

# 大非线性相移下光学非线性 Z 扫描特性的研究<sup>\*</sup>

陈树琪 刘智波 臧维平 田建国<sup>†</sup> 周文远 张春平

(南开大学物理科学学院光子学中心, 天津 300071)

(2005 年 5 月 16 日收到, 2005 年 7 月 31 日收到修改稿)

采用高斯分解法(GD)对大非线性相移下的 Z 扫描特性进行了分析, 通过对数值算法的优化, 将 GD 推广到对脉冲入射激光下大非线性相移下的 Z 扫描理论分析. 对不同条件下大非线性相移 Z 扫描曲线峰谷结构的比较, 发现在大非线性相移的情况下, Z 扫描曲线的峰和谷随透过光阑或入射光强变化表现出某些新的特性. 随着透过光阑孔径的增加, Z 扫描曲线峰的变化要明显快于谷的变化, 而且在谷明显存在的条件下, 峰很快消失. 采用皮秒脉冲激光下的纯二硫化碳实验对理论结果加以验证, 实验结果和理论分析相一致. 我们的分析结果对大非线性相移下 Z 扫描测量有一定的指导性意义, 避免在大非线性相移下对 Z 扫描结果产生错误的分析.

关键词: 大非线性相移, 高斯分解法, Z 扫描

PACC: 4265, 4265B, 0260

## 1. 引 言

在上个世纪 90 年代初, Sheik-Bahae 等人提出了一种用于光学非线性测量的 Z 扫描方法<sup>[1, 2]</sup>. 该方法使用聚焦的单束高斯光束, 在远场测量通过有限孔径光阑的透过率  $T$  和样品相对于焦平面的位置坐标  $z$  的关系. Z 扫描方法用于光学非线性系数的测量具有测量灵敏度高和实验装置简单等优点, 并且能够同时得到材料非线性折射和非线性吸收的大小和符号, 因此被广泛用于材料光学非线性性质的研究<sup>[3, 4]</sup>. Z 扫描方法不断地得到完善, 并被相继应用于其他方面的测试和研究, 例如激光束质量的测试以及高斯光束传输特性的研究<sup>[5, 6]</sup>. Z 扫描已经发展成为非线性光学特性研究的一种具有重要实际应用价值的实验方法和手段. 为了准确地分析 Z 扫描测量结果, 必须深入地了解 Z 扫描理论, 在文献 [7] 中, Chapple 等人已经从理论和实验方面深入分析了影响 Z 扫描测量的各个因素. 处理薄非线性介质 Z 扫描, 人们常用高斯分解法(GD)进行<sup>[1, 2, 7, 8]</sup>. 对于入射激光为高斯光束的情况, 在一阶近似下, 可以得到远场轴上透过率的简单解析表达式. 当然也有一些作者采用菲涅耳(Fresnel)衍射法<sup>[9]</sup>和汉克尔

(Hankel)变换法<sup>[10]</sup>对 Z 扫描进行数值分析.

在文献 [11] 中, Yao 等人基于衍射的模型对 Z 扫描进行了理论分析, 采用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式来求出远场接收屏的光强分布, 进而求出非线性相移较小的情况下开孔透过率等物理量, 并且将此结果推广到大非线性相移的情况. 但是为了得到光阑平面处的强度分布, 必须完成菲涅耳-基尔霍夫衍射积分, 这是一个二维积分, 数值计算效率低, 非常耗时; 为了提高计算效率通常采用减小窗口或增大积分计算的步长, 这些方法都会增大计算误差; 其次, Yao 等人采用的理论分析都是针对时间连续电场的, 没有涉及到脉冲电场, 然而在实际的实验中为了得到大非线性相移, 往往需要使用脉冲电场, 如果用文献 [11] 的方法分析脉冲电场的情况, 被积函数将变得三维, 这样积分时间将变得更长, 从而给数值计算带来了更大的困难. 在大非线性相移情况, 我们在以前的研究中已经证明了高斯分解法仍然是有效的, 而且实际上 GD 和菲涅耳-基尔霍夫处理方法是等效的<sup>[12]</sup>. 但相对于菲涅耳-基尔霍夫衍射积分方法, GD 具有更快的计算速度. 在文献 [11] 和 [12] 仅给出了连续(CW)高斯光束的情况, 而实际的 Z 扫描实验中采用的多为脉冲激光, 将连续高斯光束情况拓展到脉冲高斯光束情况的处理将会更符合实际

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60025512), 天津市自然科学基金(批准号: 043601211), 南开大学创新基金资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: jjtian@nankai.edu.cn

的实验情况.

