

# 测量光折变非线性参量动态行为的一种新方法<sup>\*</sup>

刘思敏<sup>1)</sup> 赵红娥<sup>2)</sup> 郭 儒<sup>1)</sup> 汪大云<sup>1)</sup> 高垣梅<sup>1)</sup> 黄春福<sup>1)</sup> 陆 猗<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> 南开大学物理学院, 天津 300071)

<sup>2)</sup> 北京交通大学理学院, 北京 100044)

<sup>3)</sup> 天津理工大学自动化系, 天津 300191)

(2003 年 3 月 7 日收到, 2003 年 5 月 30 日收到修改稿)

在  $z$  扫描方法的基础上, 提出了一种测量光折变非线性参量动态行为的新方法——时间扫描方法. 理论和实验研究结果表明, 这种新方法是精确、可行的.

关键词: 时间扫描方法,  $z$  扫描方法, 非线性折射率, 非线性吸收

PACC: 0779, 4285F

## 1. 引 言

自从 1989 年由 Sheik-bahae 等人<sup>[1]</sup>提出了一种高灵敏度、单光束测量非线性介质的非线性系数的数值与符号的简单测量技术—— $z$  扫描方法以来, 它已被广泛用来测量各种非线性材料的非线性折射率  $\Delta n$  和非线性吸收  $\Delta\alpha$ . 这种方法可简单描述如下: 被测样品放置于聚焦高斯光束的光轴 ( $z$  轴) 上, 样品沿  $z$  轴在焦点附近移动, 探测器  $D_1$  测量入射功率, 在远场处分别放置带有小孔光阑的探测器  $D_2$  和开孔探测器  $D_3$ , 由  $D_2$  和  $D_3$  测得的透射率与样品位置的关系曲线 ( $z$  扫描曲线) 可分别求得样品的  $\Delta n$  和  $\Delta\alpha$ , 并能确定  $\Delta n$  的数值和符号及非线性吸收的类型. 虽然脉冲光源和连续光源在  $z$  扫描方法中都被采用, 但是我们在测量光折变非线性介质的非线性参量过程中, 发现该方法存在着一定的局限性.

1)  $z$  扫描方法比较适合于快速响应的材料和脉冲激光器作为光源的情况. 由于光折变材料具有慢响应的特点, 因此从辐照开始到达到稳定需要一定的时间, 而且这个时间是随入射光强  $I$  而改变的, 所以测量  $z$  扫描曲线时, 样品处于每个位置  $z$  达到稳定的时间是不同的, 因而这个时间的选取有很大的不准确性, 这会给测量带来误差.

2)  $z$  扫描曲线需要样品处于不同  $z$  处测得的不

同透射率值的多个数据得到. 由于样品生长和掺杂的不均匀性, 致使每次测量时由于辐照样品不同区域而引起误差.

3)  $z$  扫描曲线要求远场测量. 由于光折变效应, 光束在介质中会沿两个横向扩展或会聚, 致使远场测量中进入小孔探测器中的信号微弱, 信噪比大大降低.

为此, 我们认为有必要探讨一种更适合于测量光折变非线性参量的方法.

## 2. 测量原理与方法

我们在  $z$  扫描方法的基础上, 根据光折变非线性性的特点, 提出了一种新的测量方法——时间扫描方法. 实验装置如图 1 所示. 它类似于  $z$  扫描方法的实验装置, 主要区别在于  $D_2$  和  $D_3$  不是在远场处测量, 而是通过透镜  $L_2$  将光折变晶体输出面成像于  $D_2$  和  $D_3$  上.  $D_2$  为小孔光阑探测器, 它是测量由  $\Delta n$  引起的波前畸变的;  $D_3$  为开孔探测器, 它是测量非线性吸收的.  $D_2$  和  $D_3$  分别位于离分束器  $BS_2$  等光程处, 即同为晶体输出面的放大像的像面处. 探测器  $D_1$  则是为了监测入射光的功率.

时间扫描方法的基本原理如下:

众所周知, 光折变介质中辐照区内的折射率会由于光折变效应而发生变化, 它等效于一个光感应透镜, 在自聚焦介质 ( $\Delta n > 0$ ) 中, 它是正透镜, 在自

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 60078013, 60278006, 60378013) 资助的课题.

