

引用格式: TAO Zhiwei, DAI Congming, WU Pengfei, et al. Atmospheric Effects of Star Imaging (II): Atmospheric Turbulence[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(5):0552210

陶志炜,戴聪明,武鹏飞,等.星光成像的大气影响研究(II):大气湍流[J].光子学报,2023,52(5):0552210

星光成像的大气影响研究(II):大气湍流

陶志炜^{1,2,3},戴聪明^{1,3},武鹏飞^{1,3},任益充⁴,梅海平^{1,3},童杰^{1,3,5},骆传凯^{1,3},
青春^{1,3},冯云松²,魏合理^{1,3},饶瑞中^{1,3}

(1 中国科学院合肥物质科学研究院 安徽光学精密机械研究所 中国科学院大气光学重点实验室,合肥 230031)

(2 国防科学技术大学 电子对抗学院 红外与低温等离子体安徽省重点实验室,合肥 230037)

(3 先进激光技术安徽省实验室,合肥 230037)

(4 合肥工业大学 物理学院,合肥 230601)

(5 中国科学技术大学研究生院科学岛分院,合肥 230026)

摘要:工作于近地空间的星敏感器,其观测过程将不可避免受到天空背景辐射、大气湍流以及大气折射的影响。本文是星光成像的大气影响系列文章之二,建立了湍流大气星光传输模型,研究了恒星成像的大气湍流影响。基于ERA5数据和光学湍流预报方法得到大气湍流参数廓线,计算了典型地区不同时刻及观测条件下星光的闪烁指数,对比星光闪烁的理论值,验证了数值计算的可靠性。研究了湍流大气中星光传输的闪烁效应及星像质心的抖动特性,得到了典型观测高度及观测天顶角情况下的恒星抖动量。研究表明:恒星抖动的到达角和到达角起伏与星光的闪烁指数呈正相关关系,提升星敏感器的观测高度、减小星敏感器的观测天顶角,能一定程度上减轻星光成像的大气湍流影响。

关键词:星敏感器;恒星成像;大气湍流;闪烁指数;到达角起伏

中图分类号:O439;O357.5

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20235205.0552210

0 引言

人类利用恒星来进行导航,最早可追溯到古代人们通过北极星来确定方位。直到20世纪50年代,星敏感器的横空出世,大大提升了恒星导航的精度。星敏感器是一种高精度的姿态敏感测量仪器,它通过成像系统对星空成像,测量恒星矢量在星敏感器坐标系中的分量,利用已知的恒星精确位置来确定载体相对于惯性坐标系的三轴姿态^[1]。星敏感器导航技术的高精度、抗干扰性强、可不依赖其它系统进行独立导航等优点在近地空间各类机载、舰载、车载平台上有着广泛的应用^[2]。

早期,星敏感器应用于卫星平台,承担了卫星姿态测量的任务,是卫星平台不可或缺的测量设备。由于大气层外可近似看成是真空环境,因此,星载星敏感器在工作时几乎不受大气的影 响,其测姿精度通常可达到角秒级甚至亚角秒量级。随着空天观测平台的发展以及大气层内星敏感器观测高度的降低,大气对恒星探测的影响愈发显著,星敏感器在成像时不可避免的会受到地球大气背景辐射、湍流、折射等因素的影响。白天大气分子与气溶胶粒子会对太阳光产生散射,使得天空产生复杂的背景光,对星敏感器在白天观星时产生极大的干扰,严重降低成像的信噪比,使得恒星目标淹没在背景中,无法识别^[3]。另一方面,大气分子与气溶胶粒子的存在会使得星光传输产生衰减,再加上大气本身存在折射率起伏,还会影响光波的相位,并对振幅产生调制,引发星光的闪烁和抖动^[4-10]。由于大气折射率随高度存在一定变化,因此当星光经过大气传输时,大气折射会延长星光的传输路径,改变星光的传输方向,严重影响星光导航的精度。

基金项目:国家重点研发计划(No. 2019YFA0706004),中科院合肥物质科学研究院院长基金青年项目(No. YZJJ2023QN05),红外与低温等离子体安徽省重点实验室开放课题资助课题(No. IRKL2023KF05),基础加强计划(No. 2020-JCJQ-ZD-136-11)

第一作者:陶志炜,zwtao@aiofm.ac.cn

通讯作者:戴聪明,cmdai@aiofm.ac.cn

收稿日期:2023-03-01;**录用日期:**2023-04-19

<http://www.photon.ac.cn>

为了定量评估大气对星光成像的影响,本系列文章之一着重研究了星光成像中恒星“看得见”这一重要问题。其次,为了进一步获取恒星的位置采用星敏感器进行定位和导航,还需着重研究恒星“看的准”这一问题,即如何评估星光成像的大气湍流和大气折射影响。实际上,关于星光大气湍流影响的研究最早可追溯至对星光图像结构和运动的研究。这种运动在几何光学角度看来最直接的影响就是使得星光产生一定程度的角向位移^[4]。随着光波随机介质传输理论的建立^[11],研究人员才逐步弄清星光抖动产生的原因,即由于大气湍流使得波前产生倾斜导致的。除此之外,大气湍流会使星光产生另一个高阶效应,即对星光的强度产生调制^[12](折射率的随机起伏会对星光的能量产生耗散和起伏),进而使得星光发生“忽亮忽暗”的现象,这便是人们常说的闪烁效应^[4-10]。

本文是星光成像大气影响三部分研究(背景辐射、湍流及折射)的第二部分,目标在于构建星光大气湍流传输的数理模型,并针对我国幅员辽阔特点,选取典型地区,获取测试数据,优化完善我国典型区域星光闪烁和抖动的数据模型。首先,结合大气湍流廓线数据,获得典型地区星光传输链路的相位屏分布特性和湍流特性。其次,结合分步式光传输方法,研究星光经过大气湍流传输后的闪烁量、到达角以及到达角起伏等物理量的变化规律,定量评估大气湍流对星光成像的影响。本文的结果对于指导星敏感器的设计、星像质心算法的开发研究具有一定的指导价值。

