

文章编号: 1001-4322(2004)06-0721-05

强非线性吸收下高斯光束 z-扫描衍射理论模型*

周铁中, 邓罗根

(北京理工大学 应用物理系, 北京 100081)

摘 要: 在同时考虑非线性折射和非线性吸收的情况下, 借助光的衍射理论, 研究了 z-扫描技术的衍射理论模型, 分析了非线性折射和非线性吸收同时存在时 z-扫描曲线的形状特征和变化规律。数值计算表明, 非线性吸收相移和非线性折射相移的比值是影响接收小孔输出光功率的重要因素。要想得到好的光限幅效果, 应选取非线性相移比值远小于 1 或远大于 2 的非线性材料。

关键词: z-扫描; 高斯光束; 非线性折射; 非线性吸收; 光限幅

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

材料的 3 阶光学非线性因在高速光开关^[1]等非线性光子学器件应用中的重要性而得到广泛的研究。在此类研究中, 如何测量材料 3 阶非线性光学性质两个重要参数——非线性折射率系数 n_2 和非线性吸收系数是目前人们所关心的重要问题。以前测量 n_2 的方法主要有干涉法、四波混频法、标准具法、三波混频和光束畸变的测量^[2]等。前 4 种方法精度较高但光路复杂难以实现, 后一种方法灵敏度不高。1989 年由 Sheik-Bahae 等提出的采用单光束测量非线性光学介质 n_2 和 $\chi^{(3)}$ 的 z-扫描方法^[3], 因具有光路简单、测量灵敏度高等优点, 已成为一种具有实际应用价值的方法。在高斯光束入射的情况下, 当非线性介质位于 z 轴上不同位置时, 远场接收屏小孔光阑的透射率将随着 z 值变化而变化。透射率随 z 的变化曲线就是 z-扫描曲线。利用 z-扫描曲线我们就可以得到非线性折射率系数 n_2 和非线性吸收系数 $\chi^{(3)}$ 的符号和大小^[4,5]。

近年来, z-扫描技术在实验和理论上都得到了很大的发展和完善, 除了上述应用外, 还可用于测量非简并非线性系数^[6], 以及用于研究热透镜效应^[7]、高斯光束传输特性和非线性介质光限幅等方面的研究^[8]。当 3 阶非线性折射和吸收都比较显著时, 以往的 z-扫描理论在小非线性相移和闭孔条件下, 利用“汉克尔变换”, 得到了一个比较简单的归一化透过率表达式^[5]

$$T(z) = 1 + \frac{4x_0}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} - \frac{2(x^2 + 3)}{(x^2 + 9)(x^2 + 1)} \quad (|x_0| \ll 1, |x_0| \ll 1) \quad (1)$$

式中: $x = z/z_0$; $x_0 = k I_0 L_{\text{eff}}$, x_0 是 $z = 0$ 处, 由于非线性折射导致的非线性相移(以下简称折射相移); $x_0 = I_0 L_{\text{eff}}/2$, x_0 是 $z = 0$ 处, 由于非线性吸收导致的非线性相移(以下简称吸收相移); k 是激光在真空中传播的波数; k_0 是克尔常数; I_0 是激光束腰位置的光强; L 是样品的厚度, $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-L)]/\alpha$ 是考虑到线性吸收系数 α 的介质有效厚度。可以看出上式成立范围非常小, 对于 x_0 , x_0 绝对值比较大的情况, 用上式来描述将产生很大的偏差。为了研究非线性相移比较大的情况, 姚保利等人从衍射的角度出发, 把高斯光束通过非线性介质的传播问题用衍射理论求解^[9], 得到了很好的结果, 但不足之处是没有考虑非线性吸收。本文在文献[9]的基础上, 同时考虑强非线性折射和吸收, 对现有理论进行了进一步的充实和扩展。

