

文章编号: 1001-3806(2008)05-0548-03

高斯光束在大气湍流中的数值模拟和光强起伏

徐光勇, 吴 健*, 杨春平, 何武光, 韩 勇
(电子科技大学 光电信息学院, 成都 610054)

摘要: 为了分析大气湍流对高斯光束产生的光强起伏现象, 采用相位屏的方法, 模拟出高斯光束经过大气湍流后在接受面上的光场分布情况, 然后对模拟出的光场进行分析得到光强起伏的方差, 并与理论得到的静态统计量进行分析比较, 在一定程度上得到了较好的吻合。这一结果对各种近地激光应用是有帮助的。

关键词: 大气与海洋光学; 大气湍流; 光强起伏; 相位屏; 数值模拟

中图分类号: P425.2 文献标识码: A

Simulation and optical scintillation research of Gaussian beam in atmosphere turbulence

XU Guang-yong, WU Jian, YANG Chun-ping, HE Wu-guang, HAN Yong

(School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract In order to study irradiance scintillation after laser propagating through atmospheric turbulence, the method of phase screen was adopted to simulate the optical field in the receiving plane. The computed error of root mean square of the scintillation was compared with that in theory and they accord with each other to a certain extent. The above result is helpful for all near-earth laser application.

Key words atmospheric and ocean optics; atmospheric turbulence; optical scintillation; phase screen; numerical simulation

引 言

激光束在大气湍流中传输时, 受其影响, 会引起光束强度的起伏, 导致光束质量的下降, 对激光的实际应用形成了较为严重的限制。由于大气湍流的随机性, 数值模拟的方法成为探索光束在大气湍流中的传播问题的有效途径。当前国内外一般都采用相位屏的方法来模拟这一过程。由于高斯光束本身的光强分布呈高斯分布, 造成了对其光强起伏分析的难度, 作者在接受面上分别沿光束半径方向和沿光轴方向进行分析^[1]。

1 高斯光束传输的数值模拟

相位屏理论是处理随机介质对波传播影响的一种有效的近似方法, 它被广泛地应用在许多实际问题中。相位屏理论把传输路径 z 分为 n 段, 每一段传输距离为 $\Delta z = z/n$, 在每一段中, 近似将本段大气湍流对传输光束的影响作为一个放在中间的薄屏, 见图 1。波通过屏时, 只有波的相位受折射率随机起伏的影响, 产生

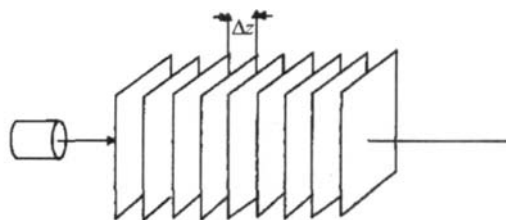


Fig 1 The sketch map of phase screen simulation

强烈的相位起伏^[2], 其振幅不变。即光束在经过 $\Delta z/2$ 的自由空间传输后, 加上了本段大气湍流对相位造成的畸变, 光束再传播 $\Delta z/2$ 的自由空间, 即完成了本段的传输^[3-4]。

模拟的关键是相位屏的实现, 产生相位屏的方法主要有两种: 快速傅里叶高频谱反演法和 Zemke 多项式法。这里采用快速傅里叶高频反演法产生的相位屏。快速傅里叶高频谱反演法的基本思想是对一个复高斯随机数矩阵用大气湍流的功率谱进行滤波, 然后进行逆傅里叶变换得到大气扰动的相位^[5]。

首先利用 MATLAB 中的 `nommnd` 函数产生一个均值为 Q 方差为 1 的复随机矩阵 a , 然后引入大气折射率功率谱, 作者采用的是 Kolmogorov 谱^[1]:

$$\Phi_n(k, z) = 0.033C_n^2(z)k^{-11/3} \quad (1)$$

式中, C_n^2 是大气折射率结构常数, k 为波矢。用大气

作者简介: 徐光勇 (1980-), 男, 硕士研究生, 主要从事大气光传输方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail wujian@uestc.edu.cn

收稿日期: 2007-07-16 收到修改稿日期: 2007-08-26

折射率功率谱对矩阵 a 进行滤波, 就可产生一个连续的相位屏^[5] $\phi(r)$:

$$\phi(\vec{r}) = C \iint_{\infty} \vec{k}_r \sqrt{\Phi_{\phi}(\vec{k}_r)} e^{i\vec{r} \cdot \vec{k}_r} d\vec{k}_r \quad (2)$$

式中, \vec{r} 为 2 维空间矢量, C 为控制相位屏方差的调节常数, \vec{k}_r 为空间波矢, 由折射率功率谱密度 Φ_n 积分可得到与传播方向垂直的任意薄层上的大气相位功率谱 Φ_{ϕ} 。

将上式写成离散形式^[5]:

$$\phi(x, y) = C \sum_{k_x} \sum_{k_y} a(k_x, k_y) \sqrt{\Phi_{\phi}(k_x, k_y)} e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (3)$$