本文采用 GD 对大非线性相移下的 Z 扫描进行了分析.通过对数值算法的优化,我们将 GD 推广到对脉冲入射激光下大非线性相移下的 Z 扫描理论分析.通过对脉冲入射激光下不同条件下大非线性相移 Z 扫描曲线峰谷结构的比较,发现在大非线性相移的情况下,Z 扫描曲线的峰和谷随透过光阑或入射光强变化表现出某些新的特性.随着透过光阑孔径的增加,Z 扫描曲线峰的变化要明显快于谷的变化,而且在谷明显存在的情况下,峰很快地消失,这就使得在大非线性相移下对 Z 扫描曲线的分析很容易产生偏差.我们采用皮秒脉冲激光下的纯二硫化碳实验对理论结果加以验证,实验结果和理论分析相一致.我们的分析结果对大非线性相移下 Z 扫描测量有着一定的指导性意义,避免在大非线性相移下对 Z 扫描结果产生错误的分析.

## 2. 理论分析

为了简单起见,我们只讨论薄非线性介质具有三阶光学非线性的情况,高阶非线性的分析方法完全类似.

一个 TEM<sub>00</sub> 高斯光束,沿 +z 方向传播.把样品出射表面的复电场分解成一系列高斯光束的叠加,每一个高斯光束独立传播到光阑平面,在光阑平面再对电场进行重新求和,得到光阑处的电场为<sup>[2]</sup>

$$E_a(r, z, t) = E(z, r=0, t) e^{-\alpha L/2} \times \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-i\Delta\varphi_0(z, t)]^m}{m!} \frac{w_{m0}}{w_m} \times \exp\left(-\frac{r^2}{w_m^2} - \frac{ikr^2}{2R_m} + i\theta_m\right), \quad (1)$$

设  $g = 1 + d/R(z)$ ,  $d$  为在自由空间中从介质到光阑平面的距离,方程(1)中其他参量如下:

$$w_{m0}^2 = w^2(z)(2m+1), \quad (2a)$$

$$d_m = \frac{1}{2} kw_{m0}^2, \quad (2b)$$

$$R_m = d \left[ 1 - \frac{g}{g^2 + d^2/d_m^2} \right]^{-1}, \quad (2c)$$

$$\theta_m = \tan^{-1} \left[ \frac{d/d_m}{g} \right], \quad (2d)$$

$$w_m^2 = w_{m0}^2 [g^2 + d^2/d_m^2], \quad (2e)$$

其中  $\alpha$  是线性吸收系数,  $\Delta\varphi_0$  为非线性相移,  $w(z) = w_0(1 + z^2/z_0^2)^{1/2}$  为光束半径,  $w_0$  是光束的束腰半

径,  $R(z) = z(1 + z_0^2/z^2)$  是  $z$  处的波前曲率半径,  $z_0 = \frac{1}{2} kw_0^2$  是光束的共焦参数,  $k = 2\pi/\lambda$  是波矢,  $\lambda$  是激光波长.

从而可以得到光阑处的归一化透过率为

$$T(r_a, z) = \frac{\int_0^{r_a} dt \int_0^{r_a} |E_a(r, z, t, \Delta\varphi_0(t))|^2 r dr}{\int_0^{r_a} dt \int_0^{r_a} |E_a(r, z, t)|^2 r dr}, \quad (3)$$

其中  $r_a$  为光阑半径.