1 理论模型

设 TEM₀₀ 模的光束沿 z 轴传播通过非线性介质, 取束腰为坐标原点, 非线性介质位于 z 处。用 r 表示光束横截面内一点到轴心的距离, 此处的电场复振幅可以表示为

$$E(z, r) = E(0, 0) \frac{r^2}{(z)} \exp[-\frac{r^2}{2(z)} + \frac{ikr^2}{2R(z)} + i\phi(z)] \quad (2)$$

式中: $E(0, 0)$ 为束腰中心的复振幅; r_0 为束腰半径; $r(z)$ 为 z 截面处的光束半径, $r(z) = r_0(1 + z^2/z_0^2)^{1/2}$; $\phi(z)$ 为与径向无关与纵向有关的所有相位; $R(z)$ 为该处高斯光束等相位面处的曲率半径, $R(z) = z(1 + z_0^2/z^2)$;

* 收稿日期: 2003-09-01; 修订日期: 2004-02-12

基金项目: 国家自然科学基金资助课题(69587001, 10074006)

作者简介: 周铁中(1978—), 男, 硕士研究生, 主要从事非线性光学研究。

联系作者: 邓罗根(1961—), 男, 教授, 博士, 目前主要从事激光和非线性光学研究; E-mail: luogen@bit.edu.cn.

其中 $z_0 = \frac{2}{\theta^2}$ 为高斯光束的衍射长度; λ 为激光波长。

对于 3 阶非线性介质,其折射率和吸收系数的表达式为

$$n(I) = n_0 + \frac{n_2}{2} |E|^2 = n_0 + I \quad (3)$$

$$\alpha(I) = \alpha_0 + I \quad (4)$$

式中: n_0 是线性折射率。非线性折射率系数 n_2 和克尔常数 K 在 MKS/SI 单位制中的关系为 $n_2(\text{SI}) = cn_0 K$ (其中 n_2 的单位为 m^2/V^2 , K 单位为 m^2/W , c 为光在真空中传播的速度,单位为 m/s , ϵ_0 为真空介电常数,单位为 F/m)。

由文献[4]我们可以直接写出介质出射面处总的非线性相移和电场复振幅为

$$\phi(z, r) = \frac{k}{2} \ln[1 + q(z, r)] \quad (5)$$

$$E_e = E(z, r) e^{-L/2} (1 + q)^{(ik/\alpha - 1/2)} \quad (6)$$

式中: $q(z, r) = I(z, r) L_{\text{eff}}$; z 是样品的位置。为了与(1)式进行比较,同时考虑到折射相移和吸收相移的表达式,我们在(5)式和(6)式中引入折射相移和吸收相移

$$\phi(z, r) = \frac{k}{2} \ln[1 + q(z, r)] = \frac{k}{2} \ln[1 + q_0(z, r)] \quad (7)$$

$$q(z, r) = 2 \frac{k}{\alpha} \frac{r^2}{z} \exp[-\frac{2r^2}{z}] \quad (8)$$

此外,由(5)式可得 $(1 + q)^{ik/\alpha} = \exp(i\phi)$ 。因此,介质出射面上的电场分布 E_e 可进一步改写为

$$E_e = E(z, r) e^{-L/2} \exp(i\phi) (1 + q)^{-1/2} \quad (9)$$

介质出射面的光场经过空间自由传播时,其远场衍射强度分布可以由菲涅耳-基尔霍夫衍射公式的夫琅和费近似来计算^[10]。我们可以认为介质是圆对称分布的,所以衍射场也是圆对称分布的。对介质出射面和接收屏均采用极坐标系。设介质上一点 M 的坐标为 (r, θ) ,接收屏到原点的距离为 D_0 。因为接收屏上同一半径的圆周具有相同的光场分布,所以取代表性一点计算即可。取接收屏上一点(N 点)的极坐标为 (R, θ) ,则 N 点的电场复振幅为