式中各参量的意义分别为: 空域内 $x = m \Delta x$, $y = n \Delta y$, Δx , Δy 为取样间隔, m , n 为整数; 波数域内 $k_x = m' \times \Delta k_x$, $k_y = n' \Delta k_y$, Δk_x , Δk_y 为空间波矢的取样间隔, m' , n' 为整数。上式可用逆傅里叶变换实现。

真空传输部分采用菲涅耳衍射, 光束传输距离 z 后其光场可表示为^[6]:

$$U(x, y) = \frac{-i}{\lambda z} \exp(ikz) \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) \iint_0^{x_0 + y_0} \exp\left(ik \frac{x_0^2 + y_0^2}{2z}\right) \exp[-i2\pi(f_x x_0 + f_y y_0)] dx_0 dy_0 \quad (4)$$

式中, f 表空间频率。从上式可以看出, 只要对 $U_0(x_0 + y_0) \exp\left(ik \frac{x_0^2 + y_0^2}{2z}\right)$ 进行傅里叶变换就可实现真空部分的传输。

图 2~ 图 5 就是利用相位屏理论模拟出初始光束半径 $w_0 = 2\text{cm}$ 、在不同湍流强度下传输, 1km 之后相位起伏情况和光强分布情况。

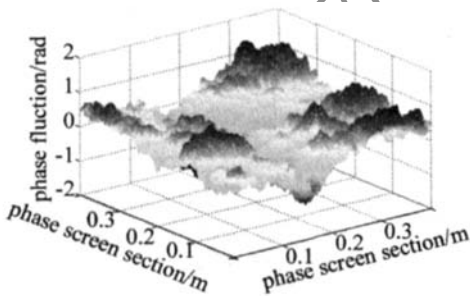


Fig. 2 The phase fluctuation when $C_n^2 = 1 \times 10^{-16} \text{m}^{-2/3}$

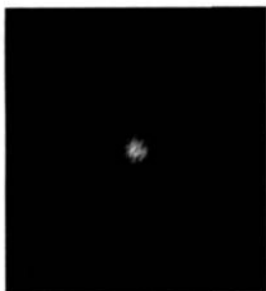


Fig. 3 The intensity distribution when $C_n^2 = 1 \times 10^{-16} \text{m}^{-2/3}$

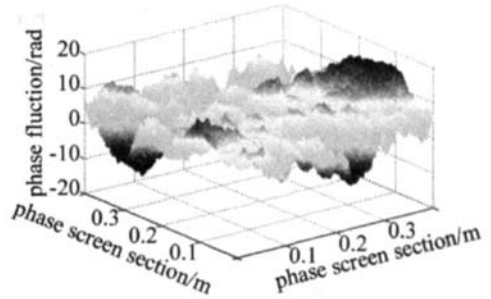


Fig. 4 The phase fluctuation when $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$



Fig. 5 The intensity distribution when $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{m}^{-2/3}$

2 光强起伏的分析

光强起伏的研究一般都集中在闪烁指数的分析上^[7]:

$$\sigma_i^2 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 \quad (5)$$

由于高斯光束的强度本身就成高斯分布, 即使没有湍流影响, 在接受面上光强也不是均匀的, 所以不能用一般分析无限大均匀平面波或球面波的方法, 即在某一特定时间点对整个接受面上的光场求空间上的光强起伏情况, 可以通过分析其每一个接受点光强随时间的变化情况, 求出其各个接受点的光强随时间起伏的方差, 据 ANDREWS 等人的理论分析, 在距离光轴不同 r 的地方光强起伏方差是不相同的^[7]:

$$\sigma_i^2(r, L) = 4 \cdot 42 \sigma_1^2 \Lambda_e^{5/6} \frac{r^2}{W_e^2} + \exp\left[\frac{0.49 \sigma_R^2}{(1 + 0.167 \sigma_R^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51 \sigma_1^2}{(1 + 0.69 \sigma_R^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 \quad (6)$$

式中, r 代表到光轴的距离, L 表传输距离, Λ_e 和 W_e 表示在湍流作用下接受面上的高斯光束参量, σ_1^2 为 Rytov 方差, σ_R^2 为修正后的 Rytov 方差^[8]:

$$\sigma_R^2 = 3.86 \sigma_1^2 \left\{ 0.04 / (1 + 2\Theta)^2 + 4\Lambda^2 \right\}^{5/12} \times \cos\left[\frac{5}{6} \tan^{-1}\left(\frac{1 + 2\Theta}{2\Lambda}\right) \right] - \frac{11}{6} \Lambda^{5/6} \quad (7)$$

