

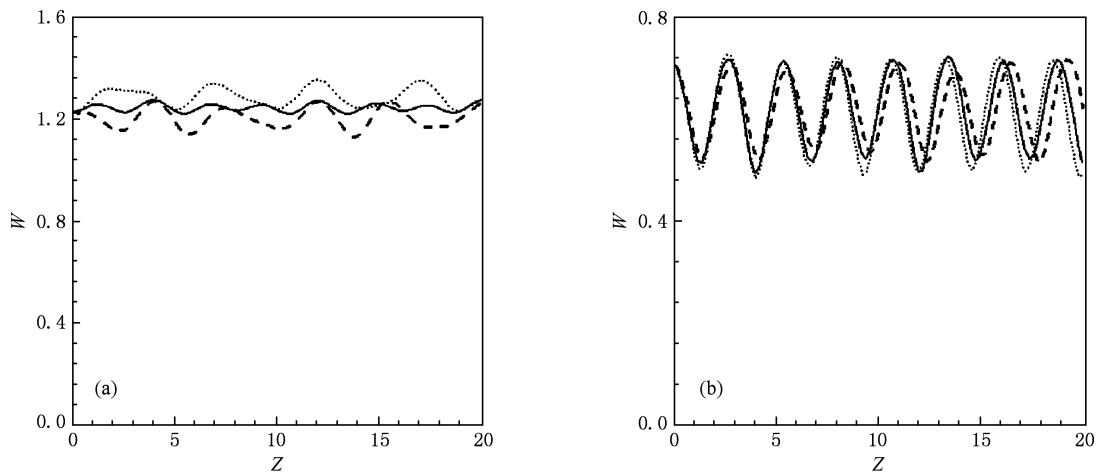


图7  $(0,1)$ 阶厄米-高斯光束在铅玻璃中的束宽变化图 (a) $Y$ 方向的束宽变化图,(b) $X$ 方向的束宽变化图(实线为在方形样品中,点线为平行入射矩形样品中,虚线为正交入射矩形样品中;模拟参数是正方形样品: $A_{pc}=4.5, D=20$ ;矩形样品: $A_{pc}=4.5, D_L=20$ )

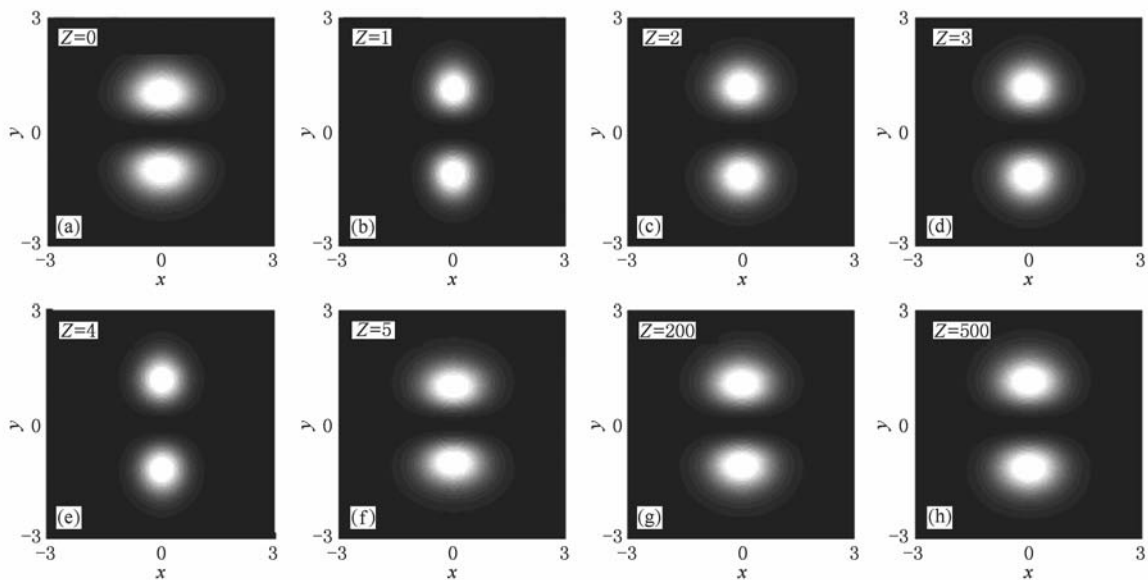


图8 矩形样品中 $(0,1)$ 阶厄米-高斯光束(平行入射)的强度分布图 (a) $Z=0$ , (b) $Z=1$ , (c) $Z=2$ , (d) $Z=3$ , (e) $Z=4$ , (f) $Z=5$ , (g) $Z=200$ , (h) $Z=500$ (模拟参数和光束图相同)

下,平行入射矩形样品时  $Y$  方向上的束宽基本上总是最大,方形样品次之,正交入射时最小. 这也就是说,矩形的短边会给光束一个比长边更大的压缩力,使该方向上的光束被压缩.

