

文章编号: 1000-5013( 2009) 02-0135-04

# 各向异性高斯-谢尔模型光束的 Z 扫描实验

开红群, 刘永欣, 蒲继雄

( 华侨大学 信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021 )

摘要: 根据各向异性高斯-谢尔模型光束在空间的传输公式, 推导出小孔处的光强表达式, 并依据此公式对实验进行数值模拟. 结果表明,  $x$  和  $y$  方向的相干度变化, 以及光束偏心率的大小都直接影响着归一化曲线的峰-谷间差值  $\Delta T_{p-v}$  的大小. 在一定偏心率下,  $\Delta T_{p-v}$  随着相干度的增大而增大; 而在相同相干度下, 偏心率的增大导致  $\Delta T_{p-v}$  的减小.

关键词: 各向异性; 高斯-谢尔模型光束; 部分相干光; Z 扫描; 相干度

中图分类号: O 436

文献标识码: A

Z 扫描<sup>[1]</sup>的原理是建立于光束空间畸变原理基础之上, 即通过在开孔和闭孔条件下得到的归一化透过率曲线, 计算出这种材料相应的非线性吸收系数和折射系数. 相对于以往的非线性干涉法、四波混频等测量方法, 它更方便、更灵敏, 已经成为测量各种材料非线性系数的常用的和简便的一种方法. 迄今为止, Z 扫描已被广泛地应用于测量有机光学材料、染料等物质的相关系数<sup>[2-5]</sup>. 为了提高 Z 扫描技术的灵敏度, 研究者提出了很多不同的实验方法, 如双色 Z 扫描、反射式 Z 扫描、遮挡 Z 扫描等<sup>[6]</sup>, 但这些方法都是针对激光光束是圆形时的情况. 近年来, 对椭圆形高斯光束 Z 扫描的研究取得了一定成果<sup>[7-9]</sup>. 多横模激光光束可以看成部分相干光, 并且在一定条件下可以认为是高斯-谢尔模型光束<sup>[10]</sup>. 目前, 有关部分相干光的 Z 扫描方面的文章还未见报道. 本文研究各向异性高斯-谢尔模型光束的 Z 扫描, 详细分析了光束相干度和偏心率对 Z 扫描归一化曲线的影响.

## 1 理论分析

图 1 为 Z 扫描实验示意图. BS 为分束器,  $L_1$  为聚焦透镜, S 为非线性介质, A 为小孔,  $D_1$  和  $D_2$  为探测器. 设各向异性高斯-谢尔模型光束沿  $z$  的正方向传输, 其在薄非线性介质入射表面处的交叉谱密度<sup>[11]</sup>可表示为

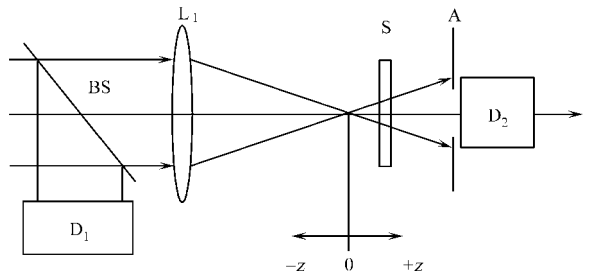


图 1 Z 扫描实验示意图

Fig. 1 The schematic diagram of Z- scan

$$W(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = I_0 \frac{w_{0x} w_{0y}}{w_x(z) w_y(z)} \exp \left[ - \frac{x_1^2 + x_2^2}{w_x(z)^2} - \frac{y_1^2 + y_2^2}{w_y(z)^2} \right] \cdot \exp \left[ - \frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma_x(z)^2} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{2\sigma_y(z)^2} \right] \exp \left[ - \frac{ik(x_1^2 - x_2^2)}{R_x(z)} - \frac{ik(y_1^2 - y_2^2)}{R_y(z)} \right], \quad (1)$$

$$w_{x,y}(z) = w_{0x,0y} \left[ 1 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_{0x,0y}^2} \right)^2 \left( \frac{1}{w_{0x,0y}^2} + \frac{1}{\sigma_{0x,0y}^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\sigma_{x,y}(z) = \sigma_{0x,0y} \left[ 1 + \left( \frac{\lambda}{\pi \sigma_{0x,0y}^2} \right)^2 \left( \frac{1}{w_{0x,0y}^2} + \frac{1}{\sigma_{0x,0y}^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

