

文章编号: 1000-5013(2008)03-0353-04

高斯-谢尔模型光束通过非线性介质后的光强分布

亓红群, 蒲继雄, 刘永欣, 石丽芬

(华侨大学 信息科学与工程学院, 福建 泉州 362021)

摘要: 根据高斯-谢尔模型光束在自由空间中传输的特性, 研究它在穿过非线性介质后的衍射光强. 数值模拟表明, 穿过非线性介质后, 高斯-谢尔光束的光强变化受到光束的相干度和通过非线性介质后产生的附加相移的共同影响. 对应于同样的部分相干光, 相同的条件下大的附加相移能够增强相干度对光强的影响, 使光强曲线发生明显的波动; 对应于确定的附加相移, 相干度大的光束光强曲线变化更为明显. 随着传输距离的增大, 不同附加相移的光束光强大小发生变动, 附加相移最小的光束光强最后将大于附加相移最大的光束光强.

关键词: 部分相干光; 相干度; Z 扫描; 高斯-谢尔光束; 附加相移

中图分类号: O 436

文献标识码: A

Z 扫描技术作为测量非线性介质非线性吸收系数和折射系数的一种方法, 它比非线性干涉法、四波混频等测量非线性折射率的方法更具有方便、灵敏的特点^[1-2]. 自 1989 年 Sheik-Bahae 等^[3-7] 提出 Z 扫描技术后, 它得到迅速的发展, 并逐渐应用于一些非线性复合玻璃、半导体材料和有机染料的研究. 然而, 目前在分析 Z 扫描实验时, 均是把激光看成是一个完全相干光, 得出相应的非线性介质透过率及衍射光强^[8-12]. 实际上, 实验用的激光是部分空间相干光, 但忽略了空间相干度, 因此对于部分空间相干光在考虑相干度时对实验结果会有什么影响不清楚. 本文采用高斯-谢尔模型(GSM)光束, 根据高斯-谢尔模型光束在自由空间中的传输特性, 通过数值模拟, 对高斯-谢尔光束穿过非线性介质后的不同距离处的衍射图样进行研究, 得到光强的分布形式.

1 理论分析

图 1 为实验的装置图. 高斯-谢尔模型光束的光强 I 和复空间相干度 μ 都由高斯函数表征^[12] 为

$$\left. \begin{aligned} I(r, 0) &= I_0 \exp\left[-\frac{2r^2}{w_0^2}\right], \\ \mu(r_1 - r_2, 0) &= \exp\left[-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\sigma_0^2}\right]. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

在式(1)中, w_0 , σ_0 分别为光源光斑大小和相干长度. 光束在自由空间经 Z 距离传输后, 到达介质的入射面. 这时, 它的交叉谱密度函数可以表示为^[12]

$$W_i(r_1, r_2, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\sigma^2(z)}\right] \exp\left[-ik \frac{r_1^2 - r_2^2}{2R(z)}\right]. \quad (2)$$

在式(2)中, $w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$, $\sigma(z) = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$, $R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2}\right)\right]^{-1}$. 其中, $w(z)$, $\sigma(z)$, $R(z)$ 分别为高斯-谢尔光束在 Z 处的束腰宽度、相关长度和等相位面曲率半径. 光束在穿过厚度为 L 的非线性介质时会产生非线性相移. 在非线性介质的出射面,

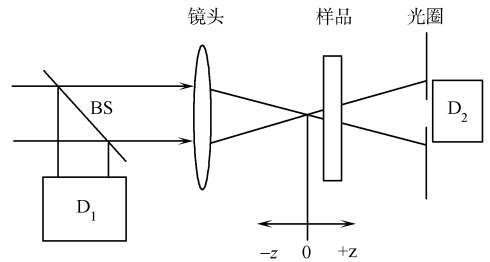


图 1 Z 扫描装置示意图

Fig. 1 The experimental set up of Z -scan

收稿日期: 2007-11-06

作者简介: 亓红群(1982-), 男; 通信作者: 蒲继雄(1962-), 男, 教授, 主要从事光束传输与非线性光学的研究. E-mail: jixiong@hqu.edu.cn.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60477041); 福建省自然科学基金资助项目(A0510018).