为了深入理解边界对低阶厄米-高斯光束的影响,我们接着模拟了低阶厄米-高斯光束以不同方式入射矩形样品在不同传输距离时的强度分布(见图 8 和 9). 对比图 8(b) 和 9(b) 可以看出,矩形的短边对

于光束有压缩的作用,这一点正好说明了上面束宽分析的正确性. 并且从折射率等高线图(图 10)可以看出,在矩形样品中,短边方向的温度梯度大于长边方向的温度梯度,也就是短边方向的折射率梯度大于长边方向的折射率梯度,在等高线图中就是短边方向的等高线密度密一些,而长边方向的等高线密度疏一些. 这样两者相比较,光束在短边方向上就如同被压缩,相对在长边方向上就如同被拉伸.

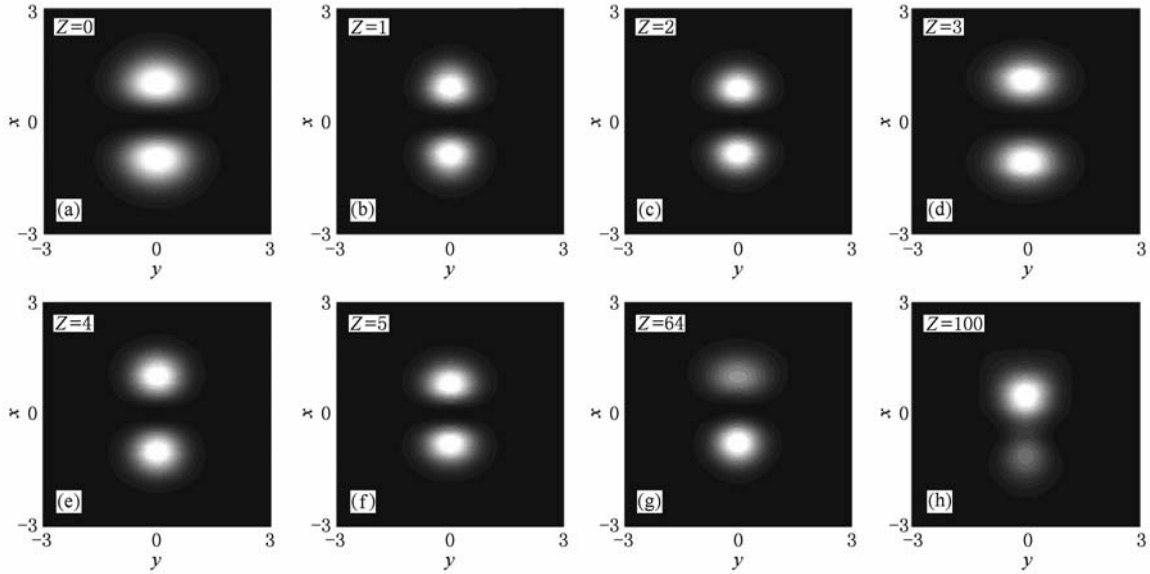


图 9 矩形样品中(1,0)阶厄米-高斯光束(正交入射)的强度分布图 (a)  $Z=0$ , (b)  $Z=1$ , (c)  $Z=2$ , (d)  $Z=3$ , (e)  $Z=4$ , (f)  $Z=5$ , (g)  $Z=64$ , (h)  $Z=100$  (模拟参数和光束图相同)

