文章编号:1001-5078(2014)05-0487-04 ·激光应用技术·

星-地激光大气湍流传输的时域特性模拟

向劲松,李晓双,陈绍娟,吴金勇
(重庆邮电大学光纤通信技术重点实验室,重庆 400065)

摘 要:首先采用多相位屏的方法对大气湍流进行模拟,接着采用基于协方差的插值方法产生足够长的湍流相位屏,以模拟大气湍流随时间的变化。在下行链路地面接收天线直径和上行高斯光束直径分别不同的情况下,数值模拟光强度随时间的变化,并对接收到的光强度信号分别进行时域和频域的分析。

关键词:大气湍流;多相位屏;时域特性;数值仿真
中图分类号:TN929.1 **文献标识码**:A **DOI**:10.3969/j.issn.1001-5078.2014.05.003

Time-domain simulation of satellite-terrestrial laser transmission under atmospheric turbulence

XIANG Jing-song, LI Xiao-shuang, CHEN Shao-juan, WU Jin-yong
(Key Lab. of Optical Fiber Communications Technology, Chongqing University of Posts and Telecommunication, Chongqing 400065, China)

Abstract: The effects of atmosphere turbulence in different heights are simulated by using multi-phase screen method. And phase screen is generated through the interpolation algorithm based on the phase covariance method. Atmospheric turbulence change with time is simulated. Optical intensity change with time is simulated under different diameters of downlink receiving antenna and different diameters of uplink Gauss beam. In addition, the received optical intensity signals are analyzed in time domain and frequency domain.

Key words: Atmosphere turbulence; Multi-phase screen; Time domain characteristics; Numerical simulation

1 引 言

星-地激光通信链路分为星-地上行链路与星-地下行链路,两者均会受到大气层的影响。在光束经过大气层时,会受到大气湍流效应、偏折效应以及衰减效应等影响,其中大气湍流所造成的折射率随机起伏引起的光束漂移、到达角起伏、光闪烁、畸变和光能损失等,对星-地激光通信链路性能会产生大的影响。由于理论分析的难度和实验研究的局限性,数值模拟已成为研究激光传输过程尤其是研究大气湍流特性的重要手段。

在星地激光传输链路中,由于风速引起的大气湍流的随机波动会对星地激光传输系统性能造成严重的影响,有必要对时域特性下的大气湍流进行研究。2008年,Diso等[1]对近地面水平方向的湍流变化进行了相位屏模拟,但是只模拟了单个相位屏,并不能很好体现大气湍流的实时变化对光波动的影响。本文将采用多相位屏的方法对时域特性下的星地激光传输过程进行模拟。

2 多相位屏星-地激光湍流传输模拟方法

采用多相位屏的方法对激光在大气中的传输进行模拟,实际上是一种基于菲涅耳衍射原理的光传输模拟方法,它是研究大气湍流条件下的激光传输特性的一个重要方法。按光束的传输方向

基金项目:国家自然科学基金(No. 61071117, 61275077);重庆市科委(No. CSTC2010BB2413);重庆市教委(No. KJ130515)资助项目。
作者简介:向劲松(1975-),男,博士,副教授,主要从事空间光通信研究。E-mail:xiangjs@cqupt.edu.cn
收稿日期:2013-09-18

将大气湍流层分成 N 层，每层间距设为 Δz，湍流在距离 Δz 内对光波的相位产生独立的影响，而对振幅没有影响，光波振幅的变化是在多个 Δz 距离上自由空间衍射的结果。在每段 Δz 距离上，相位屏表示对入射到该相位屏的激光束的随机相位起伏的作用，即光束的相位为其原来的相位加上 Δz 内湍流所造成的相位变化，之后再对光束做自由空间上的传输。

假设光束沿 Z 轴方向进行传输，在第 n 个相位屏传输到第 $(n+1)$ 个时，光场可用如下的公式表示[2]：

$$U(x,y,z_{n+1}) = \mathrm{IFFT}\{\mathrm{FFT}[U(x,y,z_n)\cdot \exp(i\phi(x,y))]\exp(\frac{-iK_\perp^2\Delta z}{2k})\} \quad (1)$$