### 2.1. 轴上小孔归一化透过率( $r_a \approx 0$ )

在大非线性相移的情况下,进行 Z 扫描理论分析时,高斯分解法中的级数求和就不能只保留到  $|\Delta\varphi_0|$  的一次项,而需要考虑非线性相移的高次项对透过率的影响.为了简单起见,我们先分析连续电场的情况,在远场条件下,  $r_a \approx 0$  时,由(3)式可以得到 Z 扫描的归一化透过率为

$$T_{cw}(z, \Delta\varphi_0) = |F(z, \Delta\varphi_0)|^2 = \left| \sum_{m=0}^{\infty} C_m(z) [\Delta\varphi_0(z)]^m \right|^2, \quad (4a)$$

$$C_m(z) = \frac{(-i)^m}{m!} \frac{w_{m0} w_0}{w_m w_{00}} \exp\left[i\left(\theta_m - \theta_0 - \frac{m\pi}{2}\right)\right] \quad (4b)$$

我们可以很容易地将稳态结果扩展到由脉冲电场诱导的瞬态效应.数值计算由脉冲电场引起的 Z 扫描的归一化透过率可以分为两步.首先,将激光脉冲总的作用时间分成很多时间层,在每一个时间层中的传播就像连续激光一样,对每一个时间层独立进行数值计算;其次,累积所有的时间层产生的效应,这是一个关于时间的积分,可以用 Simpson 算法高效率地完成这个积分.计算时间由所分的时间层数所决定,总的时间由每一层连续激光所需要的计算时间乘以时间层数所得到.图 1 给出了在小孔情况下由连续激光和脉冲激光产生的 Z 扫描曲线,级数求和项  $m = 30$ <sup>[12]</sup>.其中实线和虚线分别是非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 3\pi$  下由连续激光和脉冲激光产生的 Z 扫描曲线.从图 1 可以看到,在同样的非线性相移下,由脉冲激光产生的归一化透过率的峰和谷都要比连续激光的小,而且由脉冲激光产生的归一化透过率的谷更光滑.

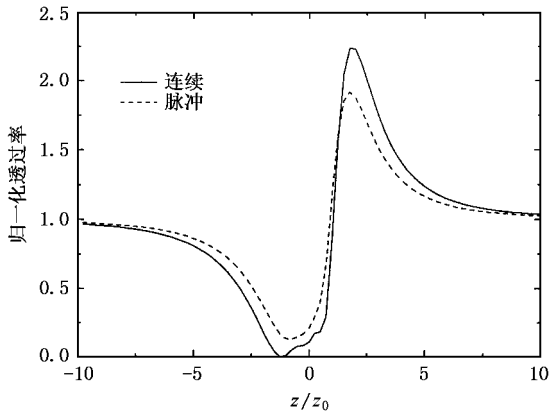


图 1 在小孔情况下,由连续激光和脉冲激光产生的 Z 扫描曲线(非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 3\pi$ ,级数求和项  $m = 30$ )

## 2.2. 一般的闭孔情况

我们首先定义无量纲半径  $Y_a = r_a/Dw_0$ ,即光阑半径对光阑平面处线性光束半径的比值,其中  $D = d/z_0$  为样品到光阑平面的距离.如果无量纲半径  $Y_a$  大于 0.1,我们必须考虑光阑对闭孔 Z 扫描实验的影响.一般情况下,随着无量纲半径  $Y_a$  的增大,非线性折射对 Z 扫描测量结果的影响逐渐减弱.

为了简单起见,我们先分析连续电场的情况,由(3)式可以得到 Z 扫描的归一化透过率为

$$T_{cw} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} a_{mn} \left\{ \cos\left(c_{mn} \frac{\pi}{2}\right) - \exp(-b_{mn} Y_a^2) \right. \\ \left. \times \cos\left[c_{mn} \frac{\pi}{2} - d_{mn} Y_a^2\right] \right\}, \quad (5)$$

其中

$$a_{mn} = \left[ \frac{\Delta\varphi_0}{(1+x^2)} \right]^{m+n} \left[ \frac{1}{S(m+n+1)m!n!} \right], \quad (6a)$$

$$b_{mn} = (1+x^2) \left[ \frac{2m+1}{x^2 + (2m+1)^2} + \frac{2n+1}{x^2 + (2n+1)^2} \right], \quad (6b)$$

$$c_{mn} = m - n, \quad (6c)$$

$$d_{mn} = \frac{4x(x^2+1)(m-n)(m+n+1)}{[x^2 + (2m+1)^2][x^2 + (2n+1)^2]}, \quad (6d)$$