收稿日期: 2008-06-19

通信作者: 蒲继雄( 1962- ), 男, 教授, 主要从事光学与光电子的研究. E-mail: jixiong@hqu.edu.cn.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目( 60477041); 福建省科技计划重点项目( 2007H0027)

© 1994-2012 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$R_{x,y}(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_{0x,0y}}{\lambda z} \right)^2 \left( \frac{1}{w_{0x,0y}^2} + \frac{1}{\alpha_{0x,0y}^2} \right) \right]^{-1}. \tag{4}$$

式(1)~(4)中,  $w_{0x}$  和  $w_{0y}$  分别为  $x$  和  $y$  方向的束腰宽度,  $w_{x,y}(z)$ ,  $\alpha_{x,y}(z)$ ,  $R_{x,y}(z)$  分别为  $z$  距离处的光束半径、相关长度和波前曲率半径.

各向异性高斯-谢尔光束穿过薄非线性介质后, 相位发生变化, 其出射面上的光束的交叉谱密度为

$$W_e(x_1, y_1, x_2, y_2, z) = W(x_1, y_1, x_2, y_2, z) \exp(-\alpha L) \times \exp[-i\Delta\Phi_0(z, x_1)] \exp[i\Delta\Phi_0(z, x_2)] \cdot \exp[-i\Delta\Phi_0(z, y_1)] \exp[i\Delta\Phi_0(z, y_2)]. \tag{5}$$

式(5)中,  $\alpha$  为非线性介质的线性吸收系数,  $L$  为薄介质的厚度. 则有

$$\left. \begin{aligned} \Delta\Phi_0(z, x_i) &= \Delta\Phi_0(z) \exp\left[-\frac{2x_i^2}{w_x^2(z)}\right], & \Delta\Phi_0(z, y_i) &= \Delta\Phi_0(z) \exp\left[-\frac{2y_i^2}{w_y^2(z)}\right], & i &= 1, 2, \\ \Delta\Phi_0(z) &= \Delta\Phi_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_{0x}^2} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{w_{0x}^2} + \frac{1}{\alpha_{0x}^2} \right) \right]^{1/2} \left[ 1 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_{0y}^2} \right)^2 \left( \frac{1}{w_{0y}^2} + \frac{1}{\alpha_{0y}^2} \right) \right]^{1/2}. \end{aligned} \right\} \tag{6}$$

式(6)中,  $\Delta\Phi_0$  并不一定是轴上焦点处相移. 因为  $x$  与  $y$  方向的光束并不一定聚焦于  $z$  轴上的同一点,  $\Delta\Phi_0$  为附加相移. 式(5)中的非线性相移项可展开为泰勒基数项<sup>[12]</sup>, 即

$$\left. \begin{aligned} \exp[-i\Delta\Phi_0(z, x_1)] &= \sum_{m_1=0}^{\infty} \frac{[-i\Delta\Phi_0(z, x_1)]^{m_1}}{m_1!} \exp\left[-\frac{2m_1x_1^2}{w_x^2(z)}\right], \\ \exp[i\Delta\Phi_0(z, x_2)] &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\Phi_0(z, x_2)]^{n_1}}{n_1!} \exp\left[-\frac{2n_1x_2^2}{w_x^2(z)}\right], \\ \exp[-i\Delta\Phi_0(z, y_1)] &= \sum_{m_2=0}^{\infty} \frac{[-i\Delta\Phi_0(z, y_1)]^{m_2}}{m_2!} \exp\left[-\frac{2m_2y_1^2}{w_y^2(z)}\right], \\ \exp[i\Delta\Phi_0(z, y_2)] &= \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\Phi_0(z, y_2)]^{n_2}}{n_2!} \exp\left[-\frac{2n_2y_2^2}{w_y^2(z)}\right]. \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