式中，$U(x,y,z)$、$U(x,y,z+1)$ 分别为距离地面 Z_n、Z_{n+1} 高度处的光波复振幅；IFFT 为离散二维傅里叶反变换；FFT 为离散二维傅里叶变换；等号右边最后一项表示自由空间激光束的传播因子；$\phi(x,y)$ 表示湍流相位屏；$\Delta z = Z_{n+1} - Z_n$ 表示第 $n+1$ 个湍流子层的厚度；x、y 是相位屏网格的空间位置；$K_\perp^2 = K_x^2 + K_y^2$，其中 $K_x^2 = 2\pi/x$、$K_y^2 = 2\pi/y$ 表示对应的一维空间波数；$k = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数，λ 为光波波长（单位是 m）。

两相邻相位屏之间的大气湍流相干长度为：

$$r_0 = \left(0.423k^2\int_{z_n}^{z_{n+1}} C_n^2(z\cos(\zeta))\,dz\right)^{-3/5} \quad (2)$$

其中，ζ 为天顶角；折射率结构常数 C_n^2 在理论分析中通常采用 Hufnagel-Valley 模型[3]（单位是 $\mathrm{m}^{-2/3}$）：

$$C_n^2(h) = 5.94\times10^{-53}(V/27)^2h^{10}\exp(-h/1000) + 2.7\times10^{-16}\exp(-h/1500) + A\exp(-h/100) \quad (3)$$

其中，A 为地面位置处的折射率结构常数，仿真时取 $A = 1.7\times10^{-14}$；V 表示 5 - 20 km 高度处的平均风速[4] 为：

$$V = [(1/15\mathrm{km})\cdot\int_{5\mathrm{km}}^{20\mathrm{km}} v^2(h)\,dh]^{1/2} \quad (4)$$

式中，$v(h)$ 表示高度 h 处的风速。

根据奈奎斯特定理，光束截面上的相邻两点间的相位差应小于 π，即相位屏的抽样间隔 Δx 满足条件：$|\phi(x+\Delta x,y,z) - \phi(x,y,z)| < \pi$；且为满足相位屏求解波动方程的近似条件，相邻相位屏之间的距离 Δz 应小于 $N_x(\Delta x)_2/(2\lambda)$，其中 $N_x\times N_y$ 为相位屏的网格。此外，相邻相位屏之间的距离 Δz 需大于湍流外尺度，以保证相位屏之间互不相关。

对于星 - 地上行激光束的传输来说，光束经过 20 km 的垂直湍流层到达湍流层顶端后再经过长距离的自由空间到达卫星上。

对星 - 地下行光束传输进行模拟时，卫星上发出的光束经过长距离的自由空间传输后到达湍流层顶端时，光束已经展宽到足够大并可近似为平面波。光波在传输过程中由于介质的随机散射作用，能量会溢出相位屏的网格，溢出能量并未消失。随传输距离的增大，这种网格边界效应会越来越明显，必须抑制。仿真时下行平面波乘以公式(5)所示的超高斯函数因子 G 抑制网格边界效应[5]：

$$G = \exp[-(\frac{r}{m\cdot D_p})^8] \quad (5)$$

其中，r 为相位屏网格距中心网格的距离；D_p 为相位屏尺寸；m 为比例系数，仿真时取 0.45。之后按照与上行光束相反的方向从湍流层顶端传输到地面，由地面端接收天线接收光信号。

根据多相位屏方法，将湍流层分为多个子层，每相邻湍流层之间的距离可以不同：假设相邻两个相位屏的垂直间距最大为 600 m。由于靠近地面的大气湍流强度比高空中湍流强度大，在近地端垂直地面的 1.5 km 内设置 10 个不等间距的相位屏，在垂直地面 1.5 km 以上每隔 600 m 设置一个相位屏，这样在整个湍流层内总共设置 40 个相位屏。