$$S = 1 - \exp(-2Y_a^2), \quad (6e)$$

$$x = z/z_0. \quad (6f)$$

应用对称性,将(5)式简化为

$$T_{cw} = \sum_{m=0}^k \sum_{\substack{n=0 \\ n < m}}^{k-m} 2a_{mn} \left\{ \cos\left(c_{mn} \frac{\pi}{2}\right) - \exp(-b_{mn} Y_a^2) \cos\left[c_{mn} \frac{\pi}{2} - d_{mn} Y_a^2\right] \right\}$$

$$+ \sum_{m=0}^k a_{mm} \{1 - \exp(-b_{mm} Y_a^2)\}. \quad (7)$$

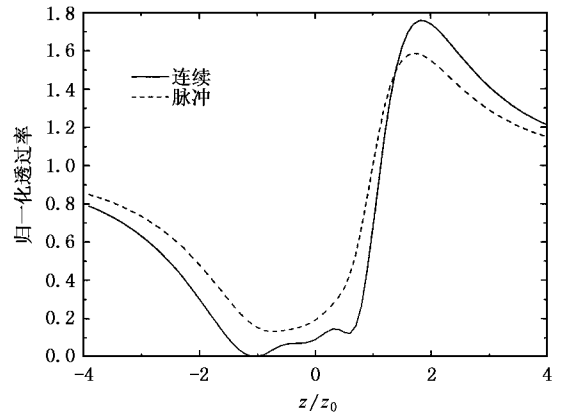


图 2 在闭孔情况下,由连续激光和脉冲激光产生的 Z 扫描曲线(非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 3\pi$ ,级数求和项  $m = 30$ ,无量纲半径  $Y_a = 0.5$ )

应用 2.1 中的切片方法,可以很容易将稳态结果扩展到由脉冲电场诱导的瞬态效应.图 2 给出了由连续激光和脉冲激光产生的闭孔 Z 扫描曲线,其中非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 3\pi$ ,级数求和项  $m = 30$ ,无量纲半径  $Y_a = 0.5$ .实线是由连续激光产生的闭孔 Z 扫描曲线,虚线是由脉冲激光产生的闭孔 Z 扫描曲线.可以看出,由脉冲激光产生的归一化透过率的峰和谷都要比连续激光的小,可以计算出由脉冲激光和连续激光产生的 Z 扫描曲线的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  之比约为 0.83.一般地,在非线性相移较小的情况下,由脉冲激光和连续激光产生的 Z 扫描曲线的峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  之比为  $1/\sqrt{2}$ <sup>[13]</sup>,在大非线性相移下,这个值就不再适用了.图 3 给出了随非线性相移  $\Delta\varphi_0$  的改变,由脉冲激光和连续激光产生的归一化透过率峰谷差  $\Delta T_{p-v}$  之比的曲线.可以看出,当非线性相移  $\Delta\varphi_0$  小于 2 的时候,这个比值近似等于  $1/\sqrt{2}$ ,随着非线性相移  $\Delta\varphi_0$  的增加,这个比值也在增加,这条曲线的斜率先增大后减小,最后趋近于零,从而达到饱和.当非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 3\pi$  时,这个比值近似等于 0.83,这也与图 2 的结果是符合的.

图 4 给出了不同  $Y_a$  下由脉冲激光产生的 Z 扫描曲线,无量纲半径  $Y_a$  分别为 0.5, 0.8, 1, 2 和 3,非线性相移  $\Delta\varphi_0$  为  $3\pi$ .可以看出,在大非线性相移下, Z 扫描曲线已经不再对称,随着  $Y_a$  的增大,归一化透过率的峰逐渐减小,  $Y_a = 1$  时,归一化透过率的峰

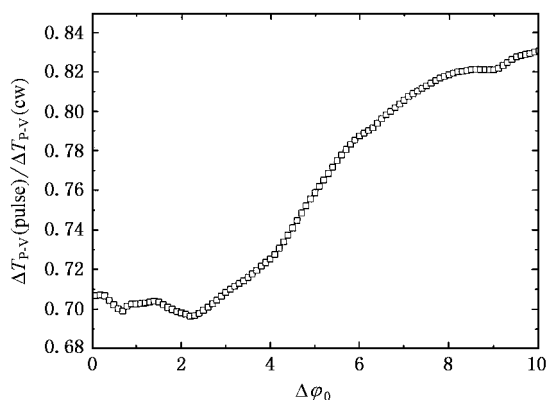


图 3 不同的非线性相移  $\Delta\varphi_0$  下  $\Delta T_{p-v}(\text{pulse})/\Delta T_{p-v}(\text{cw})$  的变化曲线