光束的交叉谱密度函数可表示为

$$W_e(r_1, r_2, z) = W_i(r_1, r_2, z) \exp(-\alpha z) \exp[i \Delta \Phi_0(z, r_1)] \exp[-i \Delta \Phi_0(z, r_2)]. \tag{3}$$

式(3)中, $\Delta \Phi_0(z, r_i) = \Delta \Phi_0(z) \exp[-\frac{2r_i^2}{w^2(z)}]$, ($i = 1, 2, \dots$); $\Delta \Phi_0(z) = \frac{\Delta \Phi_0}{1 + (\lambda z / \pi w_0^2)^2 (1/w_0^2 + 1/\sigma_0^2)}$. 其

中, $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \beta$ 为瑞利长度, $\beta = [1 + (\frac{w_0}{\sigma_0})^2]^{\frac{1}{2}}$ 为空间相干参数, $\Delta \Phi_0$ 为非线性相移, $\Delta \Phi_0$ 为附加相移, α 为介质的吸收系数. 式(3)中的非线性相移项可以展开为泰勒级数, 即

$$\left. \begin{aligned} \exp[i \Delta \Phi_0(z, r_1)] &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i \Delta \Phi_0(z)]^m}{m!} \exp[-\frac{2mr_1^2}{w^2(z)}], \\ \exp[-i \Delta \Phi_0(z, r_2)] &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[-i \Delta \Phi_0(z)]^n}{n!} \exp[-\frac{2nr_2^2}{w^2(z)}]. \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

将式(2), (4)代入式(3)中, 得到介质出射面的高斯-谢尔光束的交叉谱密度为

$$\begin{aligned} W_e(x_1, x_2, z) &= I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp(-\alpha z) \times \\ &\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[i \Delta \Phi_0(z)]^m [-i \Delta \Phi_0(z)]^n}{m! n!} \exp[-\frac{(2m+1)x_1^2 + (2n+1)x_2^2}{w^2(z)}] \\ &\exp[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2(z)}] \exp[-ik \frac{x_1^2 - x_2^2}{2R(z)}]. \end{aligned} \tag{5}$$

由此可得到在 Z 方向 d 距离处的交叉谱密度为无数束高斯-谢尔光束的集合. d 距离处的交叉谱密度的解析表达式为

$$\begin{aligned} W_f(r'_1, r'_2, z) &= \frac{k}{2(d-z)} I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp(-\alpha z) \exp[-\frac{ik(r_1'^2 - r_2'^2)}{2(d-z)}] \\ &\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[i \Delta \Phi_0(z)]^m [-i \Delta \Phi_0(z)]^n}{\sqrt{ab - c^2} m! n!} \exp[-\frac{k^2}{4(d-z)^2 (ab - c^2)} (br_1'^2 + ar_2'^2 - 2cr'_1 r'_2)]. \end{aligned} \tag{6}$$

式(6)中, $a = \frac{2m+1}{w^2(z)} + \frac{1}{2\sigma^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} + \frac{ik}{2(d-z)}$, $b = \frac{2n+1}{w^2(z)} + \frac{1}{2\sigma^2(z)} - \frac{ik}{2R(z)} - \frac{ik}{2(d-z)}$, $c = \frac{1}{2\sigma^2(z)}$.

令 $r_1 = r_2 = r$, 可得出沿光束传播方向距离非线性介质为 d 时的衍射光强 I 为

$$\begin{aligned} I_f(r, z) &= \frac{k}{2(d-z)} I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp(-\alpha z) \times \\ &\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[i \Delta \Phi_0(z)]^m [-i \Delta \Phi_0(z)]^n}{\sqrt{ab - c^2} m! n!} \exp[-\frac{k^2 (a + b - 2c)}{4(d-z)^2 (ab - c^2)} r^2]. \end{aligned} \tag{7}$$

2 数值模拟

图2为数值模拟的衍射光强归一化曲线. 从图2(a), (b)可知, 当 $d = 10\text{ mm}$ 时, 通过非线性介质后不同相干度的光束的归一化强度曲线完全重合, 光强为高斯分布. 逐步增大距离 d 到 60 mm 时, 不同相干度的光束的光强不再一致, 光斑的亮度随着相干度的减小而减小, 并且随着距离的增大进一步减小.

从图2(c), (d)可知, 在 $\Delta \Phi_0 = \pi/2$ 时, 近场光强分布曲线没有大的变化; 增大 d 到 60 mm , 相干度大的实线所示光强不再是高斯分布, 光斑出现亮暗变化. 随着传输距离的增大, 在中心亮斑外围出现暗环, 之后是一圈光强较小的亮环; 而在相同条件下, 相干度较小的光束, 其光斑没有上述变化.

从图2(e), (f)可知, 在 $\Delta \Phi_0 = \pi$ 时, 相干度对光束强度的影响更为明显. 图2(e)中 $\sigma = 10\text{ mm}$ 的光束的光斑在 $d = 80\text{ mm}$ 时, 在中心亮斑的外围出现了一个完全没有光强的暗环. 在这个暗环的外围有一圈光强变弱的亮环, 亮环的周围没有其他光场分布; 而 $\sigma = 1$ 的光束的光斑径向上的光强也发生明暗交替, 但暗环光强不为零. 由图2(e)的光环又变成明暗相间的光斑, 可以看出, $\sigma = 10\text{ mm}$ 的光束的光强变化最大, 说明大的相干度对光强的影响还是最明显的. 在图2(c), (d), (e), (f)中, $0 < \Delta \Phi_0 < \pi$, 近场相干度对光强的影响很小, 光强为高斯分布; 但当 $\pi < \Delta \Phi_0 < 2\pi$ 时, 近场光强不随 $\Delta \Phi_0$ 的增大而变化. 远场的光强在大的非线性相移的影响下, 相干度对光强的作用增强, 说明相干度对光强具有较大的影响.