散焦介质 ( $\Delta n < 0$ ) 中它是负透镜. 如果介质具有一定厚度, 它们使在介质中传输光束的波前位相发生变化, 这种位相变化是随传播距离而逐渐累积的过程, 从而引起介质输出面处光斑尺寸的变化. 因为光折变介质是慢响应的非线性介质, 因而光折变效应从辐照开始到达到饱和需要一个时间过程, 这就为通过介质输出面处像尺寸的变化过程来测量其辐照区内折射率变化的过程提供了可能性. 显然, 自聚焦光折变非线性会使介质输出面处光斑尺寸随辐照时间而减小, 自散焦光折变非线性则会使该光斑尺寸随辐照时间而增大. 如果探测器  $D_2$  前面的小孔光阑孔径  $S_0$  足够小 (对于自散焦介质,  $S_0$  应小于或等于辐照开始 ( $t = 0$ ) 时输出光斑像的尺寸; 对于自聚焦介质,  $S_0$  应小于或等于光折变达到饱和时输出光斑像的尺寸), 通过小孔探测器  $D_2$  就能够测得由于介质非线性引起的输出光斑尺寸的变化, 从而求得辐照区中折射率的变化. 测量的灵敏度依赖于小孔探测器  $D_2$  上输出光斑像相对于非线性介质输出面处的光斑像的放大倍数, 即  $D_2$  上的光斑像越大,  $\Delta n$  的测量灵敏度越高.

传播在任何介质 (包括真空) 中的细光束都存在着衍射效应. 在自散焦介质中, 衍射使介质中传播的光束展宽, 非线性也使光束变宽, 因此介质输出面处光斑尺寸相对于输入面处光斑尺寸的增大应当是衍射效应与自散焦非线性光学效应的共同贡献. 但是衍射效应是一种线性光学效应, 它在辐照开始 ( $t = 0$ ) 时已经存在, 因此很容易通过输出光斑像尺寸随时间变化将两种效应分离. 在自聚焦介质中, 衍射使介质中传播的光束展宽, 而非线性则使光束变窄, 因而输出光斑尺寸相对于输入光斑尺寸的变化应当是非线性与衍射相减的结果. 当二者完全平衡时就会在介质中形成亮空间孤子, 即光束以不变的尺寸和形状在介质中传播. 因此, 这种成像方法也是判断光

折变空间孤子是否形成的一种常用方法<sup>[2-5]</sup>. 如果探测器  $D_2$  为开孔探测器, 在辐照时间  $t = t_1$  时,  $D_2$  上的输出光斑像面积为  $S_1$ ;  $t = t_2$  时, 该像面积为  $S_2$ . 假设我们先不考虑吸收和光损耗的影响, 则它们有同样的输入与输出功率, 即  $P_{10} = P_{20} = P_0$ . 由于输出光斑像面积的变化, 在探测器  $D_2$  上测得  $t_1$  与  $t_2$  时刻的输出光强比为

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{P_0/S_2}{P_0/S_1} = \frac{S_1}{S_2}, \quad (1)$$

但是在本实验方法中, 小孔探测器  $D_2$  的小孔光阑面积始终不变,  $S = S_0$  ( $S_0 < S_1, S_2$ ) 则在  $t_1$  和  $t_2$  时刻由探测器  $D_2$  测得的功率分别为  $P_1 = I_1 S_0$  和  $P_2 = I_2 S_0$ , 因此

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{I_2}{I_1}, \quad (2)$$

所以, 由小孔探测器  $D_2$  测得的功率随时间的变化, 直接反映了由于光折变效应引起输出光斑尺寸变化所对应的输出光强随时间的变化. 但是, 如果介质的吸收系数和光感应光散射同时也发生变化, 它们也会引起小孔探测器测得的功率发生变化. 所以说, 小孔探测器测得的功率变化应当是  $\Delta n$  与  $\Delta \alpha$  随时间变化的共同贡献. 因而必须进一步考虑介质的吸收系数及光感应散射随时间的变化, 才可能将  $\Delta n$  与  $\Delta \alpha$  随时间的变化相分离.