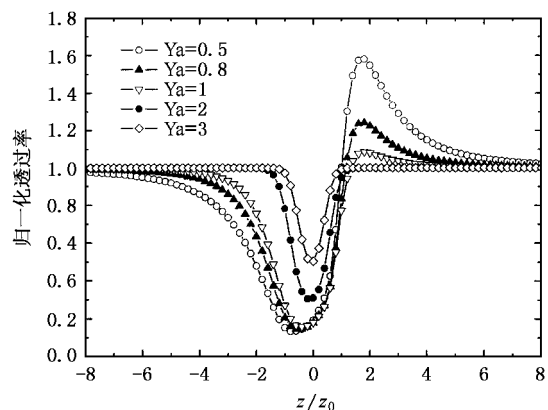


图 4 不同  $Y_a$  下由脉冲激光产生的 Z 扫描曲线 ( $Y_a$  分别为 0.5, 0.8, 1, 2 和 3)

已经明显减小;  $Y_a$  继续增大, 当  $Y_a = 2$  时, 归一化透过率的谷已经明显变浅. 整个过程中, 峰的高度随着  $Y_a$  的增加而减小, 而谷的深度则趋于饱和. 图 5 给出了不同非线性相移  $\Delta\varphi_0$  下由脉冲激光产生的 Z 扫描曲线, 非线性相移  $\Delta\varphi_0$  分别为  $0.5\pi, \pi, 2\pi, 3\pi$  和  $4\pi$ , 无量纲半径  $Y_a$  为 0.5. 可以看出, 在非线形相移  $|\Delta\varphi_0| \leq \pi$  时 Z 扫描曲线是对称的, 这与文献 [1] 的结果是一致的; 随着非线性相移  $\Delta\varphi_0$  的增加,  $|\Delta\varphi_0| > \pi$  时, Z 扫描曲线变得越来越不对称, 峰的高度随着非线性相移  $\Delta\varphi_0$  的增加而增大, 谷的深度则趋于饱和. 为了解释图 4 和图 5 中峰变化快谷变化慢的原因, 图 6 给出了样品分别位于 Z 扫描曲线峰和谷的位置以及线性情况下光阑处归一化光强的径向分布曲线. 可以看出,  $\Delta\varphi_0 = 0.1\pi$  时, 在光阑处的归一化光强变化趋势基本一致, 这是非线性相移较小的情况下图 5 中 Z 扫描曲线峰谷对称的原因;

随着非线性相移的增大, 样品位于峰处时光阑处归一化光强变化趋势要明显比样品位于谷处的变化快, 这正是图 4 和图 5 中峰变化快谷变化慢的原因. 下面我们将用实验对该结果加以证明.

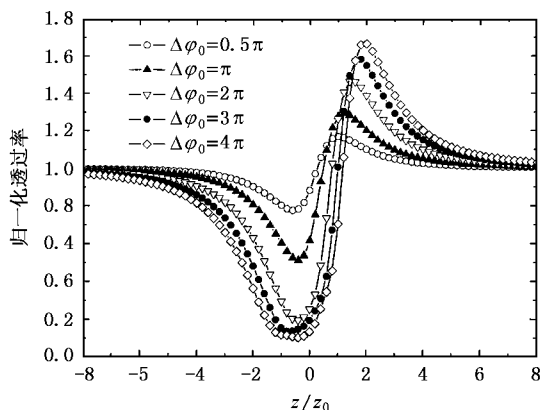


图 5 不同的非线性相移  $\Delta\varphi_0$  下由脉冲激光产生的 Z 扫描曲线 ( $\Delta\varphi_0$  分别为  $0.5\pi, \pi, 2\pi, 3\pi$  和  $4\pi$ )

