

# 非局域空间光孤子在矩形边界铅玻璃中偏转研究<sup>\*</sup>

江 群 寿 倩 郑亚建 梁炎斌 胡 巍 郭 旗<sup>†</sup>

(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)

(2009 年 3 月 5 日收到 2009 年 5 月 13 日收到修改稿)

从理论和实验两方面研究了非局域光孤子在热致非线性铅玻璃材料中的偏转现象. 理论上, 利用保角变换的方法, 求出了材料的响应函数, 讨论了边界对响应函数的影响, 得到了偏离中心入射时孤子中心传输的轨迹方程. 实验上, 观察了光孤子在矩形边界铅玻璃材料中偏转. 理论结果和实验结果符合得比较好.

关键词: 非局域非线性介质, 空间光孤子, 保角变换, 铅玻璃

PACC: 4265S

## 1. 引 言

光束在非线性介质中传输时, 同时受到使其展宽的衍射效应以及使其压缩的非线性效应的作用, 当两者达到平衡时, 光束的束宽保持不变, 形成空间光孤子. 1997 年, Snyder 和 Mitchell 提出的非局域线性模型<sup>[1]</sup>极大地降低了孤子问题的复杂程度, 掀起了研究非局域空间光孤子的热潮<sup>[2-11]</sup>. 近年, Segev 等人在热致非局域非线性材料铅玻璃中实现了孤子的传输<sup>[12]</sup>, 并对其传输特性做了很多研究. 他们发现在有界的情况下, 偏离中心入射的单孤子会发生偏转和振荡<sup>[12-14]</sup>. 文献<sup>[14]</sup>给出了铅玻璃中孤子偏离矩形介质中心时的实验, 但没有给出偏转量的解析解. 他们还从实验上发现边界形状影响传输后孤子形状<sup>[12]</sup>, 并实现了双孤子远程相互作用<sup>[15]</sup>. 最近, 他们还在铅玻璃中观察到了非局域表面孤子和非相干表面孤子<sup>[16, 17]</sup>. 铅玻璃材料的非线性效应主要来自激光的热致非线性, 激光热源通过热扩散, 在介质中形成一定梯度分布的稳定温度场, 可以用泊松方程表示<sup>[12]</sup>. 在许多物理问题中(如电学、热学、光学、流体力学和弹性力学等)经常会遇到解平面场的泊松方程的问题. 尽管此问题可用分离变量法或本征函数法等来解决, 但当边界形状比较复杂时, 这些方法用起来都有困难, 甚至不能解决. 保角变换法就可

以解决这个问题, 它可以通过变换把边界形状比较复杂的平面标量场转化为边界形状比较简单再去求解<sup>[18]</sup>.

本文从热传导满足的泊松方程出发, 将保角变换处理边界问题的方法引入非线性光学中, 给出截面边界是矩形的铅玻璃材料的响应函数, 分析矩形边界对响应函数的影响, 并解析地得到了光束非材料中心入射时传输的轨迹方程, 最后在铅玻璃中实现孤子偏转, 得到的实验结果和解析结果符合得比较好.

## 2. 矩形边界铅玻璃中的光传输响应函数

铅玻璃是一种热致非线性材料. 当激光在其中传输时, 玻璃对激光的少量吸收产生热量, 光强强弱决定吸收热量的多少. 热量要往光弱的低温处扩散, 这样就形成了一定温度梯度分布的场. 傍轴条件下<sup>[19]</sup>, 忽略温度  $T$  和光强  $I$  在传输方向的变化时, 热传导方程可以用泊松方程来表示<sup>[20, 21]</sup>, 即

$$\begin{aligned} \nabla^2 T(X, Y) &= -\frac{\alpha}{\kappa} I(X, Y), \\ T(X, Y)|_{\text{boundary}} &= T_0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\alpha$  为热吸收系数,  $\kappa$  为热传导系数,  $T(X, Y)$  为温度分布,  $I(X, Y) = |A(X, Y)|^2$  为傍轴光束的光

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10674050)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20060574006)和广东省高等学校科技创新团队项目(批准号: 06CXTD005)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: guoq@scnu.edu.cn