$$E_N = C \int_0^{\theta} (D_0 - z)^{-1/2} E_e(z, r) J_0(kr) r dr \quad (10)$$

式中: $\theta = \theta / (D_0 - z)$ 为衍射角; C 为复常数; J_0 为第一类零阶贝塞尔函数。

另外,由高斯函数的性质可知,当 $r = \sqrt{z}$ 时,振幅因子趋于 0,因此积分限可取为 r 从 0 到 \sqrt{z} 。光强和电场复振幅的关系为 $I = \epsilon_0 c n_0 |E|^2/2$,其中 ϵ_0 为真空介电常数。束腰中心处的光强与入射激光功率 P 的关系为 $I(0,0) = 2P/(\pi z_0)$ 。这样从 E_N 的模的平方就可以得到接收屏上 N 点的光强表达式为

$$I_N(z, \theta) = I_0(z) \left| \int_0^{\sqrt{z}} \exp(-\frac{2r^2}{z}) \exp[i\phi(z, r)] (1 + q)^{1/2} J_0(kr) r dr \right|^2 \quad (11)$$

其中 $I_0(z) = \frac{P \exp(-L/2)}{2 \pi^2 (z) (D_0 - z)^2}$ 。进而我们可以得到小孔光阑接收的功率和小孔的归一化透过率为

$$P_a(z, a) = 2 \int_0^{a/(D_0 - z)} I_N(z, \theta) (D_0 - z)^2 d\theta \quad (12)$$

$$T(z, a, a_0) = \frac{P_a}{SP} \quad (13)$$

式中: S 是小孔的线性透过率, $S = 1 - \exp(-2 \frac{a^2}{z})$, a 和 a_0 分别为小孔光阑的半径和光束截面的半径; P 是高斯光束的入射功率。改变非线性介质相对于激光束腰的位置,根据(11),(12)和(13)式便可计算出 z -扫描曲线。

2 结果和讨论

为了考察理论模型的正确性,我们在 α 趋于零的条件下对(5),(6)式求极限,得到了未考虑非线性吸收时的介质出射面的非线性相移和电场复振幅为

$$\phi = \frac{4}{2(z)} [1 - \exp(-L)] P \exp[-2r^2/z^2(z)] \tag{14}$$

$$E_e = E(z, r) \exp(-L/2) \exp(i\phi) \tag{15}$$

这个结果和文献[9]中的结果相吻合,说明在 $\Delta\psi_0 = 0$ 的条件下,我们的理论模型和文献[9]的模型是一致的。

为了考察计算程序的正确性,我们首先在吸收相移和折射相移不太大的条件下,把用本模型计算得到的 z-扫描曲线和用(1)式得到的 z-扫描曲线进行比较。在以下计算中,取波长 $\lambda = 532\text{nm}$,激光衍射长度 $z_0 = 1\text{mm}$,接收小孔的线性透过率 $S = 0.2$,观察平面到高斯束腰所在平面的距离 $D_0 = 2.8\text{m}$ 。计算结果如图 1 所示。其中 $\Delta\psi_0 = 0.5$, $\Delta\phi_0 = 0.1$ 。从图中可以看出:根据本文理论模型计算出的 z-扫描曲线与简化公式(1)所给出的结果是一致的,差别在于前者的峰没有后者的高,前者谷没有后者的深。这是由于后者采用近似计算所致。

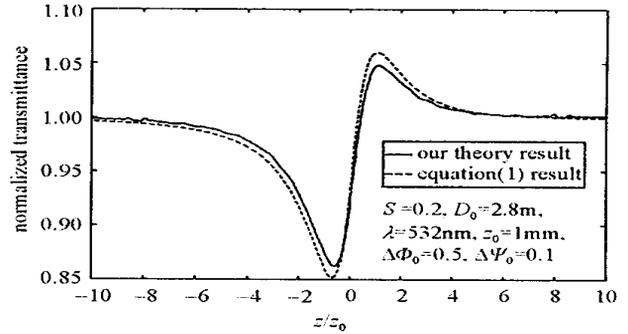


Fig. 1 Comparison of the result of our theory with the computation result of equation (1)