为此, 还必须由开孔探测器  $D_3$  同时测量吸收系数的变化与光感应光散射随辐照时间的变化. 开孔探测器是指在探测器上的光阑孔径足以让发散后的全部出射光束进入探测器, 因而它不会受到光折变对透射波前变化的影响. 但是, 由于扇形散射光属于空间频谱的高频成分, 透镜  $L_2$  的镜框实际上起到了高频滤波器的作用, 因而扇形散射光不能由透镜  $L_2$  成像到开孔探测器  $D_3$  上. 因此开孔探测器  $D_3$

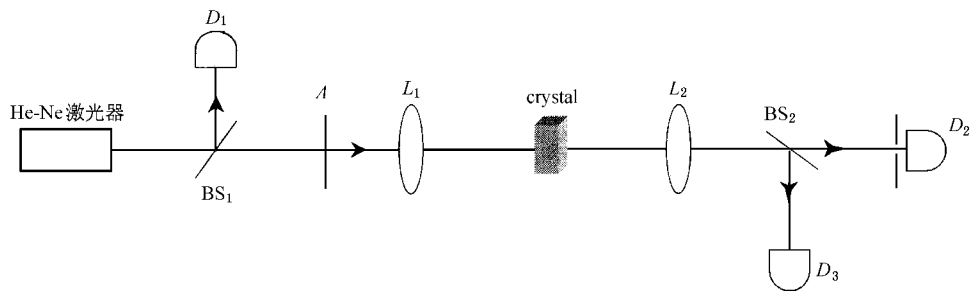


图 1 实验装置图 (A 为可变衰减器; BS 为分束器; L 为透镜; crystal 为光折变晶体;  $D_1, D_3$  为开孔探测器;  $D_2$  为小孔探测器)

测得的功率变化包含了非线性吸收和光感应散射共同引起的光能损耗,我们称之为等效非线性系数  $\Delta\alpha$  的贡献.

这样  $\Delta n$  单独对小孔探测器  $D_2$  测得功率的影响应当是  $D_2$  测得的功率除以同一时刻  $D_3$  测得功率的归一化透射率  $\mathcal{T}(D_2/D_3)$ .

### 3. 数据处理公式的推导

下面我们考虑如何由实验测得的归一化透射率  $\mathcal{T}(=D_2/D_3)$  来计算光致折射率变化  $\Delta n$ .

忽略吸收,非线性介质输出面的波函数为<sup>[6]</sup>

$$\begin{aligned}\psi_{\text{out}} &= \psi_{\text{in}} e^{-i\Phi \cdot L} = \psi_{\text{in}} e^{-i(\Phi_0 + \Delta\Phi)L} = \psi_{\text{in}} e^{-ik_0(n_0 + \Delta n)L} \\ &= \psi_{\text{in}} e^{-ik_0 n_0 L} e^{-ik_0 \Delta n L},\end{aligned}\quad (3)$$

其中  $\Phi_0 = k_0 n_0$ ,  $\Delta\Phi = k_0 \Delta n$ ,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ . 因此,当高斯光束通过介质时,可以将厚度为  $L$  的非线性介质看成一个折射率为  $n_0$ 、厚度为  $L$  的均匀折射率平板加上一个薄透镜. 已知一个薄透镜的位相变换函数为<sup>[6]</sup>

$$i(x, y) = e^{-ik_0 n_0 \frac{x^2 + y^2}{2f}}, \quad (4)$$

其中  $f$  为该透镜的焦距,  $x^2 + y^2 = r^2$ ,  $r$  为径向坐标. 将(3)式与(4)式对照,得到

$$\Delta n L = n_0 \frac{x^2 + y^2}{2f}. \quad (5)$$

下面利用  $q$  变换方法求得类透镜焦距  $f$ . 在傍轴近似下,该入射光的  $q$  因子为  $q_{\text{in}}$ , 出射光的  $q$  因子为  $q_{\text{out}}$ , 则

$$q_{\text{out}} = \frac{Aq_{\text{in}} + B}{Cq_{\text{in}} + D}. \quad (6)$$

设入射光依次通过折射率为  $n_0$  的平行平板和焦距为  $f$  的薄透镜

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L/n_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - L/n_0 f & L/n_0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式,得到

$$q_{\text{out}} = \frac{\left(1 - \frac{L}{n_0 f}\right)q_{\text{in}} + \frac{L}{n_0}}{-\frac{q_{\text{in}}}{f} + 1} = \frac{\left(1 - \frac{L}{n_0 f}\right) + \frac{L}{n_0} \cdot \left(\frac{1}{q_{\text{in}}}\right)}{\frac{1}{q_{\text{in}}} - \frac{1}{f}}. \quad (8)$$