综合式(7), 可以得到在非非线性介质出射面的交叉谱密度为

$$\begin{aligned} W_e(x_1, y_1, x_2, y_2, z) &= I_0 \frac{w_{0x}w_{0y}}{w_x(z)w_y(z)} \exp(-\alpha L) \sum_{m_1=0}^{\infty} \sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\Phi_0(z)]^{m_1} [-i\Delta\Phi_0(z)]^{n_1}}{m_1!n_1!} \cdot \\ &\exp\left[-\frac{(2m_1+1)x_1^2 + (2n_1+1)x_2^2}{w_x^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(x_1-x_2)^2}{2\alpha_x^2(z)}\right] \exp\left[-ik\frac{x_1^2-x_2^2}{2R_x(z)}\right] \times \\ &\sum_{m_2=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\Phi_0(z)]^{m_2} [-i\Delta\Phi_0(z)]^{n_2}}{m_2!n_2!} \exp\left[-\frac{(2m_2+1)y_1^2 + (2n_2+1)y_2^2}{w_y^2(z)}\right] \times \\ &\exp\left[-\frac{(y_1-y_2)^2}{2\alpha_y^2(z)}\right] \exp\left[-ik\frac{y_1^2-y_2^2}{2R_y(z)}\right]. \end{aligned} \tag{8}$$

由式(8)可见, 出射面的光束可以看成是无数各项异性高斯-谢尔光束的合成. 这样, 每一束出射光束在自由空间中传输距离  $d$  到达小孔, 根据式(8)和光束在自由空间中传输的公式, 可得到小孔处的交叉谱密度. 令  $x_1 = x_2 = x$ ,  $y_1 = y_2 = y$ , 则小孔处的光强表达式为

$$\left. \begin{aligned} I_f(z, x, y) &= \left[ \frac{k}{2(d-z)} \right]^2 I_0 \frac{w_{0x}w_{0y}}{w_x(z)w_y(z)} \exp(-\alpha L) \\ &\sum_{m_1=0}^{\infty} \sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\Phi_0(z)]^{m_1} [-i\Delta\Phi_0(z)]^{n_1}}{\sqrt{a_1b_1 - c_1^2} m_1!n_1!} \exp\left[-\frac{k^2(a_1+b_1-2c_1)}{4(d-z)^2(a_1b_1 - c_1^2)} x^2\right] \\ &\sum_{m_2=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\Phi_0(z)]^{m_2} [-i\Delta\Phi_0(z)]^{n_2}}{\sqrt{a_2b_2 - c_2^2} m_2!n_2!} \exp\left[-\frac{k^2(a_2+b_2-2c_2)}{4(d-z)^2(a_2b_2 - c_2^2)} y^2\right], \\ a_{1,2} &= \frac{2m_{1,2}+1}{w_{x,y}^2(z)} + \frac{1}{2\alpha_{x,y}^2(z)} + \frac{ik}{2R_{x,y}^2(z)} + \frac{ik}{2(d-z)}, \\ b_{1,2} &= \frac{2n_{1,2}+1}{w_{x,y}^2(z)} + \frac{1}{2\alpha_{x,y}^2(z)} + \frac{ik}{2R_{x,y}^2(z)} + \frac{ik}{2(d-z)}, \\ c_{1,2} &= \frac{1}{2\alpha_{x,y}^2(z)}. \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

这样, 归一化透过率为

$$T(z) = \frac{\int_0^a I_f(z, r, \Delta\Phi) r dr}{\int_0^a I_f(z, r, \Delta\Phi = 0) r dr}.$$

(10)

式(10)中,  $a$  为小孔的半径.

2 数值模拟

通过上面的公式, 对相干度和偏心率对曲线的影响进行数值模拟. 在  $\beta(x) = \beta(y)$  时, 各向异性高斯-谢尔模型光束随相干度变化的归一化透过率曲线, 如图 2 所示. 其中, 激光的波长  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $|\Delta\Phi| = 0.1$ ,  $d = 500 \text{ mm}$ ,  $\beta$  为相干度. 从图 2 可知, 随着相干度的增加, 归一化曲线的峰-谷间的差值 ( $\Delta T_{pv}$ ) 逐渐变大, 即灵敏度逐步提高.