图 1 计算得到的 z-扫描曲线与简化公式(1)所给出结果的比较

上述两方面的一致性表明,我们的理论模型和数值计算程序是正确可靠的。在此基础上,我们对 z-扫描曲线形状特征和变化规律进行了研究。从(13)式可以看出,折射相移 $\Delta\psi_0$ 和吸收相移 $\Delta\phi_0$ 是影响曲线形状的两个重要因数。为此,我们研究了两个相移中,一个取定值,另一个取不同值时, z-扫描曲线的变化情况。图 2 是在一定的吸收相移下,不同折射相移的 z-扫描曲线(这里只给出了 $\Delta\psi_0 > 0$ 的情况, $\Delta\psi_0 < 0$ 的情况与此类似)。其中参数 $\Delta\phi_0 = 0.5$ 。可以看出,由于有非线性吸收的存在, z-扫描曲线峰谷不再对称。在 $\Delta\psi_0 = 0.5$ 时, z-扫描曲线没有峰。当 $\Delta\psi_0 = 1.0\pi$ 时,曲线开始出现峰谷结构,而且曲线的谷的深度也较 $\Delta\psi_0 = 0.5$ 时有所增加。随着折射相移 $\Delta\psi_0$ 进一步增大到 1.5π 时,曲线出现了明显的峰谷结构,而且这时曲线的谷也变得更深了。图 3 是在一定折射相移下,不同吸收相移的 z-扫描曲线。计算时我们设定 $\Delta\psi_0 = 0.5$ 。从图中可以看出,当 $\Delta\phi_0 = 0.2\pi$ 时,曲线具有明显峰谷结构。当 $\Delta\phi_0 = 0.5\pi$ 时,曲线的峰已经变得不明显了。当 $\Delta\phi_0$ 增大到 π 时,曲线的峰完全消失。综上所述,折射相移和吸收相移与 z-扫描曲线形状有着密切的关系。折射相移对 z-扫描曲线的峰谷有着增高和加深的作用。吸收相移对曲线的峰有抑制的作用,而对谷有加深的作用。此外,从上述讨论中还可以看出,对于折射相移和吸收相移均比较大的情况,我们的理论仍能得到很好的结果。而在这种情况下,以往的理论将很难解释,用(1)式来描述将产生很大的偏差。这说明我们的理论模型具有更大的适用范围。

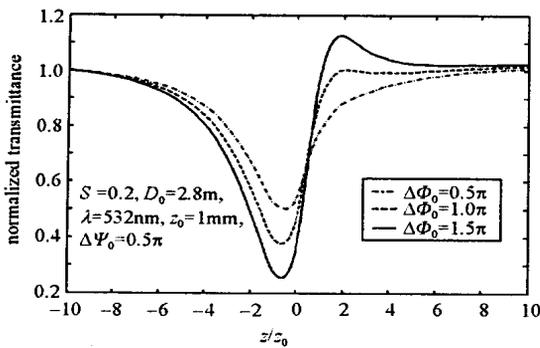


Fig. 2 Influence of the nonlinear refractive phase shift on the Z-scan curves

图 2 折射相移对 z-扫描曲线的影响

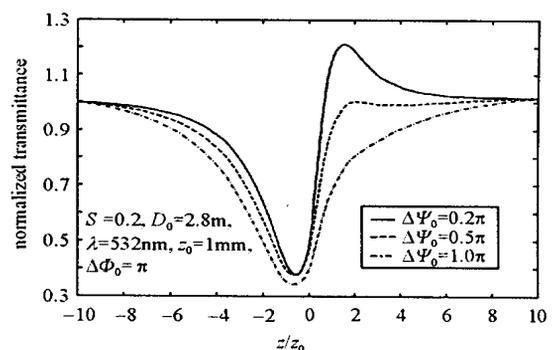


Fig. 3 Influence of the nonlinear absorptive phase shift on the Z-scan curves

图 3 吸收相移对 z-扫描曲线的影响

当样品位于焦点处时,改变入射光功率。计算发现,在吸收相移相对于折射相移很小时,通过小孔的功率会随着入射光功率的改变而出现如图 4 所示的衰减振荡。因为折射相移和吸收相移均与入射光功率成正比,所以入射光功率改变,折射相移和吸收相移都将随之改变。为了讨论方便,我们定义