强分布,  $A(X, Y)$  为慢变包络, 非线性折射率取决于温度分布, 即  $\Delta n = \beta \Delta T = \beta(T - T_0)$ ,  $\beta$  为非线性热系数,  $T_0$  为边界的温度. 铅玻璃中光束的传输可以用非线性薛定谔方程描述:

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + 2k^2 \frac{\Delta n}{n_0} A = 0, \quad (2)$$

其中  $k = \omega n_0 / c$ ,  $\omega$  为光频,  $n_0$  为线性折射率. 方程(1)中边界影响温度分布, 从而影响  $\Delta n$ . 孤子是光束在传输过程中  $\Delta n$  决定的非线性项和线性衍射项平衡的结果, 响应函数影响  $\Delta n$  分布, 从而通过方程(2)影响光束传输. 以下就从方程(1)出发用保角变换方法求解响应函数.

### 2.1. 泊松方程响应函数在保角变换下的不变性

从复变函数论我们知道, 由解析函数  $W = f(S)$  实现的从  $S(X, Y)$  平面到  $W(U, V)$  平面的变换在  $f(S) \neq 0$  的点具有保角性质, 即可用保角变换将方程从  $S = X + iY$  平面变换到  $W = U + iV$  平面, 同时  $S$  平面的边界条件变成了  $W$  平面的边界条件. 用格林函数表示的泊松方程(1)的解为

$$\begin{aligned} \pi(X, Y) = & -\frac{\alpha}{\kappa} \iint |A(X_0, Y_0)|^2 \\ & \times R(X, X_0, Y, Y_0) dX_0 dY_0, \quad (3) \end{aligned}$$

其中  $R(X, X_0, Y, Y_0)$  为格林函数, 即响应函数, 表示热点源  $\alpha(X_0, Y_0)$  在一定边界条件下产生的场分布. 格林函数满足的方程为

$$\begin{aligned} \nabla^2 R(X, X_0, Y, Y_0) = & -\frac{\alpha}{\kappa} \delta(X - X_0, Y - Y_0), \\ R(X, Y)|_{\text{boundary}} = & 0. \quad (4) \end{aligned}$$

响应函数的源点  $(X_0, Y_0)$  对应光束入射点. 将上述

方程从  $S$  平面保角变换到  $W$  平面, 可以证明保角变换后的方程仍为泊松方程, 只是多了个乘积项  $|f(S)|^{2[18]}$ , 即泊松方程(4)变为

$$\begin{aligned} \nabla^2 R(U, U_0, V, V_0) \\ = -\frac{\alpha}{\kappa} |f(S)|^2 \delta(X - X_0, Y - Y_0), \quad (5) \end{aligned}$$

其中

$$|f(S)|^2 = \left| \frac{\partial U / \partial X}{\partial V / \partial X} \frac{\partial U / \partial Y}{\partial U / \partial Y} \right|. \quad (6)$$

同时给  $\delta$  函数进行变量代换, 变换到  $W$  平面为

$$\delta(X - X_0, Y - Y_0) = \frac{\delta(U - U_0, V - V_0)}{|J|}, \quad (7)$$

其中

$$|J| = \frac{1}{\frac{d(U, V)}{d(X, Y)}} = \frac{1}{\left| \frac{\partial U / \partial X}{\partial V / \partial X} \frac{\partial U / \partial Y}{\partial U / \partial Y} \right|}. \quad (8)$$

由方程(5)–(8)可以得出泊松方程(4)在  $W$  平面内表示为

$$\begin{aligned} \nabla^2 R(U, U_0, V, V_0) = & -\frac{\alpha}{\kappa} \delta(U - U_0, V - V_0), \\ R(U, V)|_{\text{boundary}} = & 0. \quad (9) \end{aligned}$$

比较方程(4)和(9), 我们发现变换后格林函数满足的方程在  $W$  平面内具有形式不变性, 但其边界条件发生了变化.