1 星光大气湍流传输模型

1.1 分步式光传输模型

星光成像大气湍流仿真的核心问题在于研究大气湍流对星光传输的影响。为了从数值角度给上述问题一个定量的结果,首先介绍星光大气湍流传输的分步式光传输模型,其主要思想是将大气信道看成一系列的湍流相位屏的组合,每个相位屏会在光束上引入一个满足大气湍流特性的随机相位 ϕ ,并将两个相位屏之间的传输过程看成真空环境下的Fresnel衍射^[13-14]。值得说明的是,每个相位屏不会导致光束振幅发生改变,而是通过真空衍射不断改变光束强度的分布情况,如图1所示。对于每一段的传输过程,可描述为^[14]

$$u(z + \Delta z) = e^{i\phi} \mathcal{F}^{-1} \left\{ u(z, K_{\perp}) e^{-iK_{\perp}^2 \Delta z / 2k} \right\} \quad (1)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$, $\phi = k \int_z^{z+\Delta z} \delta n(x, y, z) dz$ 代表 z 到 $z + \Delta z$ 之间的相位差, $K_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 代表横向平面的波数, $\mathcal{F}^{-1}\{\cdot\}$ 代表在与传输方向垂直的二维平面内做Fourier变换, $u(z, K_{\perp})$ 代表光场 u 在 z 处的Fourier变换。为了从上述方法仿真得到合理的结果,有以下问题需要注意:1)如何在每次迭代过程中引入一个满足大气湍流特性的随机相位 ϕ ;2)如何针对不同信道的湍流特征设置合适的相位屏分布。

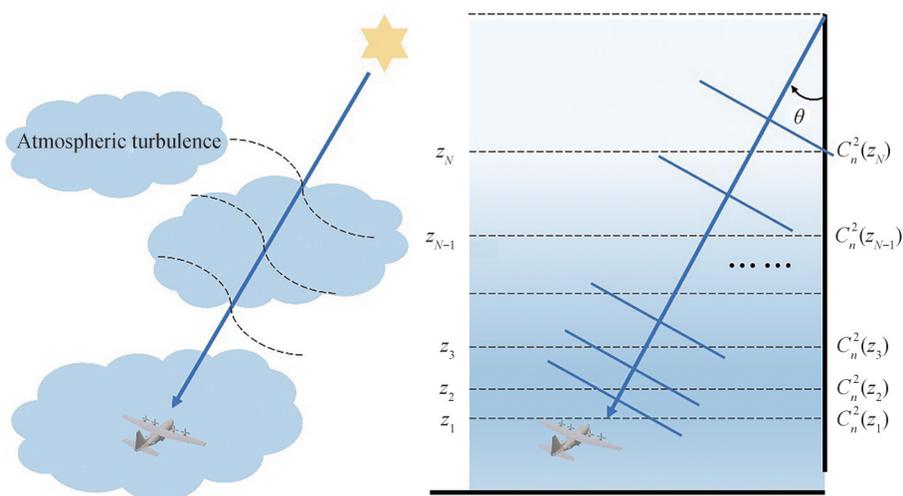


图1 星光大气湍流传输的原理图和星光传输的分步式大气传输模型
Fig. 1 Schematic diagram of the split-step beam propagation model

1.1.1 相位屏生成

针对第一个问题,目前常用的构造相位屏的方法是基于傅里叶变换得到的,其基本原理是利用湍流折射率谱和复高斯随机数矩阵产生相空间复随机场,然后进行逆傅里叶变换获得二维相位的空间分布,其过程可表示为^[13,15-17]

$$\phi(x, y) = \sum_m \sum_n c_{mn} \exp[i2\pi(f_{x_m}x + f_{y_n}y)] \quad (2)$$

式中, $c_{mn} = h(f_{x_m}, f_{y_n}) \sqrt{2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(\kappa)} \Delta f_x \Delta f_y$, f_{x_m} 和 f_{y_n} 分别代表 x 方向和 y 方向的离散空间频率, $\Phi_n(\kappa)$ 代表大气湍流的功率谱密度函数, $\Delta f_x = 1/L_x$, $\Delta f_y = 1/L_y$, 其中 L_x 和 L_y 分别代表 x 方向和 y 方向的格点尺寸, $h(f_x, f_y)$ 则代表一个 Gaussian 随机分布且其均值为零的复随机矩阵。

需要说明的是,虽然采用傅里叶变换产生湍流相位屏的方法较为简单,但使用该方法生成的相位屏明显具有低频不足的缺点,这是因为采用该方法生成的相位屏的最小频率为 Δf_x , 其中不包含 $(-\Delta f_x/2, \Delta f_x/2)$ 和 $(-\Delta f_y/2, \Delta f_y/2)$ 这部分频率的贡献。为了补偿相位屏中低频成分的贡献,国内外相关学者提出了一种次谐波补偿的相位屏生成方法,其数学形式为^[13,18]

$$\phi(x, y) = \sum_m \sum_n c_{mn} \exp[i2\pi(f_{x_m}x + f_{y_n}y)] + \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 c_{mn} \exp[i2\pi(f_{x_m}x + f_{y_n}y)] \quad (3)$$

式中, p 为次谐波级数,且次谐波频率间隔为 $\Delta f_p = 1/(3^p L)$ 。本文采用次谐波补偿的傅里叶变换法来改善相位屏模拟大尺度的统计特征。