$$K = \frac{\Delta\psi_0}{\Delta\phi_0} = \frac{2k}{k} \tag{16}$$

从图4中可以看出,在输入功率一定的条件下,对于不同的 K 值得到的输出功率也将不同。当 $K=0$ 时(即没有非线性吸收时),从图中可以看到明显的衰减振荡,而当 K 增大到0.9时,图中已看不到明显的衰减振荡了,而且这时的曲线基本上在 $K=0$ 时的曲线的上部。也就是说在加入非线性吸收时,输出功率并没有因非线性吸收的存在而减小。当 K 进一步增大到1.2时,曲线在输入功率比较大的部分上升到了 $K=0.9$ 的曲线上方。值得注意的是当 $K=4.0$ 时,曲线没有进一步升高,而是完全落在了 $K=1.2$ 时的那条曲线的下方。为了进一步确定 K 值对输出功率的影响,我们固定输入功率和克尔常数的大小,让 K 值变化(即非线性吸收在变化),计算结果如图5所示。因为折射相移 ϕ_0 与入射功率和克尔常数的乘积成正比,所以为了讨论方便,图中参变量设定为 ϕ_0 。从图中可以看出,在相同的输入功率下,输出功率并不一定会随着非线性吸收的增大而减小。只有当非线性吸收和非线性折射的相对大小增大到一定程度时,输出功率才会随着非线性吸收的加强而有所下降。此外,从图中还可以看出, ϕ_0 (或输入功率)对曲线形状影响不大。输出功率最大值时对应的 K 值大概落在区间(1,2)内。因为 K 值定义为吸收相移和折射相移的比值,其值与非线性材料的非线性吸收系数和非线性折射系数的比值成正比,所以上述讨论对光限幅材料的选取有着重要的意义。要想达到好的光限幅效果,应选取 K 值远小于1或远大于2的非线性材料。

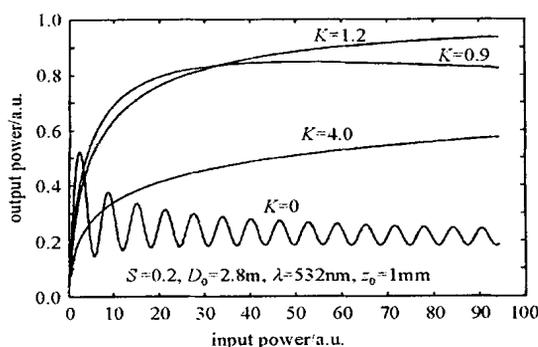


Fig. 4 Output power through the aperture versus the input laser power when the sample is fixed at focus

图4 样品位于焦点处时,输出功率和输入功率的关系曲线

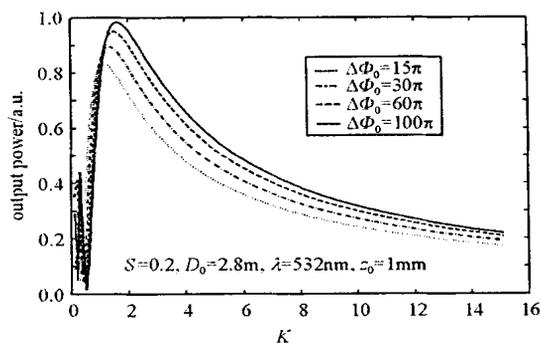


Fig. 5 Dependence of the output power through the aperture on the ratio of refractive phase shift to absorptive phase shift when the sample is installed at focus