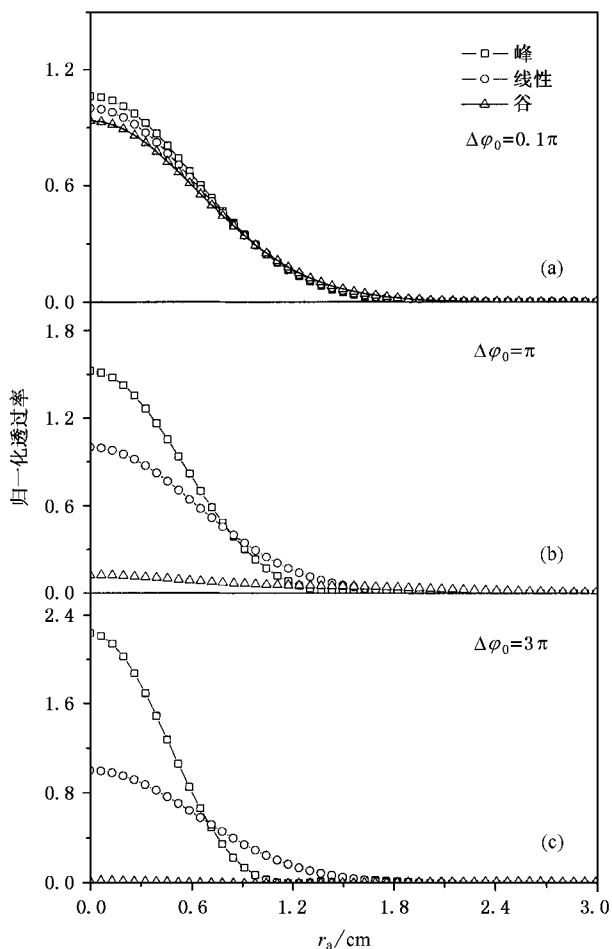


图 6 样品分别位于 Z 扫描曲线峰和谷的位置以及线性情况下光阑处归一化光强的径向分布曲线

### 3. 实验结果与分析

我们所用的 Z 扫描实验装置与文献 [2, 14] 的相同, 激光器、扫描移动装置、Boxcar 等都由计算机控制, 整个测量过程在计算机的控制下自动进行. 我们将从激光器出射的激光先经过小孔衍射, 在远场只取衍射光斑的最内环, 之后再经过空间滤波, 从而得到在时间包络和空间包络上完美的高斯光束. 聚焦

透镜的焦距  $f = 150\text{mm}$ , 光束的束腰半径  $w_0 = 20\mu\text{m}$ . 在探测器前加一个直径可以自由变化的限制光阑, 在限制光阑的后面用探测器  $D_2$  (Molelectron J3S-10) 测量透射激光的光强. 为了减少激光脉冲能量起伏的影响, 每一个测量点结果为入射能量波动低于 5% 的 50 个激光脉冲的测量结果的平均值. 实验所用的光源是 PY61 染料脉冲激光系统 (Continuum 公司), 输出波长为 532nm, 脉冲宽度为 30ps, 脉冲重复频率 10Hz.

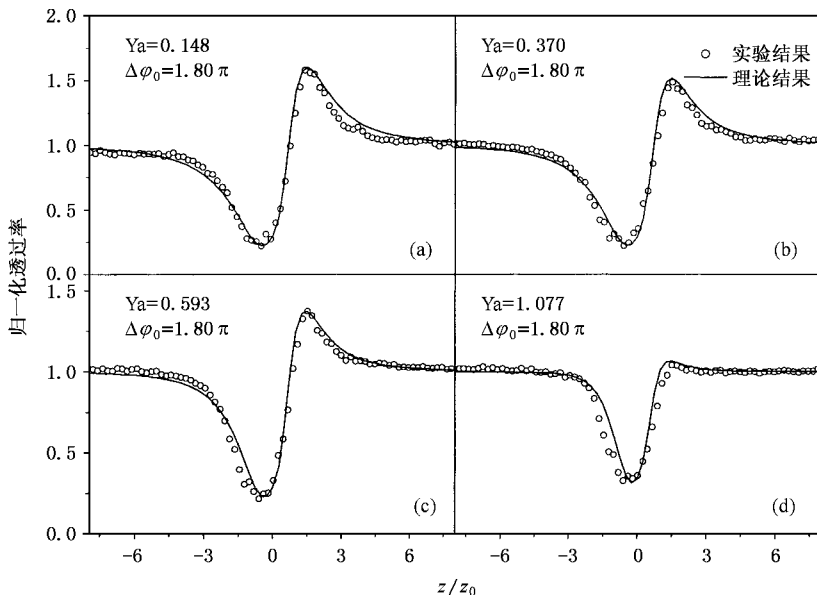


图 7 相同输出能量下不同  $Y_a$  的实验和理论拟合 Z 扫描曲线 (非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 1.80\pi$ ,  $Y_a$  分别为 0.148, 0.370, 0.593 和 1.077)