1.1.2 湍流描述

针对本文研究内容,首先需得到我国典型地区不同时段的湍流廓线,其次根据湍流廓线设置相应的相位屏分布。众所周知,大气湍流的分布具有一定的垂直结构,其通道内的光学湍流强度变化可描述为折射率结构常数 C_n^2 随高度 h 的函数。常见的 C_n^2 垂直廓线的参数化模式有 HV 模式^[19], HMN 模式^[20] 以及 Dewan 模式^[21] 等。然而,由于光学湍流的变化往往具有一定的地域和季节等特征,因此若盲目采用上述模式计算星光大气湍流传输后的结果,会得到不符合我国局部的实际地理和大气状况的结果。因此,本文的计算和分析并未采用经典的参数化模式,而是基于 ERA5 数据¹并结合光学湍流预报方法^[22-23], 在得到的湍流廓线数据基础上进行的。为了计算典型区域不同时刻的星光闪烁情况,本文选取了 2008 年 1 月 1 日三沙(地理位置:112.5°E, 17°N, 温度:21.6 °C, 湿度:73.2%, 压强:1 017.69 hPa)、大柴旦(地理位置:95.25°E, 37.75°N, 温度:-12.6 °C, 湿度:41.8%, 压强:665.79 hPa)以及合肥(地理位置:117.25°E, 31.75°N, 温度:0.81 °C, 湿度:50.9%, 压强:1 030.27 hPa)三地一天四个时间段的湍流情况进行计算,相应的湍流廓线如图 2 所示。

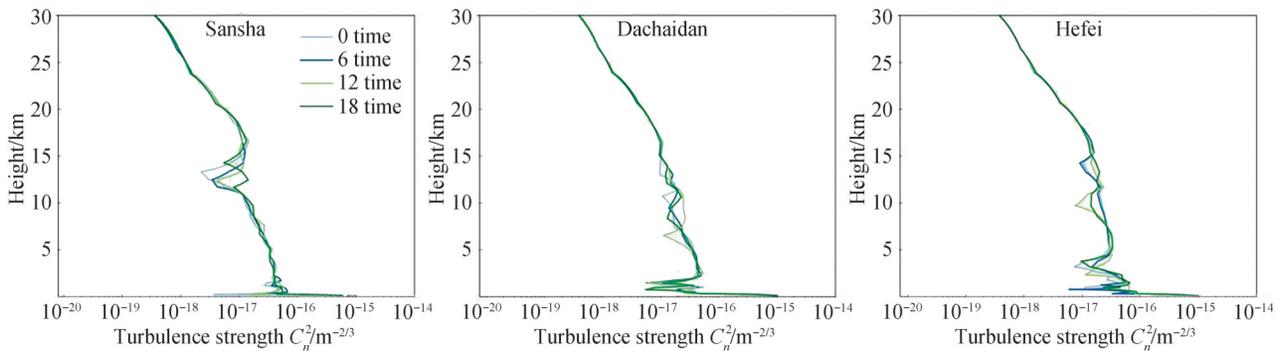


图 2 2008 年 1 月 1 日三沙、大柴旦、合肥三地一天四个时间段的湍流廓线图

Fig. 2 Turbulence profiles at Sansha, Dachaidan and Hefei for four time periods of one day on January 1, 2008

¹ERA5 是欧洲中期天气预报中心(European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, ECMWF)第五代全球大气再分析数据集,提供的变量达到 240 个,包含不同的大气参量,如温度、相对湿度、风速等,使用户能精确地分析过去长时间范围大气的状态。数据下载地址详见: ERA5-Land hourly data from 1950 to present (copernicus.eu)。

1.1.3 相位屏分布

根据以上得到的典型区域不同时刻的湍流垂直分布情况,便可设置星光大气传输信道相应的相位屏分布。一般而言,对于折射率起伏均匀的光传播路径,一般设置等间隔的相位屏;而对于非均匀路径下的光传播,如地球大气中的上行或下行传播问题,由于传播路径上的折射率起伏强度不相等,若仍设置等间隔的相位屏,则会导致强起伏区不能被充分采样,而弱起伏区被过度采样。这不仅使得数值模拟不能真实地反映光传播的实际过程,又增大了不必要的计算量。因此本文采用等Rytov指数间隔相位屏分布方式来进行数值仿真^[24]。具体原理可分为以下几个步骤(详见附件流程图)。

1) 设定常数 c , 使得相邻两层相位屏的 Rytov 指数 $\sigma_R^2(\Delta z_i) \equiv c$ 。

2) 根据近地面的 $C_n^2(0)$ 以及 $\sigma_R^2(\Delta z_1) = 1.23C_n^2(0)k^{7/6}(\Delta z_1)^{11/6} \equiv c$, 计算第一层相位屏对应的高度, 用于设定初始值。

3) 对于第 i 个相位屏到 $i+1$ 个相位屏的间距 Δz_i , 采用第 i 层相位屏对应高度的 $C_n^2(z_i)$ 和恒等式 $1.23C_n^2(z_i)k^{7/6}(\Delta z_i)^{11/6} \equiv c$ 进行计算。

4) 迭代第 3) 步, 直到相位屏间距总和等于总的传输距离, 停止迭代。

上述采用等 Rytov 指数间隔的相位屏分布是假定天顶角为零的条件下进行, 若天顶角为 θ_z 且上述生成的相位屏的高度分别为 h_1, h_2, \dots, h_n , 则应调整相位屏分布的高度为 $h_1 \sec \theta_z, h_2 \sec \theta_z, \dots, h_n \sec \theta_z$ 。

对于天顶角为 θ_z 的各层相位屏的大气相干长度 r_{0i} , 采用式(4)进行计算。

$$r_{0i} = (0.423k^2 \sec \theta_z C_n^2(z_i) \Delta z_i)^{-\frac{3}{5}} \tag{4}$$

1.2 星光闪烁

上一节介绍了星光大气湍流传输的分布式光传输模型, 结合典型地区湍流廓线设置相应的相位屏分布, 便可得到星光大气湍流传输后的结果。根据已知星光大气湍流传输后的电场, 结合式(5), 可计算星光的闪烁指数, 它通常刻画了接收端星光的强度起伏情况^[25]

$$\sigma_I^2 \equiv \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 \tag{5}$$