已知高斯光束的复波函数可以表示为<sup>[7]</sup>

$$\frac{1}{q_{\text{in}}} = \frac{1}{R_{\text{in}}} - i \left( \frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_{\text{in}}^2} \right), \quad (9)$$

其中  $R_{\text{in}}$  和  $\omega_{\text{in}}$  分别为入射波的曲率半径的束腰半径. 将(9)式代入(8)式,得到

$$\begin{aligned}q_{\text{out}} &= \frac{\left(1 - \frac{L}{n_0 f}\right) + \frac{L}{n_0} \left(\frac{1}{R_{\text{in}}} - i \frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_{\text{in}}^2}\right)}{\frac{1}{R_{\text{in}}} - i \left(\frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_{\text{in}}^2}\right) - \frac{1}{f}}, \quad (10) \\ \frac{1}{q_{\text{out}}} &= \frac{\left(\frac{1}{R_{\text{in}}} - \frac{1}{f}\right) \left(1 - \frac{L}{n_0 f} + \frac{L}{n_0 R_{\text{in}}}\right) + \frac{L}{n_0} \left(\frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_{\text{in}}^2}\right)^2 - i \frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_{\text{in}}^2}}{\left(1 - \frac{L}{n_0 f} + \frac{L}{n_0 R_{\text{in}}}\right)^2 + \left(\frac{L}{n_0} \cdot \frac{\lambda_0}{\pi \omega_{\text{in}}^2}\right)^2}.\end{aligned}\quad (11)$$

因为输出光束近似为高斯光束

$$\frac{1}{q_{\text{out}}} = \frac{1}{R_{\text{out}}} - i \frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_{\text{out}}^2}. \quad (12)$$

上二式的虚部相等,即

$$\frac{1}{\omega_{\text{out}}^2} = \frac{\frac{1}{\omega_{\text{in}}^2}}{\left(1 - \frac{L}{n_0 f} + \frac{L}{n_0 R_{\text{in}}}\right)^2 + \left(\frac{L}{n_0} \cdot \frac{\lambda_0}{\pi \omega_{\text{in}}^2}\right)^2}. \quad (13)$$

在我们的实验条件下,上式等号右端分母中的第2项趋于零,所以

$$\frac{\omega_{\text{out}}^2}{\omega_{\text{in}}^2} = \left(1 - \frac{L}{n_0 f} + \frac{L}{n_0 R_{\text{in}}}\right)^2. \quad (14)$$

如果样品位于焦点附近,则  $R_{\text{in}} \rightarrow \infty$ ,

$$\frac{\omega_{\text{out}}^2}{\omega_{\text{in}}^2} \approx \left(1 - \frac{L}{n_0 f}\right)^2. \quad (15)$$

考虑到光折变效应的各向异性,出射光斑不是圆形而是椭圆形,即沿  $c$  轴方向拉长,所以用  $S_{\text{out}}$  代替  $\pi \omega_{\text{out}}^2$ , 得到

$$\frac{S_{\text{out}}}{S_{\text{in}}} \approx \left(1 - \frac{L}{n_0 f}\right)^2, \quad (16)$$

即

$$\frac{L}{n_0 f} \approx 1 - \left(\frac{S_{\text{out}}}{S_{\text{in}}}\right)^{1/2}, \quad (17)$$

$$\frac{1}{f} \approx \frac{n_0}{L} \left(1 - \left(\frac{S_{\text{out}}}{S_{\text{in}}}\right)^{1/2}\right). \quad (18)$$

将(18)式代入(5)式,得

$$\Delta n = \frac{n_0}{L} \frac{x^2 + y^2}{2f} = \frac{n_0^2 L_0^2}{2L^2} \left[1 - \left(\frac{S_{\text{out}}}{S_{\text{in}}}\right)^{1/2}\right]. \quad (19)$$

因为入射功率不变时,在小孔探测器  $D_2$  上测得的透射率

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{S_1}{S_2} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (20)$$

故由  $D_2/D_1$  的归一化透射率  $T$  求  $\Delta n$  的表达式为

$$\Delta n = \frac{n_0^2 r_0^2}{2L^2} \left[ 1 - \left( \frac{T_1}{T_2} \right)^{1/2} \right], \quad (21)$$