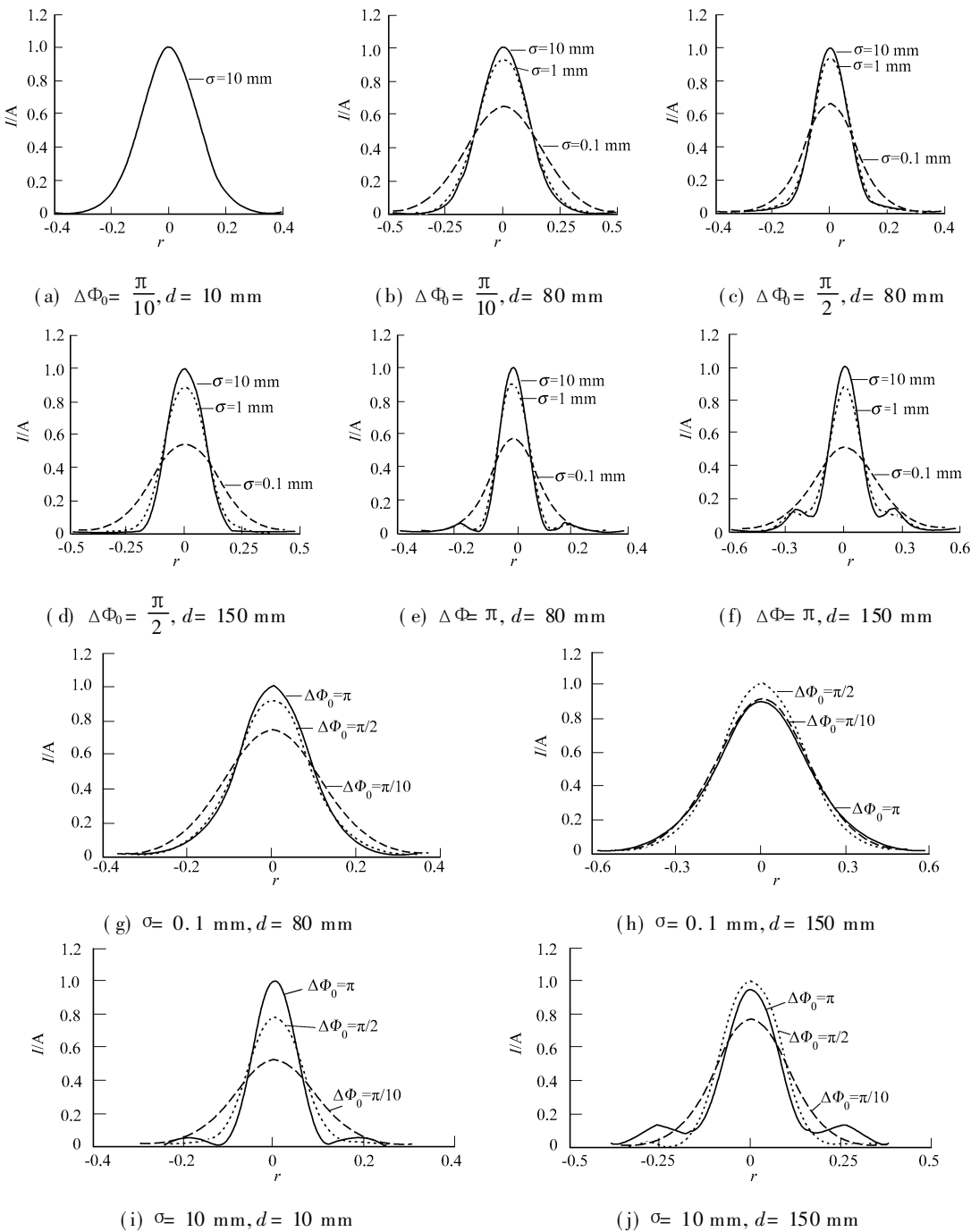


图 2 数值模拟光强归一化曲线

Fig. 2 The normalized intensity versus transverse coordinator

从图 2 (g), (h) 可知, 在相干度确定 $\sigma = 0.1 \text{ mm}$ 时, 在近场, 不同附加相移下光束的光强大小不同, 附加相移大的光束的光强较大, 其余的较小. 随着 d 的增大, 图 2 (h), 附加相移 $\Delta\Phi_0 = \pi$ 的光束的光强相对于 $\Delta\Phi_0 = \pi/2$ 的光束, 它的光强在减小. 当 d 足够大的时候, 附加相移 $\Delta\Phi_0 = \pi/10$ 的光束的光强将会是这束光中光强最大的, 与初始位置时的情况恰好相反. 说明在传输相同的距离时, 附加相移大的光束光强散失的最多.