式中, 符号 I 和 $\langle \cdot \rangle$ 分别表示光场强度和系综平均值。一般而言, 在任意起伏条件下, 闪烁指数一般不能获得一个明确的解析表达式, 但对于 Kolmogorov 谱情况下的平面波而言, 任意湍流强度下垂直信道的闪烁指数可表述为^[26-27]

$$\sigma_I^2 = \exp \left[\frac{0.49\sigma_R^2}{\left(1 + 1.11\sigma_R^{\frac{12}{5}}\right)^{\frac{7}{6}}} + \frac{0.51\sigma_R^2}{\left(1 + 0.69\sigma_R^{\frac{12}{5}}\right)^{\frac{5}{6}}} \right] - 1 \tag{6}$$

式中, σ_R^2 为 Rytov 指数有

$$\sigma_R^2 = 2.25k^{\frac{7}{6}} \sec^{\frac{11}{6}}(\theta_z) \int_{h_0}^{\infty} C_n^2(h)(h - h_0)^{\frac{5}{6}} dh \tag{7}$$

式中, h 为观测高度, θ_z 表示天顶角的大小。需要说明的是, 式(6)给出的结果是平面波垂直信道的点闪烁公式, 而式(5)给出的计算公式具有一定的普适性, 可计算任意孔径区域内的闪烁指数。一般而言, 采用数值接收电场计算闪烁指数时总是会得到一定区域范围内闪烁指数平均的效果(这是由于网格的空间分辨率决定的)。众所周知, 闪烁指数一般与接收端望远镜接收孔径大小成反比, 因为较大的望远镜将平均孔径上的波动。孔径平均闪烁应小于用点接收器测量的闪烁。因此, 为了将数值结果与理论结果进行对比, 需对数据结果除以一个孔径平均因子, 才可与理论结果进行对比。对于平面波而言, 孔径平均因子可表示为

$$A = \frac{\sigma_I^2(D)}{\sigma_I^2} \tag{8}$$

式中, D 代表望远镜的接收口径大小, 有限面积上的任意起伏条件下闪烁方差 $\sigma_I^2(D)$ 为^[28]

$$\sigma_I^2(D) = \exp \left[\frac{0.49\sigma_R^2}{\left(1 + 0.653d^2 + 1.11\sigma_R^{\frac{12}{5}}\right)^{\frac{7}{6}}} + \frac{0.51\sigma_R^2 \left(1 + 0.69\sigma_R^{\frac{12}{5}}\right)^{-\frac{5}{6}}}{1 + 0.09d^2 + 0.621d^2\sigma_R^{\frac{12}{5}}} \right] - 1 \quad (9)$$

式中, $d = (kD^2/4z)^{1/2}$, z 代表星光在湍流中的传输距离。

1.3 远场成像

根据接收电场不仅可以计算星光经过大气湍流后的闪烁值,还可计算星光经望远镜远场成像后的光斑的抖动量、到达角以及到达角起伏,后者通常是星光到达像面上传播方向的度量。一般而言,星光经过大气湍流传输后被接收端望远镜接收,而后在远场成像,其成像模型可等效为物体紧贴棱镜的成像方式^[13]。因此,星光的远场光斑可表述为二维远场衍射积分^[13]

$$u_{\text{far}}(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda f} e^{i\frac{k}{2f}(x_2^2 + y_2^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u_{\text{out}}(x_1, y_1) P(x_1, y_1) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda f}(x_2 x_1 + y_2 y_1)} dx_1 dy_1 = \frac{1}{i\lambda f} e^{i\frac{k}{2f}(x_2^2 + y_2^2)} \mathcal{F} \left\{ u_{\text{out}}(x_1, y_1) P(x_1, y_1) \right\} \Big|_{f_x = \frac{x_2}{\lambda f}, f_y = \frac{y_2}{\lambda f}} \quad (10)$$

式中, $u_{\text{out}}(x_1, y_1)$ 为星光经大气湍流传输后的电场, $P(x_1, y_1)$ 为望远镜的光瞳函数, f 代表望远镜的焦距。根据式(10),可计算远场光斑的抖动量。值得注意的是,由式(10)还可以看出,如若需要统计远场光斑的抖动量,则需要事先知道成像系统的焦距 f 。换句话说,远场光斑的抖动量与成像系统的焦距有关,但这一点是我们不希望的。因此,为了研究大气湍流本身对于远场光斑抖动的影响,本文采用到达角来描述星光的抖动,其可表述为

$$\alpha = \frac{\Delta r}{f} \quad (11)$$

式中, Δr 代表远场光斑的抖动量。例如:若接收端望远镜的焦距为 1 m 且到达角为 2 μrad ,则远场光斑相应的抖动量为 2 μm 。另一方面,根据式(11)还可计算远场光斑的到达角起伏,这一点也是本文所关注的。

2 星光大气湍流影响分析

2.1 闪烁指数的变化

图3给出了不同观测高度下(观测高度为 0 km、1.5 km、3 km、4.5 km、6 km、7.5 km)三沙、大柴旦、合肥一天四个时间段的星光闪烁随天顶角的变化情况,其中不同形状的曲线代表不同观测高度下的闪烁结果,每幅图中的插图代表数值仿真结果与根据式(6)理论计算结果的对比情况。

从图3中插图可以看出典型区域不同时间段数值仿真计算得到的星光闪烁指数基本与式(6)给出的理论结果相吻合,说明采用上述数值仿真方法计算星光抖动相关指标具有一定的可行性。除此之外,可以看到,当天顶角逐渐增加时,数值仿真与理论值误差相对较大,这是因为随着天顶角增大,传输距离逐渐变化,如果采用与天顶角较小时一样的网格尺寸,便会产生一定的计算误差。