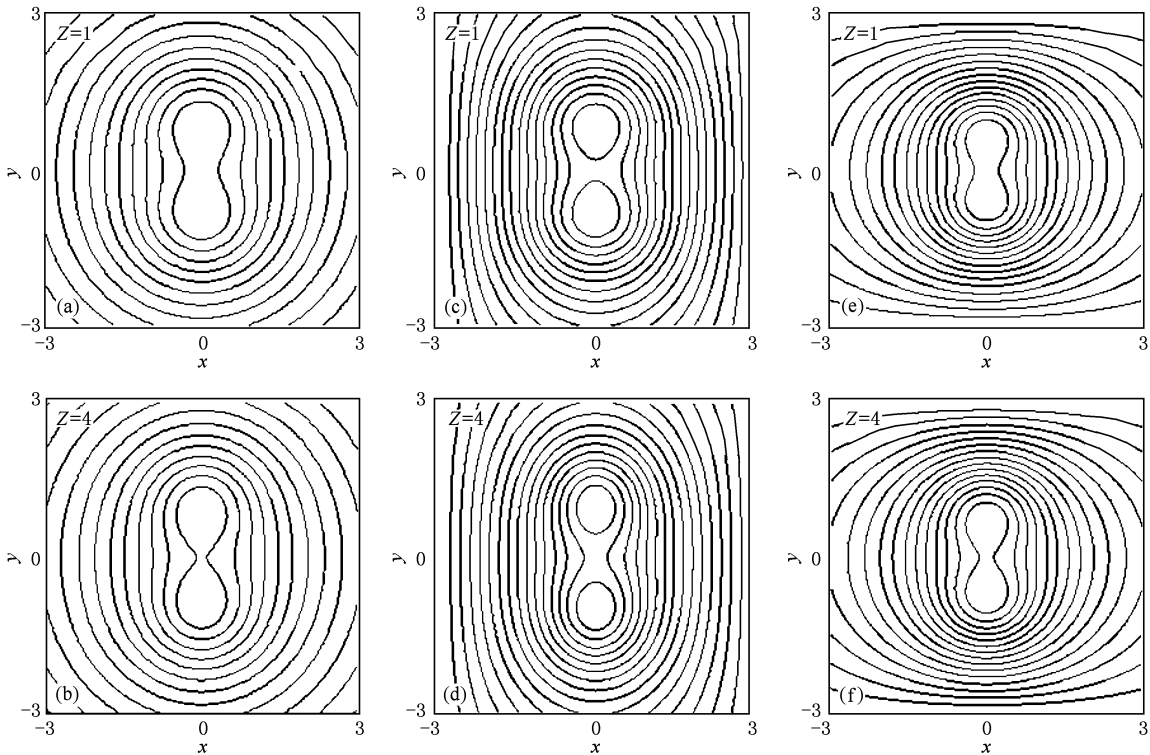


图 10 样品折射率等高线分布图 (a) 方形样品,  $Z=1$ ; (b) 方形样品,  $Z=4$ ; (c) 平行入射时矩形样品,  $Z=1$ ; (d) 平行入射时矩形样品,  $Z=4$ ; (e) 正交入射时矩形样品,  $Z=1$ ; (f) 正交入射时矩形样品,  $Z=4$

为了验证低阶厄米-高斯光束在热非局域介质中传输的稳定性,我们模拟了加入微扰后的低阶厄米-高斯光束 $(1 + \eta \cdot \rho(X, Y))\psi$ ,在临界功率下在方形样品和矩形样品中传输的稳定性(图 11). 比较图 11 各分图可知,在加入了微扰的情况下,光束平行入射矩形样品的传输最稳定,在方形样品的传输稳定性次之,正交入射矩形样品的传输最不稳定,这和偶极孤子<sup>[25]</sup>的稳定性相匹配.