当  $\beta(x) \neq \beta(y)$  时, 不同偏心率下相干度对透过率曲线的影响, 如图 3 所示. 由图 3(a) 可知, 在两个方向束腰半径相同的情况下, 光束相当于圆形光束. 所以, 不论增大哪一

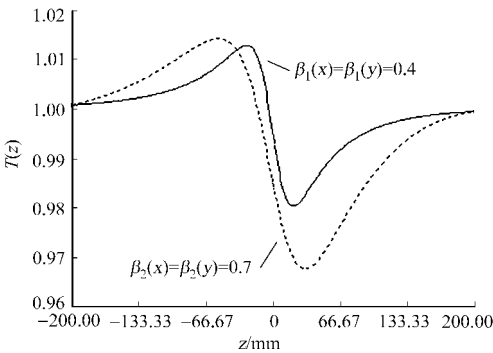


图 2 随相干度变化的归一化透过率曲线  
Fig. 2 The normalized curve of transmittance versus degree of coherence

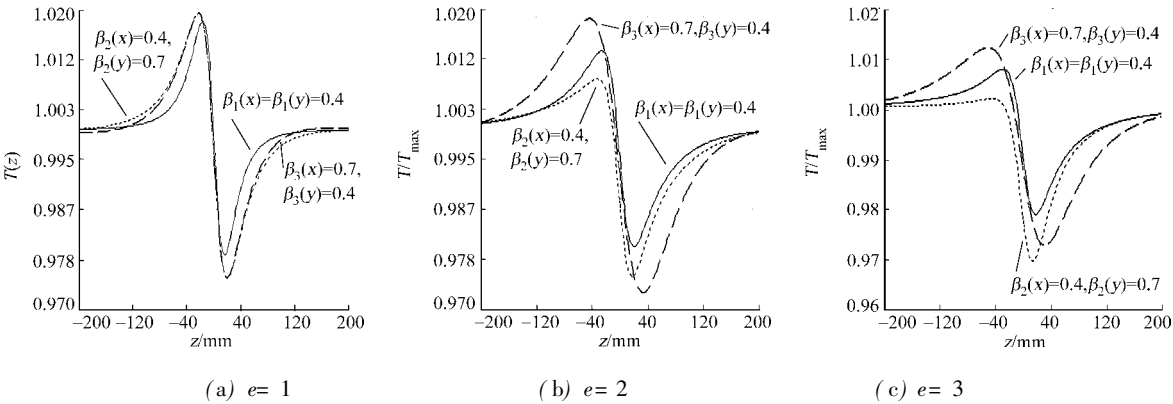


图 3 不同偏心率下的归一化透过率曲线图

Fig. 3 The normalized curve of transmittance versus different ellipticity

个方向的相干度, 灵敏度都会提高, 并且归一化透过率曲线基本重合. 由图 3(a) 和图 3(b) 的比较可知, 随着偏心率的增大, 峰-谷间的差值 ( $\Delta T_{pv}$ ) 逐渐减小, 说明偏心率的增大不利于灵敏度的提高. 由图 3(b) 可知, 两个方向上束腰半径不同时, 在束腰半径较大的方向, 相干度的增大使峰值减小, 谷值增大, 如  $T_2(z)$ , 但相对于  $T_2(z)$ , 相干度在束腰半径较大的方向上对  $\Delta T_{pv}$  的影响较小. 图 3(c) 与图 3(b) 的比较可以明显看出, 随着偏心率的增大, 峰谷间的差值 ( $\Delta T_{pv}$ ) 变得更小, 说明随着偏心率的增大, 灵敏度是逐渐降低的.

当  $\beta(x) = \beta(y)$  时, 不同偏心率下轴上透过率曲线峰-谷间的差值  $\Delta T_{pv}$  随相干度变化的曲线图, 如图 4 所示. 从图 4 可知, 随着相干度的增大, 各条曲线的  $\Delta T_{pv}$  也是逐渐增大的, 当  $\beta(x) = \beta(y) = 1$  时, 达到最大值. 另外, 偏心率的增大导致灵敏度的降低, 所以, 为了更好地测量材料的非线性系数, 所用光束应该尽量减小偏心率.