对比图3中不同子图结果可以发现:不同区域、不同时间段以及不同观测高度下,星光闪烁指数均随着天顶角的增加不断增加,这是因为随着天顶角的增加,传输距离逐渐变大,此时星光大气传输会受到更多的湍流影响。除此之外,对比不同观测高度下的星光闪烁指数,可以看到不同区域不同时间段指定天顶角情况下,星光闪烁指数随着观测高度的增加不断较小,这是因为近地面湍流较强,湍流强度随高度呈减小趋势(详见图2中的大气湍流廓线)。对比同一地区不同时间段的星光闪烁随天顶角的变化,可以看出不同时间段星光闪烁指数之间的差异较小,且对于不同地区而言,星光闪烁最大值出现的时刻也并不相同(例如:对于三沙地区而言,0点和6点的闪烁指数要略高于12点和18点;对于大柴旦地区而言,正午时刻星光的闪烁指数略高于其他时间段)。最后,对比不同地区的闪烁指数,可以发现不同区域的星光闪烁值之间的差异较小,但相比于沿海三沙地区,内陆地区(大柴旦、合肥)星光闪烁指数要略大于三沙地区。

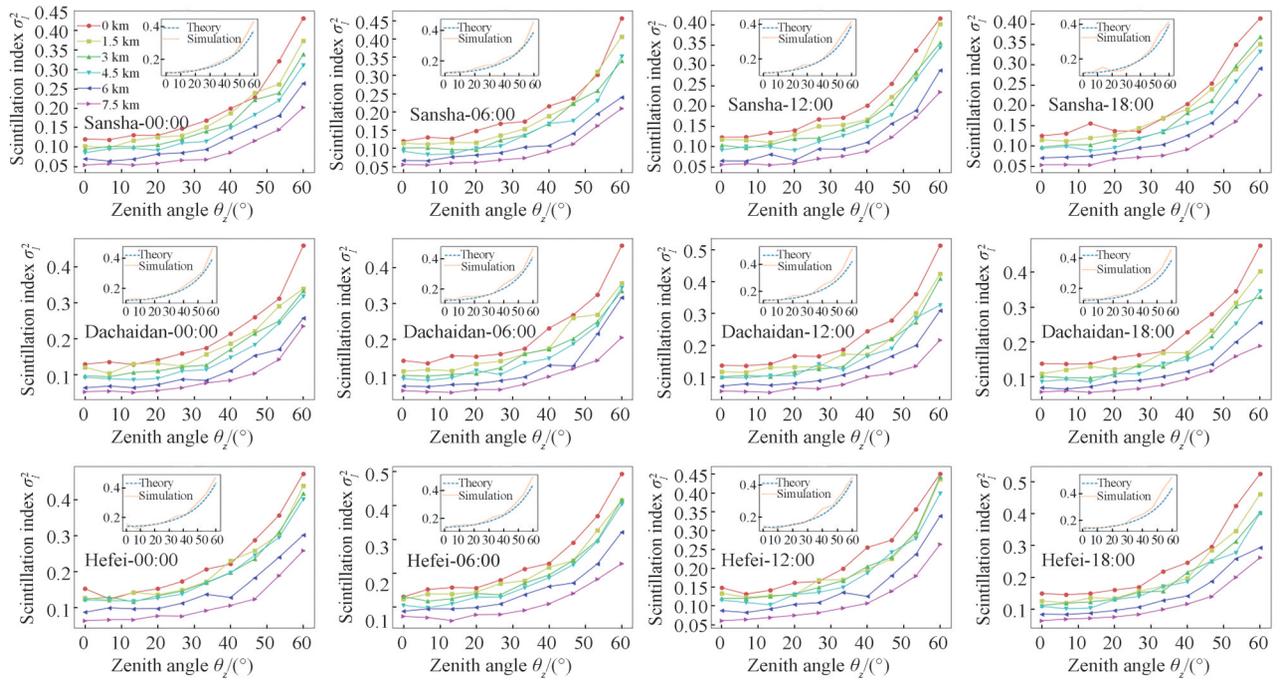


图3 不同观测高度下三沙、大柴旦、合肥三地一天四个时间段星光闪烁指数随天顶角的变化情况
Fig. 3 Scintillation index of starlight as a function of zenith angle in Sansha, Dachaidan and Hefei under different observation altitudes

2.2 到达角和到达角起伏的变化

图4和图5给出了观测高度为0 km、1.5 km、3 km、4.5 km、6 km、7.5 km情况下三沙、大柴旦、合肥一天四个时间段的星光远场光斑到达角及到达角起伏随天顶角的变化情况,其中不同形状的曲线代表不同观测高度下的结果。