图5 样品位于焦点处时,一定输入功率下输出功率与相移比值 K 的关系曲线

3 结论

本文在同时考虑非线性吸收和非线性折射的情况下,研究了高斯光束 z -扫描的理论模型,分析了存在强非线性吸收情况下的 z -扫描曲线的形状特征和变化规律。其理论模型不仅在折射相移、吸收相移比较小的情况下与以往的 z -扫描理论模型相吻合,而且对以往 z -扫描理论无法解释的折射相移、吸收相移比较大的情况也仍然能给出很好的结果。该理论模型的近似条件只要求是薄样品,因而比传统 z -扫描理论具有更好的实用性和适用范围。数值结果表明,在接收孔径一定的条件下,非线性折射相移和吸收相移是影响 z -扫描曲线形状的两个基本参数。当吸收相移一定时,折射相移的增大使 z -扫描曲线的峰增高、谷加深;而当折射相移一定时,吸收相移的增大使 z -扫描曲线的峰下降、谷加深;另外,我们还发现,在非线性样品安装在焦平面的情况下,非线性吸收相移和非线性折射相移的比值 K 是影响接收小孔输出光功率的最重要因素。为了得到很好的光限幅效果,应选取 K 值远小于1或远大于2的非线性光限幅材料。

参考文献:

- [1] Stegeman G I, Wright E M, Finalayson N, et al. Third order nonlinear integrated optics [J]. *IEEE J Light Tech*, 1988, 6: 953—970.
- [2] William W E, Soileau M J, Van Strland W. Optical switching and n_2 measurements in CS[J]. *Opt Commun*, 1984, 50: 256—260.
- [3] Sheik-Bahae M, Said A A, Van Stryland E W. High-sensitive, single-beam n_2 measurements[J]. *Opt Lett*, 1989, 14(17): 955—957.
- [4] Sheik-Bahae M, Said A A, Wei T H, et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam[J]. *IEEE J Quant Electron*, 1990, 26(4): 760—769.
- [5] Yin M, Li H P, Tang S H, et al. Determination of nonlinear absorption and refraction by single Z -scan method[J]. *Appl Phys B*, 2000, 70: 578—591.
- [6] Sheik-Bahae M, Wang J, DeSalvo R, et al. Measurements of nondegenerate nonlinearities using a two-color Z -scan[J]. *Opt Lett*, 1992, 17(4):

258—260

- [7] Castllo J, Kozich V P, Marcano A O. Thermal lensing resulting from one-and two-photon absorption studied with a two-color time-resolved Z-scan [J]. *Opt lett*, 1994, **19**(3):171—173.
- [8] Kovsh D I, Yang S, Hagan D J, et al. Nonlinear optical beam propagation for optical limiting[J]. *Appl Opt*, 1999, **38**(24):5168—5180.
- [9] 姚保利,任立勇,侯洵. 基于衍射模型的 Z-扫描的理论[J]. 光学学报, 2002, **22**(1):19—23. (Yao B L, Ren L Y, Hou X. A new Z-scan theory based on diffraction model. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(1):19—23)
- [10] Born M, Wolf E. Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction[M]. London:Oxford Pergamon Press, 1975.

Gaussian beam Z-scan diffraction theory model for the strong nonlinear absorption materials

ZHOU Tie-zhong, DENG Lu-gen

(Department of Applied Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: Taking the nonlinear refraction and the nonlinear absorption into account simultaneously, this paper investigated the diffraction theory model of the Z-scan technique, and analyzed the features of Z-scan curves and their variation rules. In the case of small nonlinear refraction and absorption the results obtained by this theory are consistent with that of the conventional Z-scan theory. For the materials with the large nonlinear refraction and absorption, the conventional theory become ineffective, but this theory can still give very good results. Numerical results show that the ratio of the nonlinear refraction to absorption is an important parameter that influences the optical power transmitted from the receiving aperture. To acquire a good optical limiting performance, the ratio of the nonlinear refraction to the absorption of the optical limiting materials must be either much smaller than 1 or much larger than 2.

Key words: Z-scan; Gaussian beam; Nonlinear refraction; Nonlinear absorption; Optical limiting