### 2.2. 求解响应函数

对于矩形边界条件, 最有效的保角变换是施瓦兹变换, 它将  $S$  平面的矩形变换为  $W$  平面的横轴 ( $U$  轴). 利用镜像电荷法可以很容易得方程(9)式的解为<sup>[22]</sup>

$$\begin{aligned} R(U, U_0, V, V_0) = & \frac{1}{4\pi} \ln \frac{(U - U_0)^2 + (V + V_0)^2}{(U - U_0)^2 + (V - V_0)^2}, \\ U = & \frac{\operatorname{sn}\left(\frac{2KX}{a}, k\right) \operatorname{dn}\left(\frac{2KY}{a}, k'\right)}{1 - \operatorname{dn}^2\left(\frac{2KX}{a}, k\right) \operatorname{sn}^2\left(\frac{2KY}{a}, k'\right)}, \\ V = & \frac{\operatorname{cn}\left(\frac{2KX}{a}, k\right) \operatorname{dn}\left(\frac{2KX}{a}, k\right) \operatorname{sn}\left(\frac{2KY}{a}, k'\right) \operatorname{cn}\left(\frac{2KY}{a}, k'\right)}{1 - \operatorname{dn}^2\left(\frac{2KX}{a}, k\right) \operatorname{sn}^2\left(\frac{2KY}{a}, k'\right)}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中  $K, k, k'$  是由矩形长宽比  $a/b$  决定的参数,  $a/b = K/K', k^2 + k'^2 = 1$ ,  $K, K'$  是分别以  $k, k'$  为参数的

第一类完全椭圆积分. 这个响应函数很复杂, 很难将它代入方程(1)(2)求解光传输方程.

当  $a \rightarrow \infty$  时,即带状边界情况(9)式的解将会 被大大简化.通过施瓦兹变换,将其面  $S$  平面的带

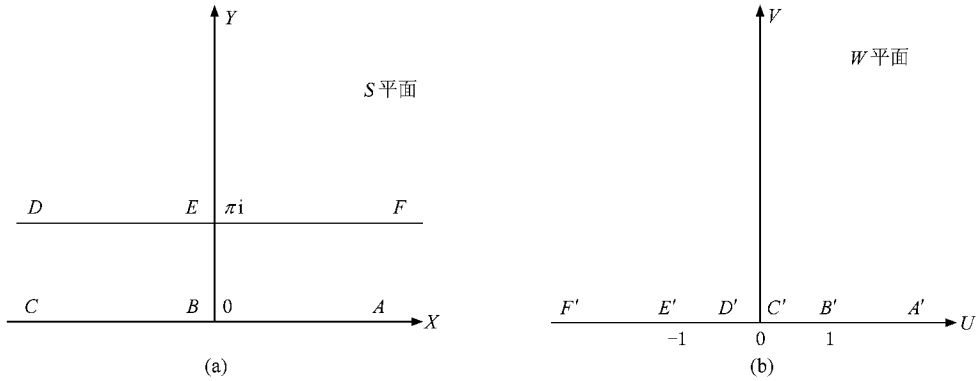


图1 (a)  $S$  平面,矩形截面尺寸宽为  $\pi$ ,长无限;(b)变换后的  $W$  平面,各点和  $S$  平面各点一一对应

状成到  $W$  平面的  $U$  轴,变换如图 1.

图 1(a)图  $A, B, C, D, E, F$  分别对应(b)图  $A', B', C', D', E', F'$ ,由图中位置和大小对应关系,得到对应变换关系为

$$S = \ln(W). \tag{11}$$

实部、虚部分别相等,分离出  $U(X, Y)$  和  $V(X, Y)$  表达式分别为

$$\begin{aligned}
 U(X, Y) &= e^X \cos(Y), \\
 V(X, Y) &= e^X \sin(Y).
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

方程(9)变化为

$$\nabla^2 R(U, U_0, V, V_0) = -\frac{\alpha}{\kappa} \delta(U - U_0, V - V_0),$$

$$R(U, V)|_{V=0} = 0. \tag{13}$$

上述方程完全类似静电学中平行大地平面无穷长线电荷在接地导体上半平面形成的电场问题.利用镜像法我们可以得到方程(13)的解,通过方程(12)还原到  $S$  平面,平移并按  $Y$  轴方向归一化得到解的形式为