其中  $r_0^2 = x^2 + y^2 = \omega^2(z) = \omega_0^2 \left( 1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right)$  为入射光束的光斑尺寸,  $z$  为晶体入射面离透镜  $L_1$  的焦平面距离,  $\omega_0$  和  $z_0$  分别是入射光束的束腰半径和束腰长度,  $L$  为样品的通光长度. 由(21)式可以看到, 当  $(T_1/T_2) > 1$  时,  $\Delta n < 0$ ; 当  $(T_1/T_2) < 1$  时,  $\Delta n > 0$ .  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  为自散焦介质, 由时间扫描方法测得, 在辐照初期, 透射率  $T$  随辐照时间而迅速下降, 所以,  $\Delta n < 0$ , 但当  $T$  达到最小值后又随辐照时间缓慢上升, 甚至能使  $T_2 > T_1$ , 因而  $\Delta n > 0$ , 称之为从自散焦到自聚焦的动态转换过程<sup>[8]</sup>, 其物理机理正在探讨中<sup>[9]</sup>.

当晶体入射面处的入射光强为  $I$  时, 由开孔探测器测得的透射光强为  $I_{out}$ , 则等效非线性吸收系数

$$\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{I_{out}/I}{I/I_{10}} \right], \quad (22)$$

这里,  $d$  为样品的通光长度,  $I_1/I_{10}$  为弱光下的样品透射率.

这种方法的优点是: 它只需将样品放在焦点前或焦点后的一个位置, 辐照样品一次即可完成, 这就克服了在  $z$  扫描方法中由于不同光强下的不同的响应时间以及样品生长和掺杂不均匀性给测量带来的误差.

### 4. 实验结果

使用这种方法, 我们对  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (1# 样品) 和  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Ti}$  (2# 样品) (厚度均为 3mm), 分别测得了小孔探测器  $D_2$  和开孔探测器  $D_3$  的透射率与辐照时间的关系曲线如图 2(a) 和 (b) 所示. 为了排除  $\Delta\alpha$  对  $\Delta n$  的影响, 用小孔探测器的透射率  $D_2/D_1$  除以开孔探测器的透射率  $D_3/D_1$  得到归一化的透射率  $T$  与辐照时间的关系曲线如图 3(a) 和 (b) 所示. 将图 3 的数据代入 (21) 式得到  $\Delta n$  随辐照时间变化的关系曲线如图 4(a) 和 (b) 所示. 图 5(a) 是将开孔探测器  $D_3$  测得的透射率 ( $I_{out}/I$ ) 和线性透射率  $I_1/I_{10}$  代入 (22) 式得到的. 根据图 4 的测量结果, 我们发现了在掺杂  $\text{LiNbO}_3$  晶体中存在着从自散焦到自聚

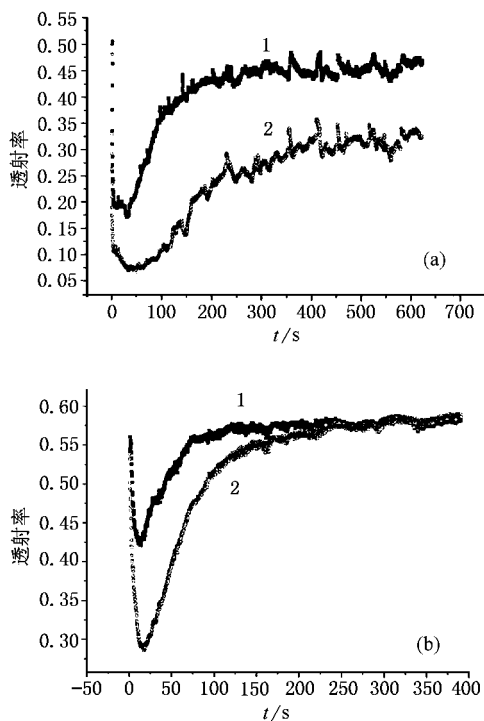


图 2 小孔探测器  $D_2$  和开孔探测器  $D_3$  的透射率随辐照时间的变化关系 (a) 1# 样品 (b) 2# 样品 (曲线 1 为开孔, 2 为小孔)