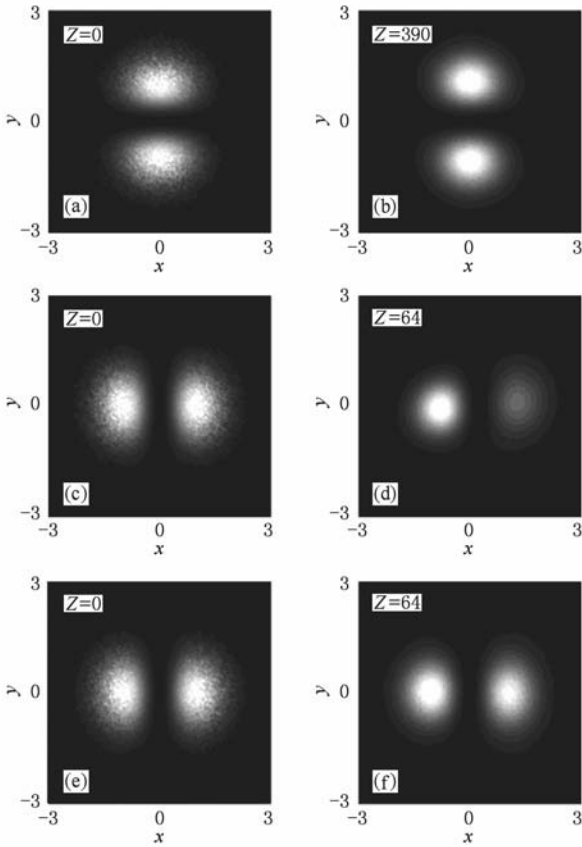


图 11 在加入 10% 微扰的下(0,1)阶厄米-高斯光束的强度图 (a)平行入射矩形样品,  $Z=0$ ; (b)平行入射矩形样品,  $Z=390$ ; (c)正交入射矩形边界,  $Z=0$ ; (d)正交入射矩形边界,  $Z=64$ ; (e)方形样品,  $Z=0$ ; (f)方形样品,  $Z=64$

### 3.3. 高阶厄米-高斯光束

在这一部分将讨论高阶厄米-高斯光束在铅玻璃中的传输性质. 在 Snyder-Mitchell 模型下高阶厄米-高斯光束可以形成稳定的孤子的传输. 而在高斯响应下,非局域程度对于高阶厄米-高斯光束传输有着很大的影响<sup>[26]</sup>. 但 Snyder-Mitchell 模型与高斯响应都是理想情况,实际中并不存在,所以研究在有界热非局域介质中的高阶厄米-高斯光束的传输性质更有实际意义. 我们通过数值模拟发现,高阶

厄米-高斯光束在铅玻璃中的传输都是不稳定的,但是光束在近距离传输过程中光强分布会出现周期性的演化.

高阶厄米-高斯光束有多个极,并且各极之间呈矩阵分布,所以我们把高阶厄米-高斯光束称为 $(m + 1) \times (n + 1)$ 矩阵光束,例如(1,1)阶厄米-高斯光束称为 $2 \times 2$ 矩阵光束,更高阶的光束依次类推. 首先讨论(1,1)阶厄米-高斯光束,图 12 是 $2 \times 2$ 矩阵光束在铅玻璃中传输到不同距离的强度分布图. 从模拟结果可以看出,无论是在方形样品还是矩形样品中, $2 \times 2$ 矩阵光束都可以保持 4 极状态稳定地传输一段距离. 在稳定传输一段距离后,我们观察到了两种光束花样的相互转化,光束从四极矩阵光束演化成一个类似圆环状的光束,并且这种光束花样演化是具有周期性的,尽管这种周期性是不稳定的. 这和高斯响应下厄米-高斯和拉盖尔高斯光束簇可以相互转化的性质是相一致的<sup>[27]</sup>,这说明铅玻璃作为一种典型的实际存在的强非局域介质能体现着强非局域介质的固有的性质. 同时比较图 12 (a)–(f)和(g)–(l)可以看出: $2 \times 2$ 矩阵光束在方形样品中可以稳定传输的距离比在矩形样品中稳定传输的距离要长,这是由于方形样品相比矩形样品有着更加对称的折射率分布,从而能够对具有均匀对称性质的 $2 \times 2$ 矩阵光束各极保持更加均衡的作用,因此在方形样品中可以稳定传输更远的距离. 而且由于样品形状不一样,矩阵光束的各极受到边界的压缩作用不一样,相当于对光束施加了一个力矩作用,因此光束发生了一个角度的偏转.

为了更加全面地研究热非局域介质中高阶厄米-高斯光束强度花样演化的性质,我们继续讨论更高阶厄米-高斯光束的传输性质. 同样,首先研究光束在方形样品中的传输性质,与四极光束一样,(1, 2)阶厄米-高斯光束在方形铅玻璃中传输时也会发生类似的周期性的花样演化. 其中 $2 \times 3$ 矩阵光束转化为一个半开的类圆环状的光束,如图 13 (a)–(d),这和体介质中孤子态的相互转化<sup>[28]</sup>是类似的;但是这种演化在经过了两个周期后,光束的花样变化不会重现,这是由于边界的作用,这种周期性的花样转化是不稳定的. 接着模拟矩形样品中高阶厄米-高斯光束的传输性质,以研究样品形状对于高阶厄米-高斯光束花样演化的影响. 从模拟结果发现, $2 \times 3$ 矩阵光束在传输一段距离后都会演化成一个椭圆形项链光束,如图 13(e)–(h). 为了进一