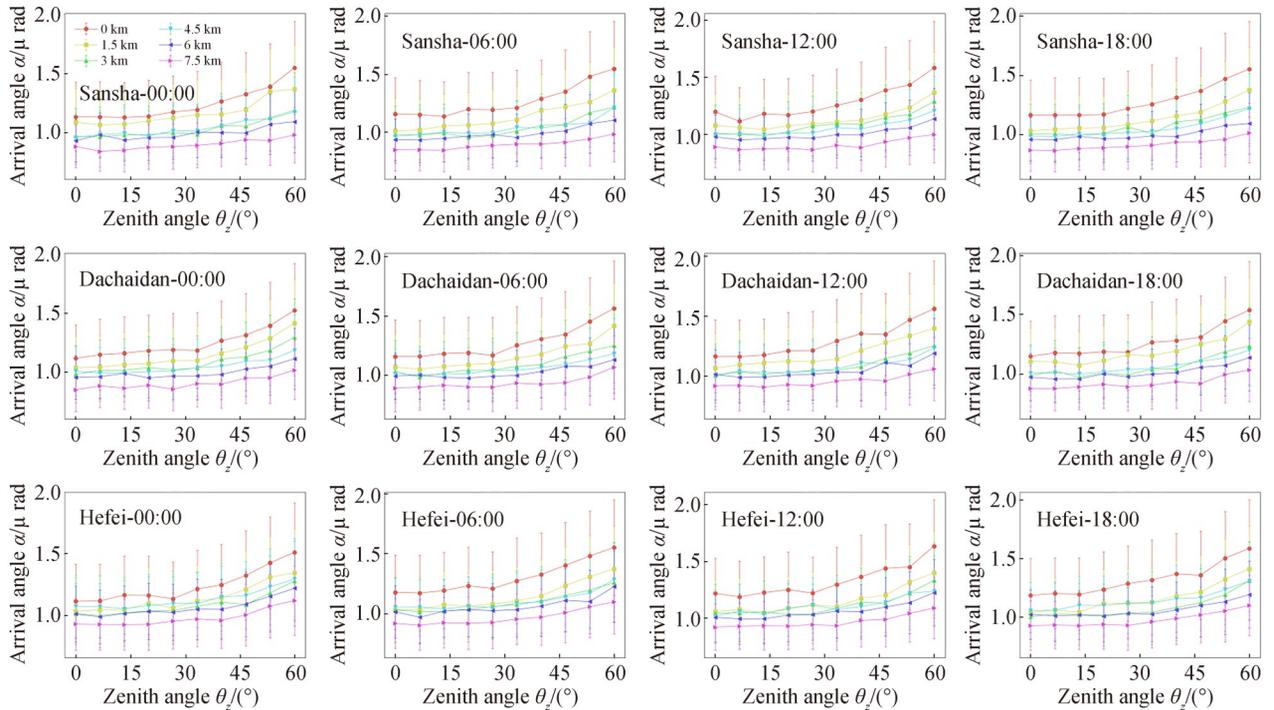


图4 不同观测高度下三沙、大柴旦、合肥三地一天四个时间段远场光斑的到达角随天顶角的变化情况
Fig. 4 Arrival angle of the far-field optical spot as a function of the zenith angle at four times of the day in Sansha, Dachaidan and Hefei under different observation altitudes

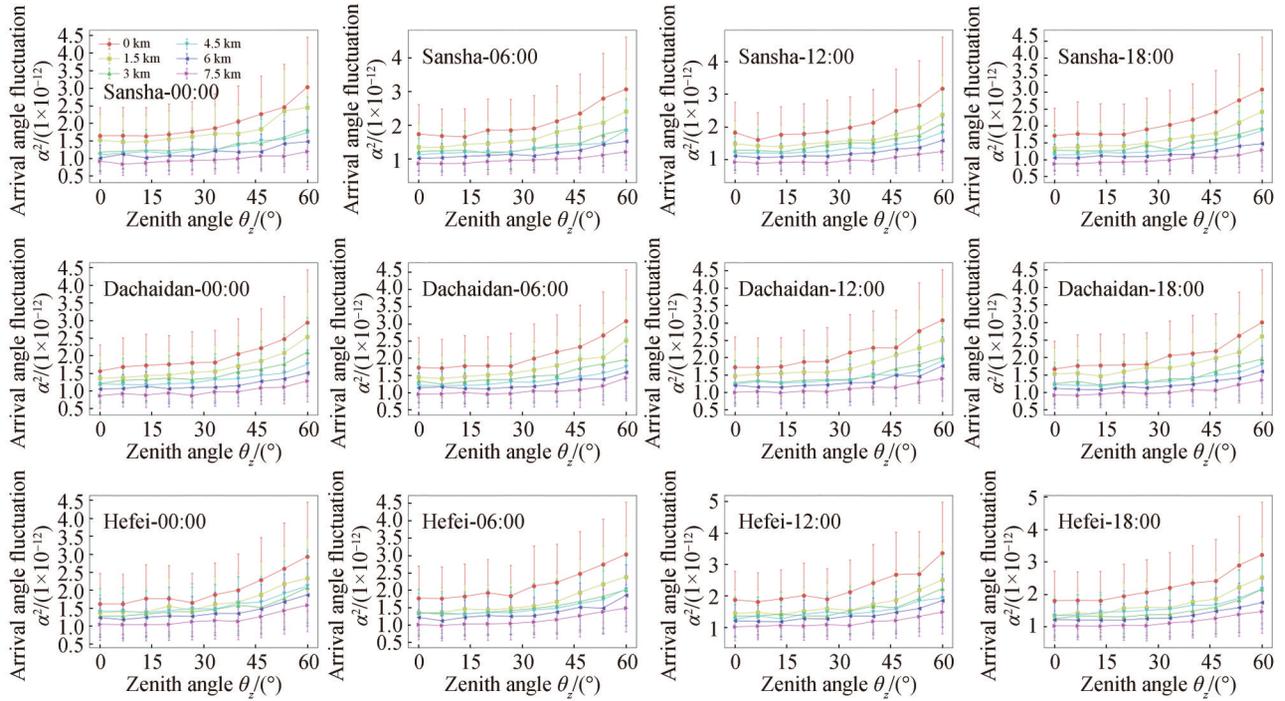


图5 不同观测高度下三沙、大柴旦、合肥三地一天四个时间段远场光斑的到达角起伏随天顶角的变化情况

Fig. 5 Arrival angle fluctuation of the far-field optical spot as a function of the zenith angle at four times of the day in Sansha, Dachaidan and Hefei under different observation altitudes

由图4、5中可看出典型区域,不同时刻以及不同观测高度的到达角、到达角起伏随天顶角的变化整体呈现相同的趋势,到达角和到达角起伏整体与星光闪烁指数呈正相关关系,到达角主要在 μrad 量级变化,到达角起伏主要在 10^{-12} 量级上变化。从对比图中的到达角以及到达角起伏的变化曲线,可以发现:典型区域,不同时刻以及不同观测高度下的到达角、到达角起伏整体随天顶角的增大而逐渐增大。随着观测高度的增加,这种增加逐渐减弱,特别是当观测高度大于3 km时,到达角、到达角起伏几乎不随天顶角的增加而变大,这是因为随着观测高度的增加,高空湍流相对较弱,这时改变观测仰角,星光大气传输并不会受到更多的湍流影响。另一方面,对于特定天顶角情况下,不同区域四个时间段的到达角和到达角起伏随着观测高度的增加逐渐减小。这种减小趋势在观测高度在0~3 km变化时表现最为明显,这是因为随着观测高度的增大,该高度层的湍流急剧减小的原因导致的。