式中, Θ 和 Λ 代表无湍流作用高斯光束在接受面上的光束参量。

通过模拟出来的不同湍流强度下高斯光束传输 5 km 后在接受面上的光场分布情况, 分析出来的光轴

和光腰 w 处的光强时间的变化得到的光强起伏方差, 与 ANDREWS 等人的理论分析值进行了比较, 见图 6

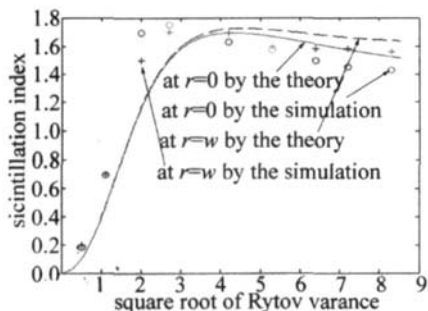


Fig 6 The compare of the theory and simulation

由图可知: (1) 从理论得到的光轴和光腰处的光强起伏方差图像可以看出, 同一高斯光束在同一传输距离的情况下, 当湍流比较弱时, 光强起伏会随着湍流的加强而变大, 但当湍流强度增加到一定程度时, 光强起伏方差不会随湍流的增大而增大, 达到峰值后, 光强起伏方差反而会随着湍流的加强有一定的下降, 最后趋近于某一饱和值, 这个结论也得到了很多实验的证实^[9]; (2) 光轴和光腰的光强起伏方差大小会有所不同, 随着湍流的加强, 光腰处的起伏要比光轴上稍大; (3) 模拟的结果和理论分析的静态统计值有很好的吻合。由于在计算高斯光束光强起伏时选用的是对接受面上的光轴和光腰处随时间的起伏情况的分析, 所以, 对每一种湍流强度下高斯光束的传输都要进行大量的模拟计算, 从图中可以看出, 在一定的条件下和误差容许的范围内, 模拟结果和理论值吻合得较好。

3 结论

大气湍流造成的光强起伏一直是困扰着近地激光工程应用的一个重要影响因素, 虽然由于大气湍流的随机性造成了分析的难度, 但是通过理论上的分析和数值模拟可以得到高斯光束通过湍流之后的光强起伏的统计参量, 这对近地激光应用将会有很积极的作用。

参考文献

- [1] WU J YANG Ch P. The theory of optic trans it in the atmosphere [M]. Beijing Beijing University of Posts and Telecommunications Press 2005: 155-189(in Chinese).
- [2] ZHANG Y X, TAO Ch K. Wave structure function of light wave propagating in turbulent atmosphere [J]. Laser Technology, 2004, 28(4): 337-339(in Chinese).
- [3] HILL R J CLIFFORD S F. Theory of saturated fluctuations in the laser radiation intensity in a turbulent medium [J]. Soviet Russia Physics JETP, 1981, 39: 605-614.
- [4] MARTIN J Simulation of wave propagation in random media theory and application [J]. SPIE, 1992, 6652: 192-197.
- [5] ZHANG H M. The research of simulation of laser trans it in the atmosphere turbulence [D]. Chengdu: Institute of Optics and Electronics of Chinese Academy of Sciences, 2005: 9-11(in Chinese).
- [6] WANG Sh F, ZHU Z Q. Contemporary principles of optics [M]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China Press 1998: 86-114 (in Chinese).
- [7] ANDREW S L C, AL-HABASH M A, HOPEN C Y, *et al*. Theory of optical scintillation Gaussian-beam wave mode [J]. Wave Random Media 2001(11): 271-291.
- [8] ANDREWS L C, HILL P S R L. Laser beam propagation though random media [M]. Bellingham, USA: SPIE Optical Engineering Press 2001: 1-20.
- [9] PARRY G. Measurement of atmospheric turbulence induced intensity fluctuations in a laser beam [J]. Optica Acta 1981, 28(5): 715-728.
- [10] YE H, WANG H, MAO H F, *et al*. Exposure characteristics of photopolymer holographic gratings [J]. Laser Technology 2007, 31(2): 175-178(in Chinese).
- [11] MA J CHO I S. Ruggedized digital holographic data storage with fast access [J]. Optical & Quant Electron, 2000, 32(1): 383-392.
- [12] HUANG M J YAO H W, CHEN Zh Y, *et al*. The effect of the thickness of photopolymer on high-density holographic recording [J]. Acta Photonica Sinica, 2002, 31(2): 246-249(in Chinese).
- [13] GONG Q X, WANG S L, HUANG M J *et al*. Study on holographic properties of a water-resistant acrylic-ole-based photopolymer [J]. Journal of Functional Materials and Devices 2005, 11(2): 233-237 (in Chinese).
- [14] HUANG M J WANG S L, WANG A R, *et al*. A wideband sensitive holographic photopolymer [J]. Chinese Optics Letters 2005, 3(5): 268-270.
- [15] TAO Sh Q, WANG D Y, JIANG Zh Q, *et al*. Holographic data storage [M]. Beijing: Beijing Polytechnical University Press 1998: 61-71(in Chinese).
- [16] YAO H W, HUANG M J CHEN Zh Y, *et al*. Preparation of green sensitive photopolymer and investigation of its holographic [J]. Acta Optica Sinica 2002, 22(5): 632-635(in Chinese).
- [17] BETZIG E, TRAUTMAN J K. Near-field optics microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit [J]. Science, 1992, 257(6): 189-195.
- [18] GALLEGO S, ORTUNO M, NEIPP C, *et al*. Physical and effective optical thickness of holographic diffraction gratings recorded in photopolymers [J]. Optics Express 2005, 13(6): 1939-1947.

(上接第 547 页)