光束经过大气湍流传输后会发生展宽，为了使光束不超出湍流屏，相应的增大相位屏的尺寸。仿真过程中假设近地端第一个相位屏的大小为 1 m × 1 m，当光束直径在传输过程中展宽为原来的二倍时，相位屏也相应的扩展为原来的二倍（即相位屏大小为 2 m × 2 m）。保持相位屏的网格数不变，只改变相位屏的网格间距，此时相位屏网格间距也扩展为原来的二倍。这样，在近地端相位屏的分辨率就高于高空中相位屏的分辨率。

3 无限长湍流相位屏的产生

基于泰勒湍流冻结假设理论，文章采用 Bufton 风速模型[4]模拟大气湍流受到的风速：

$$v(h) = \omega_s h + v_g + 30\exp[-((h-4900)/4800)^2] \quad (6)$$

其中，ω_s 为卫星相对地面的速度；v_g 为地面风速。仿真时取卫星对于地面的速度为 $\omega_s = 0$；地面风速 $v_g = 5$ m/s。

为模拟光强度随时间的变化特性，将采用以下步骤产生无限长相位屏。首先对给定的湍流功率谱

进行二维傅里叶逆变换[6],再根据文献[7]的协方差方法对初始相位屏自相关函数的低频部分进行补偿,获得精确度较高的初始相位屏。本文模拟生成网格数为 256 × 256 的初始相位屏。

文献[8]使用基于相位协方差的插值方法产生无限长湍流相位屏,实现对长时间的大气湍流进行模拟。插值方法步骤如下:如图 1 所示低频补偿后的相位屏从第(i - 226)列开始每 16 列取一列共取 15 列;从取出的 15 列矩阵中自第 1 行开始,每 16 行取一行共取 17 行,总共选取 17 × 15 的矩阵形成新的矩阵,再加上低频补偿后的相位屏的第(i - 1)列与第 i 列作为预测相位矩阵,用'⊕'表示。利用相位协方差原理和预测相位矩阵插值产生新的列相位,如图 1 用 * 表示,形成新的相位屏。将新插值列作为第 i 列,并将原低频补偿后的相位屏的列序号都减小 1,重复图 1 的步骤,即可产生无限长湍流相位屏。在仿真过程中,每产生一列新的相位元素就将第一列相位元素删除,以确保相位屏的网格数不变。

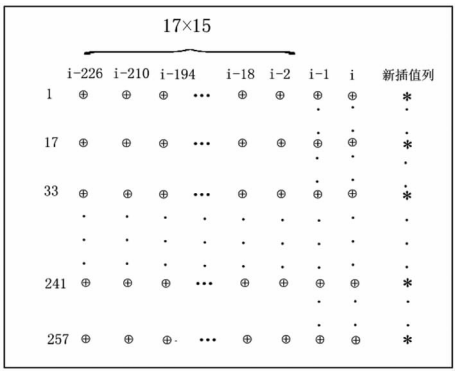


图 1 无限长湍流相位屏产生

4 湍流下的星 - 地激光时域特性仿真

在模拟星 - 地激光在大气湍流下的传输过程时,选取参数如下:天顶角 $\zeta = 0°$;大气湍流外尺度 $L_0 = 50$ m;激光通信传输距离 $Z = 36000$ km。上下行链路的光波波长均为 $\lambda = 1.55$ μm,下行接收天线与上行发射天线共用,且上行高斯光束直径 D_g 与发射天线直径 D 的关系为:$D_g = D$。文章仿真结果是对 10000 次连续的模拟得出的,即仿真 $t = 10000 \times 0.001\text{s} = 10$ s 内大气湍流随时间的变化对光束产生的影响。

光波在大气湍流中传输时受到的大气湍流的影响用光强起伏的归一化方差表示,即光强闪烁指数:

$$\sigma_I^2 = < I^2 > / < I >^2 - 1 \quad (7)$$

激光束一般采用经典的平面波 Rytov 弱湍流理论预测对数强度方差 $\sigma_{\ln I}^2$ [9]:

$$\sigma_{\ln I}^2 = 2.24k^{7/6}\cos^{-11/6}(\zeta)\int_0^\infty C_n^2(h)h^{5/6}dh \quad (8)$$