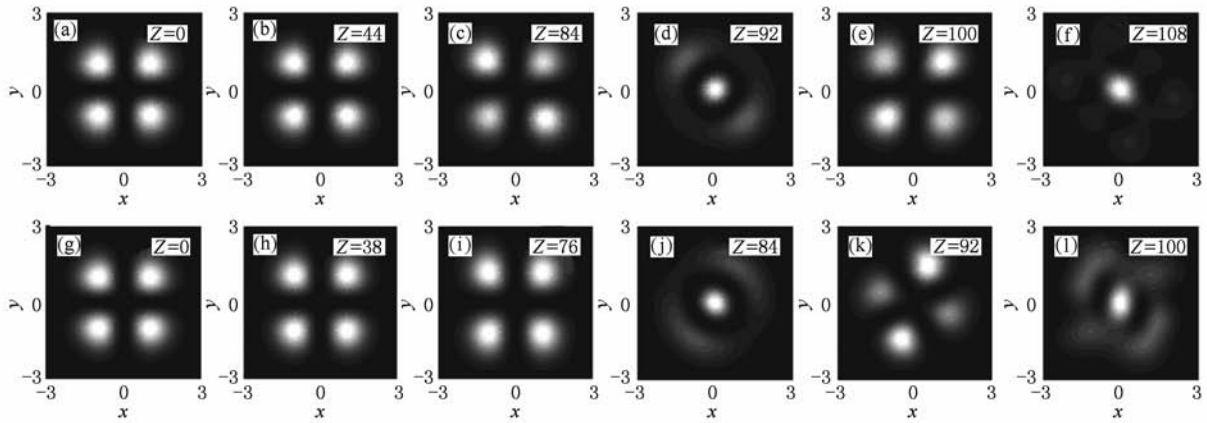


图 12 (1,1)阶厄米-高斯光束传输不同位置的强度图 (a)–(f)是方形样品,  $Z=0, 44, 84, 92, 100, 108$ , 花样演化的周期  $Z_T = 16$ , 模拟参数是  $A_{pc} = 3.00, D = 20$ ; (g)–(l)是矩形样品,  $Z=0, 38, 76, 84, 92, 100$ , 花样演化的周期  $Z_T = 16$ , 样品的形状没有改变花样演化的周期, 模拟参数是  $A_{pc} = 3.00, D_L = 20$