$$R(X, X_0, Y, Y_0)$$

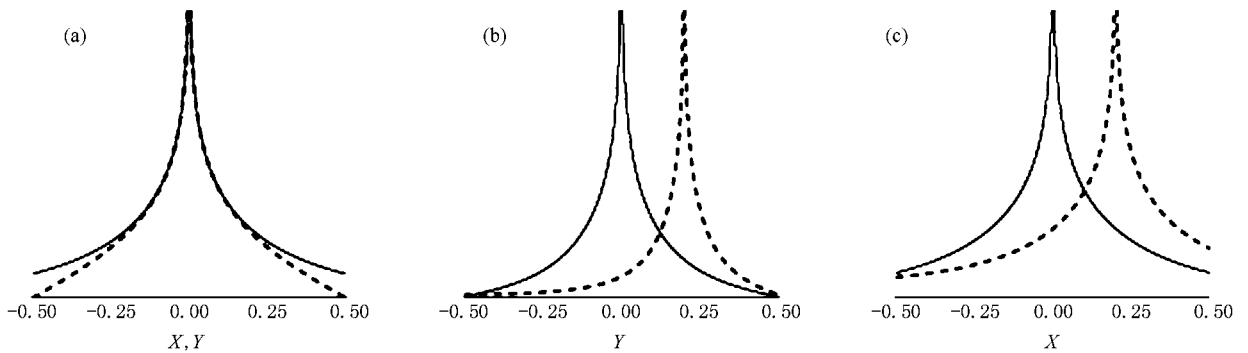


图2 响应函数示意图 (a)实线为  $X$  方向响应,虚线为  $Y$  方向响应,源点在材料截面中心  $X_0 = 0, Y_0 = 0$  (b)  $Y$  方向响应,实、虚线源点分别为  $(0, 0)(0, 0.2)$  (c)  $X$  方向响应,实、虚线源点分别为  $(0, 0)(0, 0.2)$

$$= \frac{1}{4\pi} \ln \frac{\cosh[\pi(X - X_0)] + \cos[\pi(Y + Y_0)]}{\cosh[\pi(X - X_0)] - \cos[\pi(Y - Y_0)]} \tag{14}$$

以上结果和用格林函数法得到的响应函数表达式<sup>[23]</sup>一致.

我们从几幅图形来说明响应函数:图 2 中  $a$  取无限,  $b$  方向取有限值 1,图 2(a)为不同方向的响应函数.在源点附近时,两曲线重合,靠近边界时,不同边界尺寸的影响就显示出来.有限边界对响应函数影响更大,使在此方向上的响应在边界处降到零.图 2(b)为在  $Y$  方向上,不同源点时,有限边界对响应函数的影响不同:源点离边界近,响应函数变化快,呈现不对称分布.图 2(c)为在  $X$  方向无限边界的情况,实线虚线形状相同,对称分布,只是输入点不同,平移后可重合,说明在此方向响应函数具有平移不变性.

我们将矩形边界的响应函数(10)和带状边界时的响应函数(14)做些比较,如图 3.图 3(a)中两曲线在原点附近重合很好,到边界时出现差别,边界作用体现出来,由于带状在  $X$  方向没有边界,所以响应

函数不能降到零 (b)(c)为不同源点时两种边界条件下 Y 方向的响应, 两组曲线都符合的很好, 说明此情况下在 Y 方向上为矩形边界的响应函数与带状边界的响应函数等效. 我们发现当  $a/b > 1.5$  时,

长边方向边界不影响短边方向响应函数分布. 这样, 当矩形材料的边界满足  $a/b > 1.5$  时, 对源点在 Y 方向上的响应就可用带状边界的响应函数方程 (14) 描述, 从而简化矩形边界的响应函数.