3 结论

本文构建了星光大气湍流传输模型,着重研究了大气湍流对星光成像的影响。基于ERA5数据和光学湍流预报方法得到大气湍流参数廓线,采用等Rytov指数间隔方法给出了典型地区不同时刻的星光传输链路的相位屏分布情况,结合分步式光传输模型,计算了典型地区不同时刻及观测条件下星光的闪烁指数,通过对比星光闪烁的理论值,验证了数值计算的可靠性。与此同时,本文研究了湍流大气中星光远场光斑质心的抖动特性,得到了典型观测高度及观测天顶角情况下的恒星到达角及到达角起伏。研究发现:星光抖动的到达角和到达角起伏整体呈现相同的变化趋势,并且与星光的闪烁指数呈正相关关系。当观测高度小于3 km时,随着星敏感器的观测高度增加及其观测天顶角的减小,星光抖动逐渐减小,当观测高度大于3 km时,由于此时大气湍流强度较弱,星光抖动几乎不受观测高度、天顶角的变化而变化。综上所述,提高星敏感器的观测高度和观测仰角能一定程度上减轻星光成像的大气湍流影响。

参考文献

- [1] DING Mu. Research on the application of star sensor based on spectral polarization technique for airborne platform[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2017.
丁木. 基于光谱偏振技术的空基平台星敏感器应用研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2017.
- [2] HE Jiawei. Study on the key technologies for high-accuracy and all-time star sensor[D]. Changchun: Graduate University

- of Chinese Academy of Sciences (Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics), 2013.
- 何家维. 高精度全天时星敏感器关键技术研究[D]. 长春: 中国科学院研究生院(长春光学精密机械与物理研究所), 2013.
- [3] HAN Li. Research on dim star signal extraction and star tracking algorithm[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2014.
- 韩礼. 微弱恒星信号提取与星跟踪识别技术研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2014.
- [4] DRAVINS D, LINDEGREN L, MEZEY E, et al. Atmospheric intensity scintillation of stars. I. statistical distributions and temporal properties[J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 1997, 109(732): 173.
- [5] ELLISON M A, SEDDON H. Some experiments on the scintillation of stars and planets[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1952, 112(1): 73-87.
- [6] BRIGGS B H, PARKIN I A. On the variation of radio star and satellite scintillations with zenith angle[J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 1963, 25(6): 339-366.
- [7] BUTLER H E. Observations of stellar scintillation[C]. *Proceedings of the Royal Irish Academy, Section A: Mathematical and Physical Sciences*, Royal Irish Academy, 1951, 54: 321-340.
- [8] STECKLUM B. Measurements of stellar scintillation using photon counting statistics [J]. *Astronomische Nachrichten*, 1985, 306(3): 145-156.
- [9] BURKE J J. Observations of the wavelength dependence of stellar scintillation[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1970, 60(9): 1262-1264.
- [10] FUENTES F J, FUENSALIDA J J, SANCHEZ-MAGRO C. Measurements of the near-infrared stellar scintillation above the Observatorio del Teide (Tenerife) [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1987, 226(4): 769-783.
- [11] TATARSKI V I. Wave propagation in a turbulent medium[M]. Courier Dover Publications, 2016.
- [12] WHEELON A D. Electromagnetic scintillation: volume 1, geometrical optics[M]. Cambridge University Press, 2001.
- [13] SCHMIDT J D. Numerical simulation of optical wave propagation: with examples in MATLAB[C]. SPIE, 2010.
- [14] DIPANKAR A, MARCHIANO R, SAGAUT P. Trajectory of an optical vortex in atmospheric turbulence[J]. *Physical Review E*, 2009, 80(4): 046609.
- [15] MARTIN J M, FLATTE S M. Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media[J]. *Applied Optics*, 1988, 27(11): 2111-2126.
- [16] COLES W A, FILICE J P, FREHLICH R G, et al. Simulation of wave propagation in three-dimensional random media[J]. *Applied Optics*, 1995, 34(12): 2089-2101.
- [17] WELSH B M. Fourier-series-based atmospheric phase screen generator for simulating anisoplanatic geometries and temporal evolution[C]. SPIE, 1997, 3125: 327-338.
- [18] LANE R G, GLINDEMANN A, DAINTY J C. Simulation of a Kolmogorov phase screen [J]. *Waves in Random Media*, 1992, 2(3): 209.
- [19] HUFNAGEL R E, STANLEY N R. Modulation transfer function associated with image transmission through turbulent media[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1964, 54(1): 52-61.
- [20] RUGGIERO F H, DEBENEDICTIS D A. Forecasting optical turbulence from mesoscale numerical weather prediction models[C]. DoD High Performance Modernization Program Users Group Conference, 2002: 10-14.
- [21] DEWAN E M. A Model for C_{2n} (optical turbulence) profiles using radiosonde data[M]. Directorate of Geophysics, Air Force Materiel Command, 1993.
- [22] QING C, WU X, LI X, et al. Use of weather research and forecasting model outputs to obtain near-surface refractive index structure constant over the ocean[J]. *Optics Express*, 2016, 24(12): 13303-13315.
- [23] QING C, WU X, HUANG H, et al. Estimating the surface layer refractive index structure constant over snow and sea ice using Monin-Obukhov similarity theory with a mesoscale atmospheric model[J]. *Optics Express*, 2016, 24(18): 20424-20436.
- [24] QIAN Xianmei, ZHU Wenyue, RAO Ruizhong. Phase screen distribution for simulating laser propagation along inhomogeneous atmospheric path[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(9): 6633-6639.
- 钱仙妹, 朱文越, 饶瑞中. 非均匀湍流路径上光传播数值模拟的相位屏分布[J]. *物理学报*, 2009, 58(9): 6633-6639.
- [25] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Laser beam propagation through random media[J]. *Laser Beam Propagation Through Random Media: Second Edition*, 2005.
- [26] MOLL F. Experimental characterization of intensity scintillation in the LEO downlink[C]. 2015 4th International Workshop on Optical Wireless Communications (IWOW), IEEE, 2015: 31-35.
- [27] WANG Z, MALANEY R, BURNETT B. Satellite-to-earth quantum key distribution via orbital angular momentum[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(6): 064031.
- [28] QIANG X, SONG J, FENG J. Aperture averaging effect on irradiance scintillation of laser beams through the atmosphere[C]. 2009 Conference on Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, IEEE, 2009: 1-2.