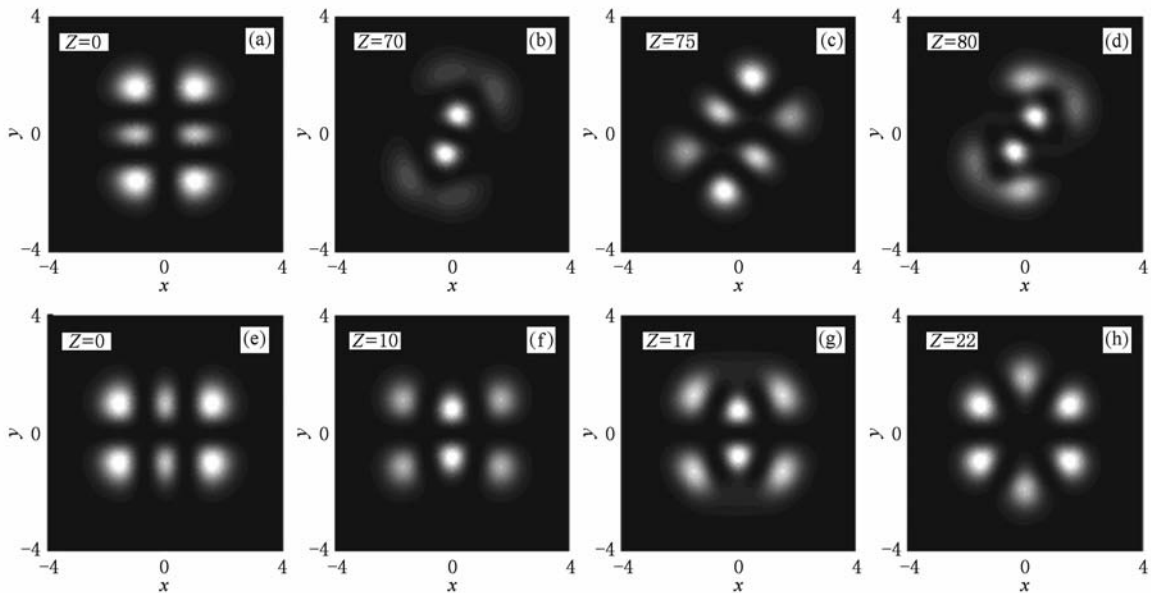


图 13 (1,2)阶厄米-高斯光束传输不同距离的强度图 (a)–(d)是在方形样品,  $Z=0, 70, 75, 80, A_{pc} = 1.00, D = 20$ ; (e)–(h)是正交入射矩形样品,  $Z=0, 10, 17, 22, A_{pc} = 1.00, D_L = 20$

步验证我们的结果,我们模拟了  $3 \times 3$  和  $3 \times 4$  矩阵光束在矩形样品中的传输,同样会出现矩阵光束向椭圆形项链光束的转化现象. 对比在方形样品中矩阵光束向类圆环的光束演化,这说明样品的形状对于高阶厄米-高斯光束的传输有很大的影响,样品形状不同,花样演化的形状也不同. 并且可以看出由于矩形样品的边界对于对光束的影响不一致,椭圆形项链光束的长轴总是平行于矩形边界的长边,这和低阶厄米-高斯光束在矩形样品中被压缩的性质是一致的.

综上所述,高阶厄米-高斯光束在热非局域介质中不能稳定传输,阶数越高,光束传输越不稳定,但

是光束会出现周期性的花样的演化. 样品的形状对于光束花样演化有很大影响. 在方形样品中,光束会从一个矩阵光束演化成一个环状的光束,再回到矩阵光束;而在矩形样品中,高阶厄米-高斯光束会演化成一个椭圆形项链光束.

#### 4. 结 论

本文用数值模拟的方法研究了在热非局域介质中不同阶数厄米-高斯光束的传输性质. 通过模拟验证了热非局域介质中低阶厄米-高斯孤子的存



在,发现在热非局域介质中,随着阶数的增加,厄米-高斯光束越来越不稳定. 对于基模高斯光束而言,在临界功率下,高斯光束能够形成稳定的孤子传输,边界的影响几乎可以忽略;在大功率下,边界对高斯光束的传输性质有很大的影响. 通过比较非对称厄米-高斯光束不同方式入射矩形样品的模拟结果,发现矩形的短边对光束具有压缩作用. 对高阶厄米-高斯光束而言,光束并不会像在理想的 Snyder

模型中可以保持孤子传输,而是会出现有趣的周期性花样演化,样品的形状对于光束花样演化有着很大的影响,而且高阶厄米-高斯光束在铅玻璃中的传输都是不稳定的. 本文的结果揭示了铅玻璃在光信息无失真传输和图像处理当中的应用,同时对于热非局域介质实验具有一定的参考意义. 在此基础上我们将继续研究在实际的热非局域介质中其他孤子解的传输特性.