公式(8)表示的是接收机为点探测器时的对数强度起伏方差。闪烁指数 σ_I^2 与对数强度方差 $\sigma_{\ln I}^2$ 的关系为:

$$\sigma_I^2 = \exp(\sigma_{\ln I}^2) - 1 \quad (9)$$

根据公式(8)和(9)计算接收机为点探测器时 1550 nm 的下行信标光的光强度起伏方差为 $\sigma_{I_theory}^2 = 0.0645$。

图 2(a)为地面天线直径 D = 0.01 m 时,在 0.2 s 时间内的下行信标光强度起伏特征曲线。数值仿真获得的下行信标光强度起伏方差 $\sigma_I^2 = 0.0643$,与理论的点探测器获得的值 $\sigma_{I_theory}^2 = 0.0645$ 相近。所以当地面接收直径很小时可以看作点探测器接收。

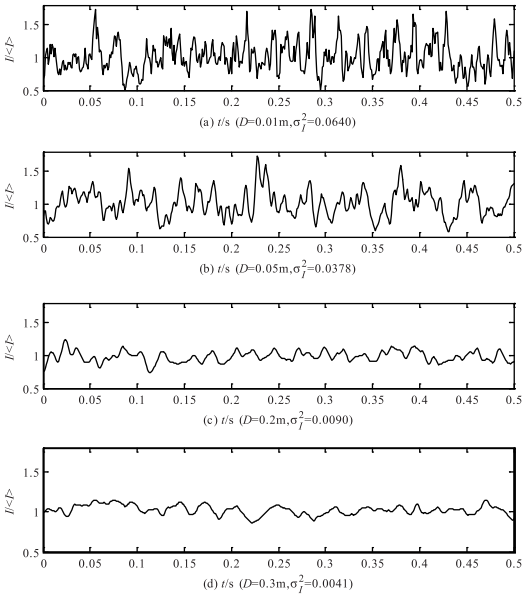


图 2 下行光强度起伏特性

对于下行信标光来说,由图 2(a) ~ (d)可以看出,当地面接收直径分别为 0.01 m,0.05 m,0.2 m 和 0.3 m 时,仿真到的光强度起伏会随接收孔径直径的变大而逐渐减小。尤其是当接收直径为 0.3 m 时下行光强度起伏已经很小,起伏方差为 0.0039。因此对星地激光通信来说,地面的接收天线一般较大,这样可以利用大接收天线的孔径平均效应抑制湍流引起的强度起伏。

图 3 为在不同的发射天线直径下,通过质心跟踪,获得上行高斯光束的轴上光强度随时间的变化。从仿真结果可以看出随发射天线直径的增大,上行高斯光束轴上光强度起伏特性没有特定的变化规律。