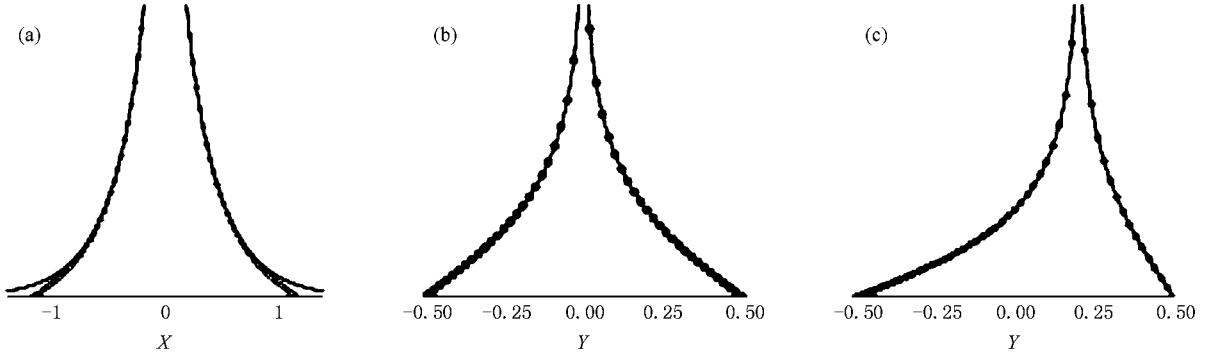


图3 带状和矩形边界响应函数比较. 实线为带状边界, 圆点为  $a/b = 7/3$  的矩形边界. (a) 源点  $(X_0 = 0, Y_0 = 0)$  在  $x$  方向响应. (b) 源点  $(X_0 = 0, Y_0 = 0)$  在  $y$  方向响应. (c) 源点  $(X_0 = 0, Y_0 = 0.25)$  在  $y$  方向响应.

### 3. 求解孤子轨迹方程

铅玻璃长宽比大于 1.5 时, 把矩形边界等效为带状边界. 将方程 (1)(2) 按带状边界的有限边长  $b$  归一化得到

$$\nabla_{\perp}^2 G + G|\psi|^2 = 0, \tag{15}$$

$$i\partial_z \psi + \frac{1}{2} \nabla_{\perp}^2 \psi + G\psi = 0, \tag{16}$$

其中  $x = X/b, y = Y/b, z = Z/(kb^2), \psi = A/A_0, A_0^2 = n_0 \kappa (\alpha \beta k^2 b^2), G = k^2 b^2 \Delta n/n_0$ .

采用等效粒子近似方法, 设光束在 Y 方向上的中心为<sup>[24, 25]</sup>

$$y_c = \int \psi(x_0, y_0) y \psi^*(x_0, y_0) dx_0 dy_0 / \rho(z),$$

其中

$$\psi(x_0, y_0) = \psi_0 \exp\left[-\frac{(x_0 - x_c)^2 + (y_0 - y_c)^2}{w^2}\right],$$

$$\rho(z) = \int \psi(x_0, y_0) \psi^*(x_0, y_0) dx_0 dy_0.$$

将方程 (16) 和一维薛定谔方程对比, 把传播距离  $z$  等效为时间变量, 根据 Ehrenfest 定理<sup>[26]</sup>, 对  $y_c$  两次求导, 得到传输方程为

$$\frac{d^2 y_c}{dz^2} = \frac{1}{\rho(z)} \int \psi(x_0, y_0) \frac{dG}{dy} \psi^*(x_0, y_0) dx_0 dy_0. \tag{17}$$

上式右边可写成  $\overline{dG/dy}$ , 将  $dG/dy$  在中心  $y_c$  附近 Taylor 展开, 令  $\xi = y - y_c$  得到

$$\frac{dG}{dy} = \frac{dG}{dy_c} + \xi \frac{d^2 G}{dy_c^2} + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{d^3 G}{dy_c^3} + \dots \tag{18}$$

所以(利用  $\bar{\xi} = 0$ )

$$\overline{\frac{dG}{dy}} = \frac{dG}{dy_c} + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{d^3 G}{dy_c^3} + \dots \tag{19}$$

孤子传输时, 束宽相对边界尺寸很小, 传输过程中扩散不厉害,  $G$  在空间变化缓慢, 上式中二阶以及高阶项可以忽略<sup>[26]</sup>, 方程 (19) 可化简为

$$\overline{\frac{dG}{dy}} = \frac{dG}{dy} \Big|_{y=y_c}, \tag{20}$$

只要求解出  $dG/dy$  就能得到光束传输的轨迹方程.