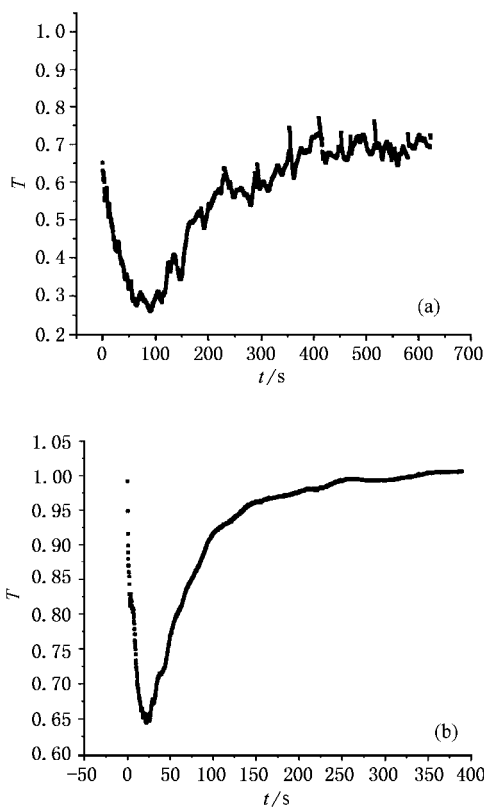


图 3 归一化透射率  $T$  随时间的变化关系 (a) 1# 样品 (b) 2# 样品

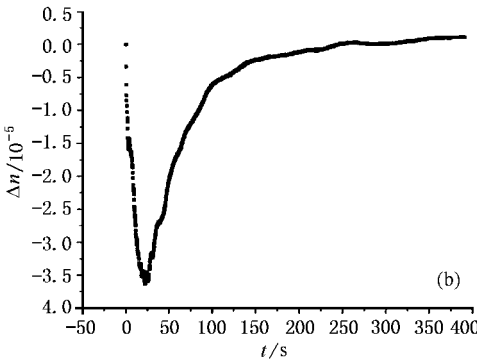
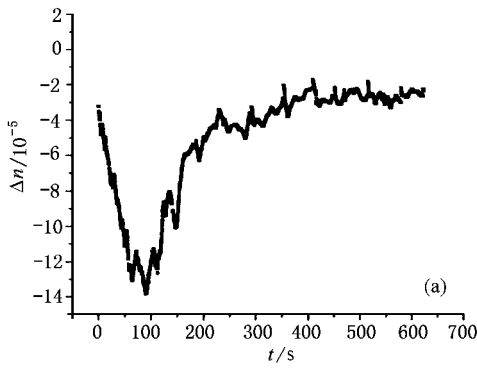


图 4 折射率改变  $\Delta n$  随时间的变化关系 (a) 1# 样品; (b) 2# 样品

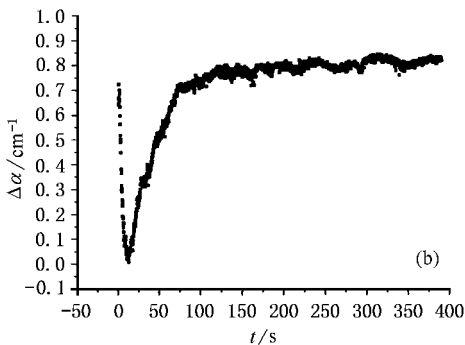
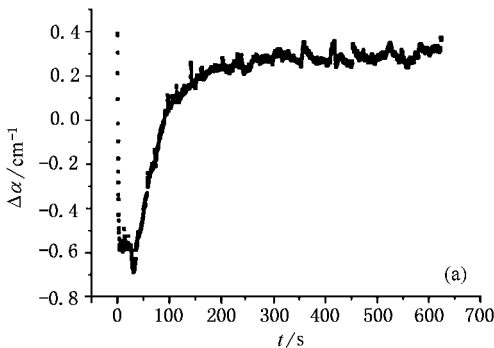


图 5 等效非线性吸收系数  $\Delta\alpha$  随时间的变化关系 (a) 1# 样品 (b) 2# 样品

焦的动态转换过程<sup>[8-10]</sup>,从图 5(b) LiNbO<sub>3</sub>:Fe:Tb 样品的  $\Delta\alpha-t$  曲线中稳态吸收系数  $\alpha$  小于线性吸收系数  $\alpha_0$  ( $\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha$ ) 的实验结果,我们发现了该晶体存在着光致漂白效应<sup>[11]</sup>,二波耦合中弱光放大是瞬态能量转移与扩散机制的共同贡献<sup>[12]</sup>.