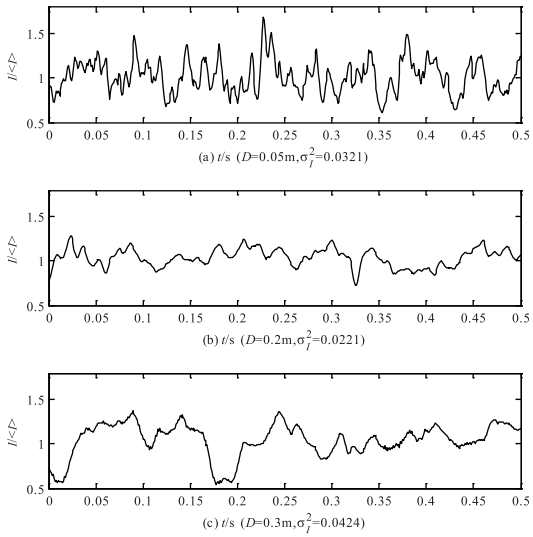


图 3 上行高斯光束轴上光强度起伏特性

对上述光强度起伏信号进行快速傅里叶变换，得到相应的频谱特性曲线如图 4 和图 5 所示。

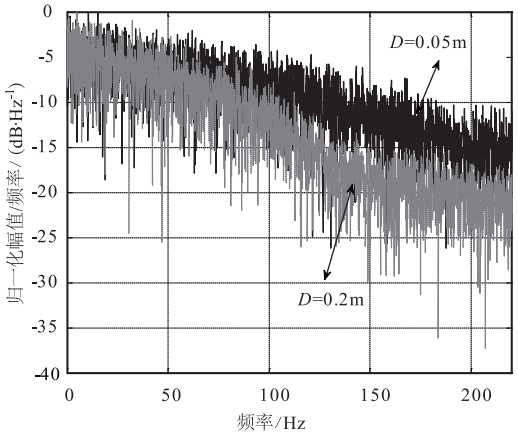


图 4 下行信标光频谱特性

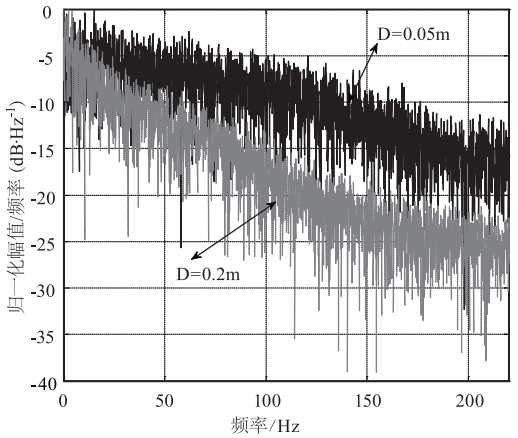


图 5 上行高斯光束轴上光强频谱特性

由图 4 和图 5 可知，当天线直径增大时，归一化幅值为 −20 dB 时频谱带宽会减小；当天线直径为 0.2 m 时，频谱带宽在 100 Hz 左右。

5 总 结

文章主要对星地激光传输过程中光强度随时间变化的强度起伏特性进行研究。首先采用多相位屏方法对不同高度大气湍流的影响进行模拟；接下来为得到光强度随时间的起伏变化，对每一层相位屏进行插值扩展，获得无限长的湍流相位屏。对于 1550 nm 的上行高斯光束来说，随发射光束直径的增大，光强度起伏没有特定的变化规律。但是对于 1550 nm 的下行信标光来说，当地面接收天线直径为 0.01 m 时，获得的光强度起伏方差与点探测器获得光强度起伏相近；随着地面接收天线直径的增大，光强度起伏会因为孔径平滑效应而减小。因此在星地激光通信中，地面接收天线直径一般较大。将随时间变化的光强度起伏信号进行频谱变换，随共用地面天线直径的增大，归一化幅值降低到 −20 dB 时频谱带宽会减小。

参考文献：

[1] F Dios, J Recolons, A Rodriguez. Temporal analysis of laser beam propagation in the atmosphere using computer-generated long phase screens[J]. Optical Express, 2008, 16(3), 2206 − 2220.

[2] W A Coles, JP Fillice, R G Frehlich. Simulation of wave propagation in three-dimensional random media[J]. Appl. Opt, 1995, 34(12): 2089 − 2101.

[3] L C Androws, R L Phillips, P T Yu. Optical scintillation and fade statistics for a satellite-communication system [J]. Appl. Opt, 1995, 34(33): 7742 − 7751.

[4] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media [M]. Bellingham, Washington: SPIE press, 2005.

[5] Jason D Schmidt. Numerical simulation of optical wave propagation with example in MATLAB[M]. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2010.

[6] B J Herman, L A Strugala. Method for inclusion of low-frequency contributions in numerical representation of atmospheric turbulence[J]. Proc. SPIE, 1990, 1221: 183 − 192.

[7] Jingsong Xiang. Accurate compensation of the low-frequency components for the FFT-based turbulent phase screen[J]. Opt. Express, 2012, 20(1): 681 − 687.

[8] Assemat F, Wilson R W, Gendron E. Methord for simulating infinitely long and non stationary phase screens with optimized memory storage[J]. Optical Express, 2006, 14(3): 988 − 999.

[9] K S Shaik. Atmospheric propagation effects relevant to optical communications[J]. TDA Progress Report, 1988: 180 − 200.