附录

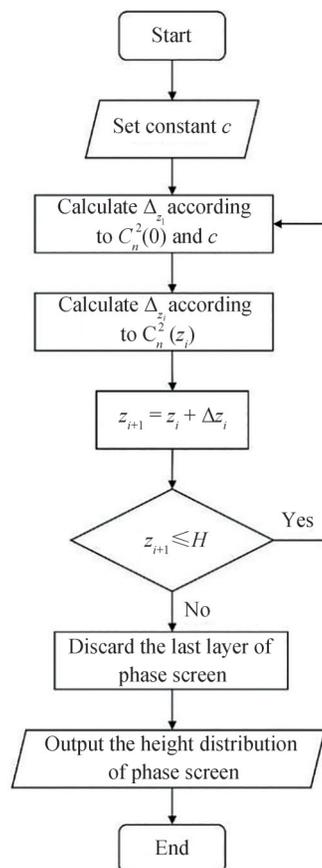


图 A1 等 Rytov 间隔的相位屏高度分布的流程

Fig. A1 Flow chart of the phase screen height distribution with equal Rytov intervals

Atmospheric Effects of Star Imaging (II): Atmospheric Turbulence

TAO Zhiwei^{1,2,3}, DAI Congming^{1,3}, WU Pengfei^{1,3}, REN Yichong⁴, MEI Haiping^{1,3}, TONG Jie^{1,3,5},
LUO Chuankai^{1,3}, QING Chun^{1,3}, FENG Yunsong², WEI Heli^{1,3}, RAO Ruizhong^{1,3}

(1 Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(2 Infrared and Low Temperature Plasma Key Laboratory of Anhui Province, Electronic Countermeasure College, National University of Defense Technology, Hefei 230037, China)

(3 Advanced Laser Technology Anhui Laboratory, Hefei 230037, China)

(4 School of Physics, Hefei University of Technology, Hefei 230601, China)

(5 Science Island Branch, Graduate School of University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: The rapid development of aerospace technology, such as GPS satellite navigation system, represented by high precision and sensitivity, is gradually gaining wide attention from researchers and replacing traditional radio navigation systems, playing an important role in military defense, space exploration, engineering surveying, air-to-air combat and other fields. However, due to the limitations of traditional electromagnetic theory, satellite navigation technology has relatively weak anti-electronic deception and electromagnetic jamming capabilities. In order to enhance the autonomy and reliability of the navigation system, a passive and strong counter-jamming navigation method, which is named as starlight navigation, has been proposed. In the 1950 s, the advent of star sensors greatly improved the accuracy of

starlight navigation. Star sensors are high-precision attitude-sensitive measuring instruments that measure the star vector component in the star sensor coordinate system by conducting the stellar observation, and determine the three-axis attitude of the carrier relative to the inertial coordinate system using known precise star positions. The high accuracy, strong counter-jamming ability, and independence from other systems of star sensor navigation technology have a wide range of applications and important military value on various airborne, shipborne, and vehicle-mounted platforms in near-earth space. However, as the development of observation platforms and the decrease in the observation height of star sensors in the atmosphere, a star sensor operating in the terrestrial space will inevitably be affected by sky background radiation, atmospheric turbulence, and atmospheric refraction during the observation. This three-part paper aims to extensively reveal these atmospheric effects on stellar observation. In Part II, we develop a starlight atmospheric propagation model to investigate the effects of atmospheric turbulence on star imaging. Based on the profile of atmospheric turbulence obtained by the ERA5 data of typical regions and optical turbulence prediction method, we employ von Karman spectrum of refractive index fluctuation and the so-called subharmonic-compensation-based fast-Fourier-transform algorithm to generate the corresponding random phase screens and calculate the spatial distribution, number, and strength of phase screens in accordance with the rule of equivalent Rytov-index interval phase screen. After that, we calculate the scintillation index of starlight for different moments and different observation conditions in typical regions by eliminating the aperture-averaging effect at the receiver. Further, we verify the reliability of the numerical calculation by comparing the theoretical counterpart of stellar scintillation. We investigate the scintillation effects and the jitter characteristics of starlight transmission in atmospheric turbulence and obtain the jitter displacements in the far field under typical observation height and zenith angle according to the far-field imaging theory. We show that the arrival angle and arrival angle fluctuation of stellar jitter are positively correlated with the scintillation index of starlight, and the effects of atmospheric turbulence on star imaging can be mitigated to a certain extent by increasing the observation altitude and reducing the observation zenith angle of the star sensor. This research provides a comprehensive analysis of atmospheric turbulence effects on star imaging and offers suggestions for improving stellar observation in terrestrial space. Moreover, these findings are of great significance for the practical application of star sensor navigation technology in various fields.

Key words: Star sensor; Star imaging; Atmospheric turbulence; Scintillation index; Arrival angle fluctuation

OCIS Codes: 010.1300; 010.1330; 290.5930