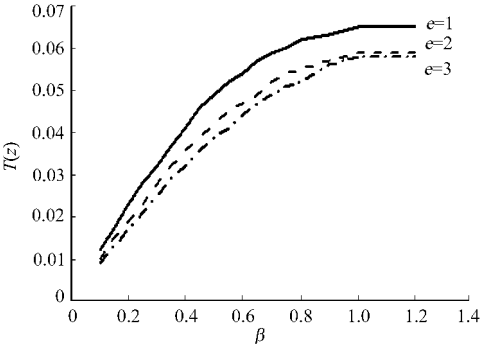


图 4  $\Delta T_{pv}$  随相干度变化曲线

Fig. 4 The tolerance between peak and valley versus degree of coherence

3 结束语

研究结果表明, 偏心率  $e > 1$  时, 透过率曲线的最大值与最小值之间的差值  $\Delta T_{pv}$ , 主要受束腰半径较小方向的相干度的影响, 相干度增大,  $\Delta T_{pv}$  也随之增大;

相干度一定时, 各向异性高斯-谢尔模型光束的偏心率越大,  $\Delta T_{pv}$  的值越小, 但不是无限性减小的, 当偏心率到一定值时, 差值不再变化. 此外, 结果还表明, 各向异性高斯-谢尔模型光束的  $Z$  扫描实验可为测量光束的偏心率及相干度提供了一种简易的方法.

#### 参考文献:

- [1] SHEIK-BAHAEM, SAID A A, TAI-HU EI W, et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990, 26(4): 760-769.
- [2] 梁检初, 王晓生, 罗锻斌, 等. 掺杂偶氮苯聚合物光致结构  $Z$  扫描测量及其理论解释[J]. 物理学报, 2004, 53(10): 3596-3600.
- [3] GEET HAKRISHNAN T, PALANISAMY P K.  $Z$ -scan determination of the third-order optical nonlinearity of a tri-phenylmethane dye using 633 nm He-Ne laser[J]. Optics Communications, 2007, 270(2): 424-428.
- [4] FAZIO E, PASSASEO A, ALONAO M, et al. Measurement of pure Kerr nonlinearity in GaN thin films at 800 nm by means of eclipsing  $Z$ -scan experiments[J]. J Opt (A): Pure Appl Opt, 2007, 9: 3-4.
- [5] 赵德林, 郭胜利, 曹天德. 用  $Z$  扫描技术研究非线性光学特性[J]. 中国激光, 2004, 31(12): 1445-1449.
- [6] GANEEV R A. Nonlinear refraction and nonlinear absorption of various media[J]. J Opt (A): Pure Appl Opt, 2005, 7: 717-733.
- [7] MIAN S M, TAHERI B, WICKSTED J P. Effects of beam ellipticity on  $Z$ -scan measurements[J]. J Opt Soc Am (B), 1996, 13(5): 856-863.
- [8] HERNANDEZ F E, MARCANO A O, MAILLOTTE H. Sensitivity of the total beam profile distortion  $Z$ -scan for the measurement of nonlinear refraction[J]. Optics Communications, 1997, 134(1-6): 529-536.
- [9] MIAN S M, WICKSTED J P. Measurements of optical nonlinearities using an elliptic gaussian beam[J]. J Appl Phys, 1995, 77(10): 5434-5436.
- [10] TURUNEN J, PAAKKONEN, KUITTINEN P, et al. Diffractive shaping of excimer laser beams[J]. Modern Optics, 2000, 47(16): 2467-2475.
- [11] 吕百达. 激光光学[M]. 3版. 北京: 高等教育出版社, 2003: 205.
- [12] 齐红群, 蒲继雄, 刘永欣, 等. 高斯-谢尔模型光束通过非线性介质后的光强分布[J]. 华侨大学学报: 自然科学版, 2008, 29(3): 353-356.

## The $Z$ -Scan Experiments of Anisotropic Gaussian Schell-Model Beams

QI Hong-qun, LIU Yong-xin, PU Ji-xiong

(College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Quanzhou 362021, China)

**Abstract:** Based on the transmission expression of anisotropic Gaussian Schell-model beam in free space, the expression of the optical intensity at the hole is derived, and the experimental results are also numerical simulated. The results show that the changes of spatial degree of coherence in  $x$  and  $y$  orientation and the ellipticity influence the tolerance between peak and valley. When the ellipticity is a constant, the tolerance is getting bigger with the increment of spatial degree of coherence. With a definite value of spatial degree of coherence the tolerance will decrease with the increment of ellipticity.

**Keywords:** anisotropic; Gaussian Schell-model beams; partially coherent beam;  $Z$ -scan; degree of coherence

(责任编辑: 钱 筠      英文审校: 吴逢铁)