从图 2 (i) 可知, 在 $d = 80 \text{ mm}$ 时, 附加相移 $\Delta\Phi_0 = \pi$ 的光束的光斑形成光环, 在中心亮斑外围是一圈暗环, 暗环的周围是光强减弱的亮环, 而 $\Delta\Phi_0$ 小的光强没有如此明显的变化. 从图 2 (j) 可知, 在 $d = 150 \text{ mm}$ 时, 光强变化最大的仍是 $\Delta\Phi_0 = \pi$ 的光束. 当 $\pi < \Delta\Phi_0 < 2\pi$ 时, 近场光强表现形式和图 2 (g) ~ (j) 一样, 但随着距离的持续增大, 在相同相干度下, 此时光强的变化要比上两个图更为剧烈, 抖动更加明显, 说明附加相移的大小对光强的重新分布也有作用.

3 结束语

对高斯-谢尔模型光束在穿过非线性介质后的衍射光强进行研究. 根据菲涅耳衍射积分公式, 推导部分空间相干光通过非线性介质后的交叉谱密度公式. 探讨部分空间相干光经过非线性介质后的变化, 以及不同距离处的光强分布的变化.

参考文献:

- [1] 黄晓琴, 崔一平. Z -scan 的理论及技术研究进展[J]. 激光杂志, 2001, 22(6): 1-4.
- [2] 杨恢东, 丁瑞钦, 王 浩. 激光 Z 扫描技术的理论与实验[J]. 光电子·激光, 1999, 10(1): 90-94.
- [3] SHEIK-BAHA E M, SAID A A, VAN-STRYLAND E W. High sensitivity, single beam n_2 measurements[J]. Opt Lett, 1989, 14: 955.
- [4] SHEIK-BAHA E M, SAID A A, WEI T, et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using single beam [J]. IEEE J Quantum Electron, 1990, 26(4): 760-769.
- [5] WANG J, SHEIK-BAHA E M, SAID A A, et al. Time-resolved Z -scan measurement of optical nonlinearities[J]. Am, 1994(B11): 1009.
- [6] SHEIK-BAHA E M, HAGAN D J, WEI T H, et al. Determination of bound electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, ZnTe[J]. Am, 1992(B9): 405.
- [7] BALU M, HALES J J, HAQAN D J, et al. Nonlinear spectrometer using a white light continuum Z -scan[J]. Optics Express, 2004(12): 3820.
- [8] CHEN Shu-qi, LIU Zhi-bo, ZANG Wei-ping, et al. Study on Z -scan characteristics for a large nonlinear phase shift [J]. J Opt Soc Am, 2005, (B22): 1911.
- [9] 姚保利, 任立勇, 侯 洵. 基于衍射模型的 Z 扫描理论[J]. 光学学报, 2002, 22(1): 19-23.
- [10] 李 霞, 姚保利, 侯 洵. 以衍射理论为基础考虑双光子吸收的 Z 扫描理论[J]. 光子学报, 2005, 34(7): 1010-1014.
- [11] GUAN Bo, XU Xiao-liang. Review on the fundamental theory and technology of Z -scan[J]. 功能材料, 2006, 37(3): 474-477.
- [12] FRIBERG A T, SUDOL R J. Propagation parameters of Gaussian Schell model beams[J]. Opt Commun, 1982, 41: 187.

The Intensity Distribution of GSM Beam Transmitted Through Thin Nonlinear Medium

QI Hong-qun, PU Ji-xiong, LIU Yong-xin, SHI Li-fen

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

Abstract: Based on the character of the Gaussian Schell model (GSM) beam's transmission in free space, the paper analyzed the intensity after the GSM beam through the nonlinear medium. Numerical simulation shows that both the degree of coherence and additive phase shift influence the intensity. For the same partially coherent beam the influence of the coherence degree to intensity increases with the increment of additive phase shift. With a certain additive phase shift the curve of intensity changes obviously when the beam has a larger degree of coherence. The intensity of GSM beam with different additive phase shift changes along with the increment of transmission distance, and finally the intensity of GSM beam with a smaller additive phase shift exceeds the larger one.

Keywords: partially coherent beam; degree of coherence; Z -scan; Gaussian Schell model beam; additive phase shift

(责任编辑: 陈志贤 英文审校: 吴逢铁)