### 5. 实验方法的验证

为了验证这种实验方法,我们进行了以下的实验:

#### 5.1. 成像方法与远场衍射方法中小孔探测器测量结果的比较

为了比较我们在本文提出的将输出面成像在小孔探测器上的测量结果与  $z$  扫描方法中测量  $\Delta n$  使用的远场衍射小孔探测器方法的测量结果,我们在同样的实验条件用不同的探测方法测量了 2# 样品的透射率  $T$  随辐照时间的变化曲线,如图 6(a)(b) 所示.实验结果表明,成像方法探测灵敏度和信噪比都要优于远场衍射方法.

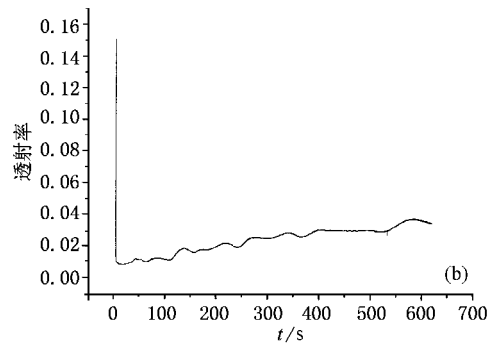
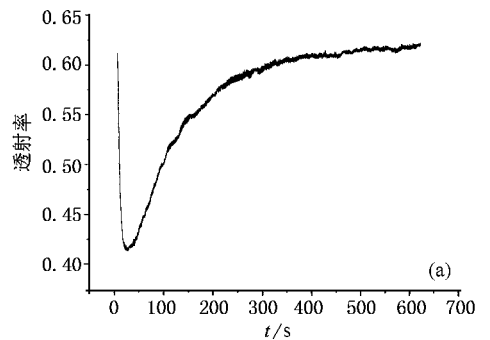


图 6 由小孔探测器测得的 2# 样品的透射率随时间的变化曲线 (a) 成像方法 (b) 远场衍射方法

#### 5.2. 不同光阑测量结果的比较

考虑到由于光折变效应的各向异性使晶体出射

的光束不是圆对称的,而是成椭圆形,我们采用不同形状的光阑——小孔光阑和狭缝,并分别对狭缝垂直于晶体光轴  $c$  和平行于光轴  $c$  的不同情况进行了观测,结果如图 7 所示.图中曲线 1、2 和 3 分别是探测器  $D_2$  前用平行于晶体光轴  $c$  的狭缝光阑 ( $Y$  slit)、垂直于晶体光轴  $c$  的狭缝光阑 ( $X$  slit) 以及用小孔光阑测量得到的  $\Delta n$  随时间变化的动态行为.可见三种情况下虽然测得的曲线形状相似,但是测得的  $\Delta n$  的幅值不同.小孔光阑测得的  $|\Delta n|$  值最大,垂直于晶体光轴的狭缝测得的  $|\Delta n|$  值较狭缝平行于晶体光轴时的测量值大.这是由于小孔光阑测得的  $\Delta n$  包括了与晶体光轴  $c$  垂直和与晶体光轴  $c$  平行的两个方向的折射率变化,而狭缝光阑测得的只是折射率沿狭缝方向的变化,特别是当狭缝平行于  $c$  轴方向时,由于扇形散射光主要是沿  $c$  轴方向,扇形散射光进入探测器,致使测量的折射率变化小于实际值,降低了测量精度.通过上述结果的比