边界为带状时, 由上面的响应函数 (14) 可知, 方程 (20) 只有  $y$  方向分量. 上面已经求出带状边界情况的响应函数, 由于  $x$  方向具有平移不变性, 取  $x - x_0 = 0$  将响应函数展开到五阶, 只保留对光束偏转有贡献的奇数项  $R_{\text{odd}}$ , 将其代入方程 (3), 积分后在  $y = y_c$  处求导, 并且代入孤子条件  $w(z) = w_0$  得到<sup>[23]</sup>

$$\frac{dG(y)}{dy} \Big|_{y=y_c} = -(2d_1 y_c + 4d_2 y_c^3 + d_3 y_c^5), \tag{21}$$

其中

$$d_1 = \frac{\pi}{256} P (32 + 20\pi^2 w_0^2 + 41\pi^4 w_0^4),$$

$$d_2 = \frac{\pi^3}{96} P (2 + 5\pi^2 w_0^2), d_3 = \frac{\pi^5}{180} P,$$

$P$  为孤子传输时的功率. 由方程(17)(20)(21), 得到孤子传输的动力学方程为

$$\frac{d^2 y_c}{dz^2} = -(2d_1 y_c + 4d_2 y_c^3 + d_3 y_c^5). \quad (22)$$

上述方程可以等效为牛顿第二定律, 其中粒子质量  $m = 1$ , 保守力  $F(y_c) = -(2d_1 y_c + 4d_2 y_c^3 + d_3 y_c^5)$ . 光束垂直入射时, 在入射面  $z = 0$  时, 横向的速度  $dy_c/dz|_{y_c=y_0} = 0$ . 取  $y_c = 0$  为零势能面, 由  $F(y_c) = -dV(y_c)/dy_c$  求得势函数  $V(y_c) = d_1 y_c^2 + d_2 y_c^4 + d_3 y_c^6$ . 系统的总能量  $E = V_0 = d_1 y_0^2 + d_2 y_0^4 + d_3 y_0^6$ ,  $V_0$  为输入点势能. 由能量守恒得

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dy_c}{dz} \right)^2 + V(y_c) = E, \quad (23)$$

利用准椭圆函数的方法, 从方程(23)中得到光束中心轨迹方程:

$$y_c(z) = \sqrt{(s\beta - \alpha)(s - 1)}, \quad (24)$$

其中过程参量有

$$p_1 = 4d_3,$$

$$q_1 = 2d_2 + 2d_3 y_0^3,$$

$$r_1 = 4(d_1 + d_2 y_0^2) + 2d_3 y_0^4,$$

$$p_2 = 0,$$

$$q_2 = y_0^2/2,$$

$$\alpha, \beta = \frac{-r_1 \pm \sqrt{r_1^2 + 4q_2 r_1 (p_1 q_2 + q_1)}}{2(p_1 q_2 + q_1)},$$

$$b_1 = \frac{p_1 \beta + q_1}{\alpha - \beta},$$

$$c_1 = -\frac{p_1 \alpha + q_1}{\alpha - \beta},$$

$$b_2 = \frac{p_2 \beta + q_2}{\alpha - \beta},$$

$$c_2 = -\frac{p_2 \alpha + q_2}{\alpha - \beta},$$

$$s = \text{acn} [ F(\xi_0, k) \pm (\alpha - \beta) \sqrt{-b_1 b_2 (a^2 + b^2)} z, k ].$$

当传输距离  $z$  一定时, 孤子的净偏移量为

$$\Delta y = y_{c0} - y_c. \quad (25)$$

### 4. 矩形铅玻璃中偏转实验

实验装置和样品如图 4. 激光(波长 632 nm)通过透镜聚焦, 在束腰处入射到铅玻璃样品, 用成像透镜将铅玻璃前后表面的像成在 CCD 上, 从 CCD 图像得到光斑大小和光斑中心坐标. 实验结果如图 5. 通过比较入射面和出射面光束束宽大小确认是否为孤子传输. 图 5(a)左图为入射面图; 中图为入射功率 100 mW 时出射图, 看到明显放大, 衍射作用强; 右图入射功率增加到 750 mW, 入射束宽和出射束宽接近, 即认为此时为孤子传输. 图 5(b)实线为孤子传输实验数据, 虚线为方程(25)的解. 我们从图 5(b)中两组曲线看出: 离边界越近, 边界作用越明显, 偏移量越大. 这和我们前面分析边界对响应函数的影响相同, 即温度梯度大导致方程(22)中等效力大, 从而导致传输后的偏转量较大. 实线和虚线对比, 实验和解析曲线在入射点偏离中心越小的地方符合越好. 因为解析解保留到五阶项, 越往边界, 更高阶项体现出来, 使实验和解析曲线在此处出现偏差.