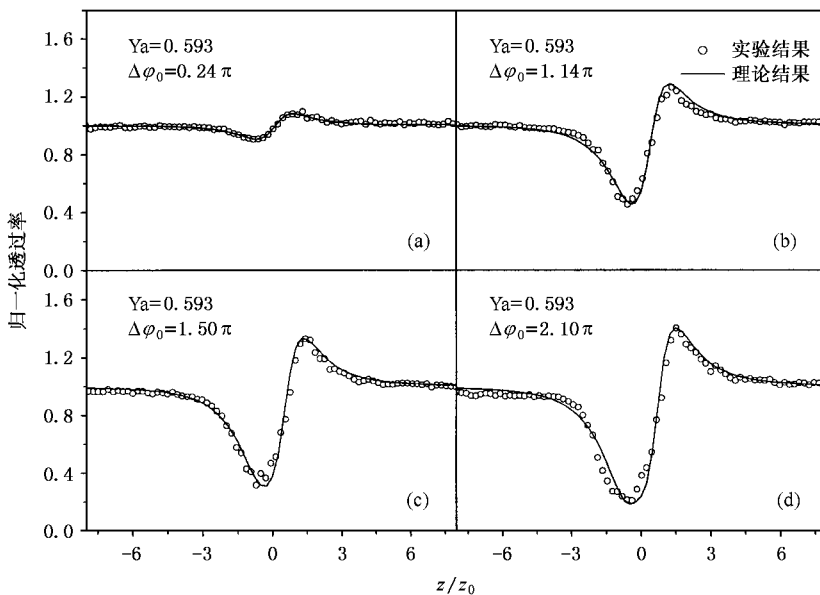


图 8 相同  $Y_a$  下不同输出能量的实验和理论拟合 Z 扫描曲线 (无量纲半径  $Y_a = 0.593$ , 非线性相移  $\Delta\varphi_0$  分别为  $0.24\pi$ ,  $1.14\pi$ ,  $1.50\pi$  和  $2.10\pi$ )

实验中,选择纯的二硫化碳作样品,因为二硫化碳有很强的光克尔效应,并且它常被用作确定三阶光学非线性系数大小的参考标准.二硫化碳样品在1mm厚的石英比色皿中,我们测量了相同输出能量下,光阑半径  $r_a$  分别为4mm,10mm,16mm和28mm的Z扫描曲线,还测量了光阑半径  $r_a = 16\text{mm}$  时,不同输出能量下的Z扫描曲线.图7给出了相同输出能量下不同  $Y_a$  的实验和理论拟合Z扫描曲线,非线性相移  $\Delta\varphi_0 = 1.80\pi$ ,  $Y_a$  分别为0.148,0.370,0.593和1.077.可以看出,在不同的  $Y_a$  下实验结果和数值计算结果符合得很好,随着  $Y_a$  的增大,Z扫描曲线的峰逐渐减小,并且在  $Y_a = 1.077$  时,实验和理论曲线的峰接近消失,如果继续增大  $Y_a$ ,Z扫描曲线的峰就会消失,这也与图4中理论曲线的变化趋势是一致的.文献[11]将这种现象归因于非线性吸收,而我们的研究表明,在大非线性相移下,必须考虑光阑孔径对非线性折射的影响,它可以造成Z扫描曲线的谷远大于峰,类似存在非线性吸收的情况.图8给出了相同  $Y_a$  下不同输出能量的实验和理论拟合Z扫描曲线,无量纲半径  $Y_a = 0.593$ ,非线性相

移  $\Delta\varphi_0$  分别为  $0.24\pi$ ,  $1.14\pi$ ,  $1.5\pi$  和  $2.10\pi$ .可以看出,在不同的非线性相移  $\Delta\varphi_0$  下实验结果和数值计算结果也符合得很好;随着非线性相移  $\Delta\varphi_0$  的增加,Z扫描曲线越来越不对称, $\Delta\varphi_0 = 2.10\pi$  时,曲线的谷已经趋于饱和,这也与图5中理论曲线的变化趋势是一致的.