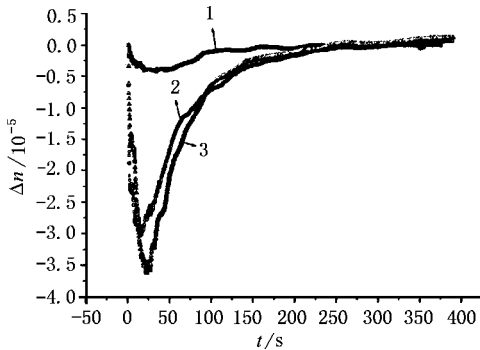


图 7 2# 样品中用不同光阑测得的折射率变化  $\Delta n$  随时间的变化关系

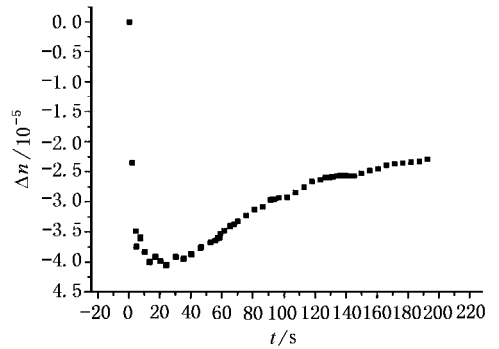


图 8 2# 样品中由二波耦合衍射效率得到的折射率变化  $\Delta n$  随时间的变化关系

较,可见采用小孔光阑探测器进行测量的结果更精确些.

### 5.3. 由二波耦合衍射效率测量结果计算折射率变化 $\Delta n$ 的变化关系

根据二波耦合中衍射效率与折射率变化  $\Delta n$  的关系  $\eta = \exp\left(-\frac{al}{\cos\theta}\right) \sin^2(\pi l \Delta n / (\lambda \cos\theta))$ , 采用传统的二波耦合实验装置测量了衍射效率随时间的变化,并通过该关系式计算得到折射率的动态变化  $\Delta n$  与时间的变化曲线如图 8 所示,  $\Delta n-t$  的变化趋势及  $|\Delta n|$  的最大值与用我们提出的新方法测量的结果基本一致(见图 4(b)).但由于二波耦合时两束入射光的光强和远弱于图 2 至图 4 测量时的入射光强,因而图 4 所示的从自散焦到自聚焦的动态转换过程在这里表现得不够明显.由以上两个实验结果说明了我们所提出的新测量方法是精确、可行的.

- [1] Sheik-bahae M et al 1989 *Opt. Lett.* **14**(17) 955  
 Fei H S 1994 *Physics* **23** 178 (in Chinese) [费浩生 1994 物理 **23** 178]  
 [2] Duree G C et al 1993 *Phys. Rev. Lett.* **7** 533  
 [3] Mitchell M and Segev M 1997 *Nature* **387** 880  
 [4] Carmon T et al 2000 *Opt. Lett.* **25** 1113  
 [5] Lu Y et al 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 1300 [陆 琦等 2002 物理学报 **51** 1300]  
 [6] Zhao K H et al 1982 *Optics* (Beijing: Peking University Press) (in Chinese) [赵凯华等 1982 光学(下册) [北京大学出版社]]  
 [7] Saleh B E A and Teich M C 1991 *Fundamentals of photonics* (John

Wiley and sons Inc)

- [8] Ying J et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 483 (in Chinese) [江 瑛等 2001 物理学报 **50** 483]  
 [9] Liu S M et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2761 (in Chinese) [刘思敏等 2002 物理学报 **51** 2761]  
 [10] Wang D Y et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 395 (in Chinese) [汪大云等 2003 物理学报 **52** 395]  
 [11] Zhao H E et al 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 1176 (in Chinese) [赵红娥等 2003 光学学报 **23** 1176]  
 [12] Zhao H E et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2781 (in Chinese) [赵红娥等 2003 物理学报 **52** 2781]

# A new method for measuring the dynamic behavior of the photorefractive nonlinear parameter<sup>\*</sup>

Liu Si-Min<sup>1)</sup> Zhao Hong-E<sup>2)</sup> Guo Ru<sup>1)</sup> Wang Da-Yun<sup>1)</sup> Gao Yuan-Mei<sup>1)</sup> Huang Chun-Fu<sup>1)</sup> Lu Yi<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>( Department of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China )

<sup>2)</sup>( Department of Physics , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China )

<sup>3)</sup>( Department of Automatic Engineering , Tianjin Institute of Technology , Tianjin 300191 , China )

( Received 7 March 2003 ; revised manuscript received 30 May 2003 )

## Abstract

Based on the  $z$ -scan method , we present a new method , the time-scan method , to measure the dynamic behavior of the photorefractive nonlinear parameter. We prove theoretically and experimentally that the new method is precise and feasible.

**Keywords :** time-scan method ,  $z$ -scan method , nonlinear refractive index , nonlinear absorption

**PACC :** 0779 , 4285F

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos : 60078013 , 60278006 , 60378013 ).