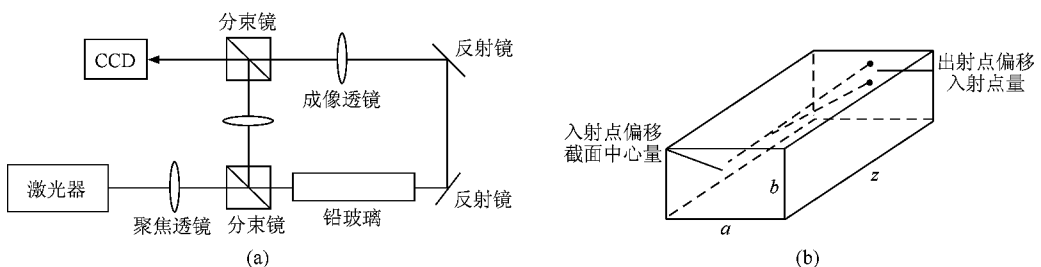


图 4 铅玻璃中孤子偏转实验 (a)实验装置 (b)实验样品 样品尺寸为  $3 \times 7 \times 36$  (mm)

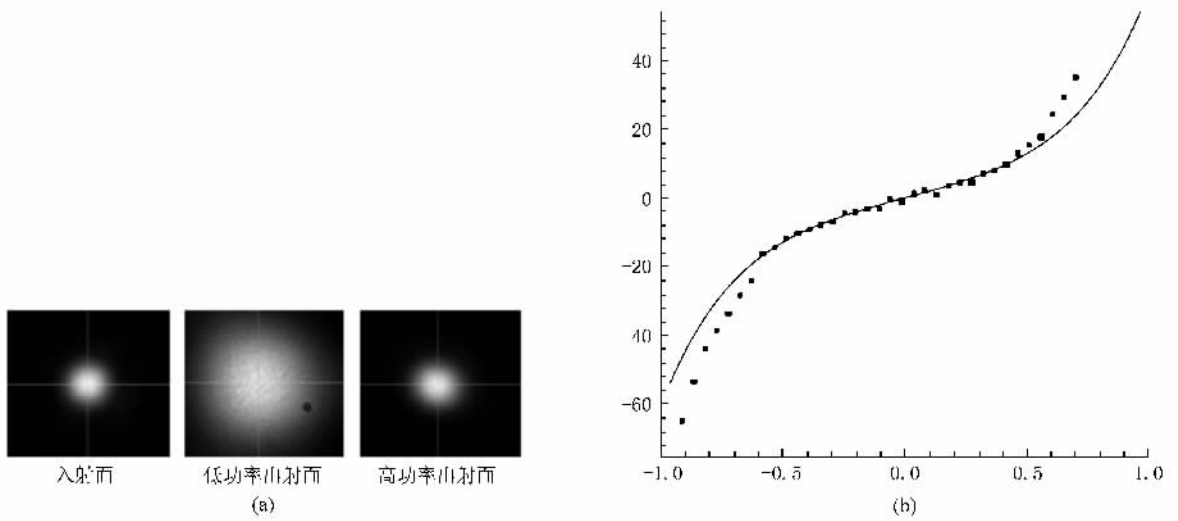


图5 铅玻璃里孤子偏转实验 (a)实验照片 左中右分别为入射面、激光低功率入射时和高功率入射时出射面 (b)偏移量数据和方程(25)解析解 横坐标为入射点到材料中心的距离(mm),纵坐标为出射点偏移入射点的距离( $\mu\text{m}$ )

## 5. 结 论

我们从铅玻璃材料中的热传导方程出发,通过保角变换中的施瓦兹变换,把矩形边界变换成横轴,通过镜像法求出变换边界后的泊松方程的解,从而给出铅玻璃的响应函数.我们给出的这种方法是从

热致非线性材料的热传导方程出发的,当然还可以用于电学、热学、光学、流体力学和弹性力学等一系列其他有界闭合区域泊松方程问题.对于铅玻璃中孤子的偏转,我们的解析解和实验相符合,证明给出的解析解的合理性,这有助于有界传输的空间光孤子研究,为实现全光开关等光子信息处理器件做了铺垫.