- [1] Hasegawa A, Tappert F 1973 *Appl. Phys. Lett.* **23** 142
- [2] Suter D, Blasberg T 1983 *Phys. Rev. A* **48** 4583
- [3] Desyatnikov A S, Sukhorukov A A, Kivshar Y S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203904
- [4] Kip D, Soljajic M, Segev M, Eugenieva E, Christodoulides D N 2000 *Science* **290** 495
- [5] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [6] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [7] Zhu Y Q, Long X W, Hu W, Cao L G, Yang P B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2260 (in Chinese) [朱叶青、龙学文、胡巍、曹龙贵、杨平保 2008 物理学报 **57** 2260]
- [8] Yang P B, Cao L G, Hu W, Zhu Y Q, Guo Q, Yang X B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 285 (in Chinese) [杨平保、曹龙贵、胡巍、朱叶青、郭旗、杨湘波 2008 物理学报 **57** 285]
- [9] 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]
- [10] 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]
- [11] Zheng Y J, Xuan W T, Lu D Q, OuYang S G, Hu W, Guo Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1075 (in Chinese) [郑亚建、宣文涛、陆大全、欧阳世根、胡巍、郭旗 2010 物理学报 **59** 1075]
- [12] Chen L X, Lu D Q, Hu W, Yang Z J, Cao W W, Zheng R, Guo Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 327 (in Chinese) [陈利霞、陆大全、胡巍、杨振军、曹伟文、郑睿、郭旗 2010 物理学报 **59** 327]
- [13] Rotschild C, Segev M, Xu Z, Kartashov Y V, Torner L, Cohen O 2006 *Opt. Lett.* **31** 3312
- [14] Rotschild C, Alfassi B, Cohen O, Segev M 2006 *Nature Physics* **2** 769
- [15] Dreischuh A, Neshev D N, Petersen D E, Bang O, Krolikowski W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043901
- [16] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M, Carmon T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [17] Liang Y B, Zheng Y J, Yang P B, Cao L G, Lu D Q, Hu W, Guo Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5690 (in Chinese) [梁炎斌、郑亚建、杨平保、曹龙贵、陆大全、胡巍、郭旗 2008 物理学报 **57** 5690]
- [18] Iturbe-Castillo M D, Stepanov S, Sanchez-Mondragon J J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1622
- [19] Agrawal G P Translated by Jia D F, Yu Z H, Tan B, Hu Z Y 2002 *Nonlinear Fiber Optics and Application of Nonlinear Fiber Optic* (Beijing: Electronic Industry Press) pp34, 35 (in Chinese) [Agrawal G P 著 贾东方、余震虹、谈斌、胡智勇译 2002 非线性光纤光学原理及应用 (北京:电子工业出版社) 第34, 35页]
- [20] Teukolsky S A, Vetterling W T, Flannery B P Translated by Fu Z Y, Zhao M N, Ding Y 1995 *Numerical Recipis in C: The Art of Scientific Computing* (Beijing: Electronic Industry Press) pp734—749 (in Chinese) [Teukosky S A, Vetterling W T, Flannery B P 著 傅祖芸、赵海娜、丁岩译 1995 C语言数值算法程序大全 (北京:电子工业出版社) 第734—749页]
- [21] Strinic A I, Petrovic M, Timotijevic D V, Aleksic N B, Belic M R 2009 *Opt. Express* **17** 11698
- [22] Lu D Q, Hu W, Zheng Y J, Liang Y B, Cao L G, Lan S, Guo Q 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043815
- [23] Garcia-Ripoll J J, Perez-Garcia V M, Ostrovskaya E A, Kivshar Y S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 82
- [24] Garcia-Reimbert C, Minzoni A A, Marchant T R, Smyth N F, Worthy A L 2008 *Physica D* **237** 1088
- [25] Ye F W, Kartashov Y V, Torner L 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043821
- [26] Deng D M, Zhao X, Guo Q, Lan S 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2537
- [27] Buccoliero D, Desyatnikov A S, Krolikowski W, Kivshar Y S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 053901
- [28] Buccoliero D, Desyatnikov A S 2009 *Opt. Express* **17** 9609

## Numerical study of Hermite-Gaussian beams in nonlocal thermal media<sup>\*</sup>

Li Shao-Hua Yang Zhen-Jun Lu Da-Quan Hu Wei<sup>†</sup>

(Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 27 January 2010; revised manuscript received 6 May 2010)

### Abstract

Based on the nonlocal nonlinear Schrödinger equation and Poisson equation of thermal diffusion, using the slip-step Fourier algorithm and multi-grid method, we numerically investigated the propagation properties of Hermite-Gaussian beams in the nonlocal thermal media. The results show that low-order Hermite-Gaussian beams can propagate stably, in contrast with the unstable propagation of high-order Hermite-Gaussian beams. The worse the stability is, the higher the order is. The effect of the boundary of the sample with different cross sections on the propagation properties of Hermite-Gaussian beam is also discussed in detail. We found that propagation properties in square geometry are in agreement with those in Snyder-Mitchell model. However, in rectangular sample, the evolution of intensity distribution of Hermite-Gaussian beams differs seriously from that in the square sample.

**Keywords:** nonlocal nonlinear media, Hermite-Gaussian beams, beam propagation

**PACS:** 42.65.Tg, 42.65.Jx

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674050, 10804033), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200805740002) and the Program for Innovative Research Team of the High Education in Guangdong Province, China (Grant No. 06CXTD005).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: huwei@senu.edu.cn