## 4. 结 论

综上所述,我们用高斯分解法(GD)对由脉冲电场诱导的大非线性相移下的Z扫描进行了研究,证明了GD仍然可以用来分析大相移下的Z扫描理论,并对脉冲和连续两种不同入射激光下的大非线性相移Z扫描曲线的峰谷结构进行了比较.我们发现,在大非线性相移的情况下,Z扫描曲线的峰和谷随透过光阑或光强的变化表现出来某些新的特性.我们采用皮秒脉冲激光下的纯二硫化碳实验对理论分析加以验证,结果表明理论与实验结果是相一致的.

- [1] Sheik-Bahae M, Said A A, Vanstryland E W 1989 *Opt. Lett.* **14** 955
- [2] Sheik-Bahae M, Said A A, Wei T, Hagan D J, Vanstryland E W 1990 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 760
- [3] Fang G Y, Song Y L, Wang Y X *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1499 (in Chinese) 方光宇、宋瑛林、王玉晓等 2000 物理学报 **49** 1499]
- [4] Wang W T, Yang G, Chen Z H *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 1324
- [5] Lee S J, Lee Y L, Woo S Y, Hwang W, Lee J H, Kim J H, Kwak C H 2003 *Lasers and Electro-Optics.* **1** 246
- [6] Paz-Alonso M J, Michelin H, Bara S 2003 *J. Opt. Soc. Am B* **20** 2484
- [7] Chapple P B, Straromlynska J, Hermann J A, McKay T J, McDuff R G 1997 *J. Nonlin. Opt. Phys. Mat.* **6** 251
- [8] Weaire D, Wherrett B S, Miller D A B, Smith S D 1979 *Opt. Lett.* **4** 331
- [9] Ricardo Elgul Samad, Nilson Dias Vieira 1998 *J. Opt. Soc. Am B* **15** 2742
- [10] Gaskill J D 1978 *Linear System, Fourier Transforms, and Optics* (New York: Wiley)
- [11] Yao B, Ren L, Hou X 2003 *J. Opt. Soc. Am B* **20** 1290
- [12] Zang W P, Tian J G, Liu Z B *et al* 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 1451 (in Chinese) 臧维平、田建国、刘智波等 2003 光学学报 **23** 1451]
- [13] Sutherland R L 1996 *Handbook of Nonlinear Optics* (Marcel Dekker, New York) Chap. 7
- [14] Zhou W Y, Tian J G, Zang W P *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2623 (in Chinese) 周文远、田建国、臧维平等 2002 物理学报 **51** 2623]

# Study on Z-scan characteristics for large optical nonlinear phase shift<sup>\*</sup>

Chen Shu-Qi Liu Zhi-Bo Zang Wei-Ping Tian Jian-Guo<sup>†</sup>

Zhou Wen-Yuan Zhang Chun-Ping

(*Photonics Center, College of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

(Received 16 May 2005; revised manuscript received 31 July 2005)

## Abstract

Using Gaussian decomposition (GD) method, we studied the theory of Z-scan with large nonlinear phase shift induced by a pulsed laser. It has been verified that the GD method is still valid to deal with analysis of Z-scan measurements with large nonlinear phase shift. By comparing the peak-valley configuration of the Z-scan curves for large nonlinear phase shift induced by pulsed and CW laser, we found that some new peak-valley features of the Z-scan curves appear as the aperture size or light intensity increases in the case of large nonlinear phase shift. Meanwhile, we carried out the Z-scan experiments of pure CS<sub>2</sub> to confirm the results of numerical simulation in the case of large nonlinear phase shift induced by a picosecond pulsed laser. The experimental results agree well with the theoretical. Our results have some significance to the measurement of Z-scan with large nonlinear phase shift induced by a pulsed laser.

**Keywords** : large nonlinear phase shift, Gaussian decomposition method, Z-scan

**PACC** : 4265, 4265B, 0260

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60025512), the Natural Science Foundation of Tianjin (Grant No. 0436012 11), and the Innovation Foundation of Nankai University.

<sup>†</sup> E-mail : jjtian@nankai.edu.cn