- [ 1 ] Snyder A W , Mitcher D J 1997 *Science* **276** 1538
- [ 2 ] Shen Y R 1997 *Science* **276** 1520
- [ 3 ] Krolikowski W , Bang O 2000 *Phys. Rev. E* **63** 016610
- [ 4 ] Assanto G , Peccianti M , Conti C 2003 *Optics Photon. News* **45** ( 14 )44
- [ 5 ] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [ 6 ] Conti C , Peccianti M , Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [ 7 ] Guo Q , Luo B , Yi F H 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [ 8 ] 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 ]
- [ 9 ] 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 ]
- [ 10 ] Xu C B , Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5194 [ in Chinese ] 许超彬、郭旗 2005 物理学报 **54** 5194 ]
- [ 11 ] Guo Q , Zhang X P , Hw 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 ]
- [ 12 ] Rotschild C , Cohen O , Manela O , Segev M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [ 13 ] Rotschild C , Segev M 2006 *Opt. Lett.* **31** 3312
- [ 14 ] Alfassi B , Rotschild C , Manela O , Segev M 2007 *Opt. Lett.* **32** 154
- [ 15 ] Rotschild C , Alfassi B , Cohen O , Segev M 2006 *Nature Physics* **2** 769
- [ 16 ] Alfassi B , Rotschild C , Manela O , Segev M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [ 17 ] Barak A , Rotschild C , Alfassi B , Segev M , Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 2450
- [ 18 ] Liang K M 1998 *Method of Mathematical Physics* ( Beijing : Higher Education Press )423 [ in Chinese ] 梁昆森 1998 数学物理方法 ( 北京 : 高等教育出版社 )第 423 页 ]
- [ 19 ] Haus H A 1984 *Wave and Field in Optoelectronics* ( Beijing : Electronic Industry Press )p129
- [ 20 ] Iturbe-Castillo M D , Stepanov S , Sanchz-Mondragon J J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1622
- [ 21 ] Ye F W , Kartashov Y V , Lluís T 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033829
- [ 22 ] Shou Q , Jiang Q , Guo Q 2009 *J. Phys. A : Math. Theor.* **42** 205202
- [ 23 ] Liang Y B , Zheng Y J , Yang P B , Cao L G , Lu D Q , Hw W , Guo Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5690 [ in Chinese ] 梁炎斌、郑亚健、

- 杨平保、曹龙贵、陆大全、胡 巍、郭 旗 2008 物理学报 57  
5690 ]
- [ 24 ] Aceves A B , Moloney J V , Newell A C 1989 *Phys. Rev. A* **39**  
1809
- [ 25 ] Dong L W , Ma L H , Wang H 2007 *Acta. Opt. Sin.* **27** 1485 [ in  
Chinese ] 董亮伟、马利红、王 辉 2007 光学学报 **27** 1485 ]
- [ 26 ] Zeng J Y , 2003 *Quantum Mechanics Course* ( Beijing : Science  
Press ) p80 ( in Chinese ) [ 曾谨言 2003 量子力学教程(北京 : 科  
学出版社)第 423 页 ]

## Steering of nonlocal optical soliton in rectangular boundary lead glass <sup>\*</sup>

Jiang Qun Shou Qian Zheng Ya-Jian Liang Yan-Bin Hu Wei Guo Qi<sup>†</sup>  
( *Laboratory of Photonic Information Technology , South China Normal University , Guangzhou 510006 , China* )  
( Received 5 March 2009 ; revised manuscript received 13 May 2009 )

### Abstract

We studied the steering of the nonlocal spatical optical soliton in thermal optical nonlinear lead glass theoretically and experimentally. By employing the conformal mapping method , the response function of the lead glass was obtained , and the influence of the boundary on the response function is discussed. Then we obtained the trajectory for the off – center soliton and the output displacement equation when the point of incidence is varied. We also observed experimentally the phenomenon of steering of the optical soliton in lead glass whose boundary shape is rectangular. The theoretical results are in good agreement with the experimental observations.

**Keywords** : nonlocal nonlinear media , optical soliton , conformal mapping method , lead glass

**PACC** : 4265S

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10674050 ) , the Doctoral Program of Institution or Higher Education of China ( Grant No. 20060574006 ) and Program for Innovative Research Team of the Higher Education in Guangdong ( Grant No. 06CXTD005 ).

<sup>†</sup> E-mail : guoq@scnu.edu.cn