

中强大气湍流信道中激光传输数值仿真精度的研究

王秋悦¹, 张燕革^{1*}, 单欣¹, 张宇²

(1. 武汉大学 电子信息学院, 武汉 430072; 2. 上海航天电子技术研究所, 上海 201109)

摘要:在激光湍流传输仿真中,随着路径上湍流的不断增强,光斑会产生巨大的畸变,往往无法同时具备较高的仿真精度和计算效率。提出了在仿真过程中采用不同的收发平面采样网格间距的方法,实现了中强湍流信道中的激光传输仿真。该方法可以在保持采样点数不变的情况下,根据具体情况设置不同的收发平面网格间距,使得激光传输的仿真结果在不同湍流强度下都与理论值更加接近。仿真结果表明:减小发射平面网格间距之后,闪烁指数仿真值相对误差从20%以上降低到10%以内,最低可达4.15%,波动标准差也从0.07以上减小到0.05以内,最小可达0.015。

关键词:大气湍流; 数值仿真; 网格间距; 中强湍流; 闪烁指数

中图分类号: TN929.12 **文献标识码:** A **文章编号:** 1002-5561(2020)04-0048-05

DOI: 10.13921/j.cnki.issn1002-5561.2020.04.012

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Research on the accuracy of numerical simulation of laser propagation in moderate-strong atmospheric turbulence channel

WANG Qiuyue¹, ZHANG Yan'ge^{1*}, SHAN Xin¹, ZHANG Yu²

(1. College of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China;

2. Shanghai Aerospace Electronics Technology Research Institute, Shanghai 201109, China)

Abstract: In the simulation of laser turbulence propagation, with the continuous enhancement of turbulence along the path, the light spot will produce huge distortion, and it is often impossible to have high simulation accuracy and computational efficiency at the same time. In this paper, a method is proposed to simulate the laser propagation in moderate-strong turbulence channel by adopting different sampling mesh spacing in the transmitting and receiving plane. This method can be used to set up different mesh spacing between the transmitting and receiving planes according to the specific situation while keeping the number of sampling points unchanged, to make the simulation results of laser propagation closer to the theoretical value at various turbulence intensities. The simulation results show that, after the mesh spacing of transmitting plane is reduced, the relative error of scintillation index simulation value decreases from more than 20% to less than 10%, and the minimum error reaches 4.15%. The standard deviation of scintillation index simulation value also decreases from more than 0.07 to less than 0.05, and the minimum error reaches 0.015.

Key words: atmospheric turbulence; numerical simulation; mesh spacing; moderate-strong turbulence; scintillation index

0 引言

激光通信技术采用半导体激光器为光源,具有信息容量大、保密性好和抗干扰能力强等优点,在诸多

收稿日期: 2019-09-15。

基金项目: 上海航天科技创新基金(No. SAST2017-103)资助。

作者简介: 王秋悦(1995—),女,湖北襄阳人,硕士研究生,现就读于武汉大学电子信息学院光学工程专业,研究方向为无线激光通信,包括研究大气湍流效应的理论模型,以及用 Matlab 语言仿真大气湍流对光通信质量的影响。

* 通信作者: 张燕革(E-mail: zyg@whu.edu.cn)。



领域得到了广泛应用^[1,2]。然而,受到湍流效应的影响,激光在大气中传输时会出现光强闪烁、光束漂移和到达角起伏等不利现象,影响通信系统可靠性^[3,4]。因此,研究大气湍流效应对空间光通信的影响势在必行,而数值模拟是其中一种十分有效的手段。

数值模拟的基本思想是采用多层相位屏代替连续随机介质来处理光传播的抛物型方程,将光束传输过程中大气湍流的影响分解为真空传输过程和相位屏的共同作用^[5]。由于在数值仿真过程中计算机只能处理有限数量的 N 个样本,因此需要对光源和传输平面进行采样处理,在计算过程中使用离散傅里叶变

换。根据菲涅尔衍射原理^[6],采用单次傅里叶变换的方法进行数值仿真计算时,发射平面和接收平面的网格间距 δ_1 和 δ_2 之间必须满足 $\delta_1 = \lambda \Delta z / N \delta_2$, 网格间距受传输距离 Δz 、波长 λ 的影响,且相互制约。因此,在激光远距离模拟时,这种方法的仿真精度较低。目前的激光湍流传输仿真工作多基于菲涅尔积分的角谱形式进行多步传输模拟,由于采用多次傅里叶变换,因此,发射平面、接收平面和各个传输平面的网格间距通常保持相等的关系^[7,8]。虽然该方法在弱湍流情况下通常能获得较好的仿真结果,但是在中强湍流时,经远距离传输后接收光斑相较于发射光斑尺寸会增大很多;与此同时,湍流的存在使接收光斑产生较大畸变甚至出现破碎的情况。如果仿真平面的网格间距较大,则对发射光斑采样的有效点数降低,且接收平面光斑的采样精度也难以保证真实体现光斑在强湍流下的精细变化和仿真精度;若网格间距取值较小,则必须增大采样点数 N 才能使接收光斑不溢出接收平面,由此使得仿真计算量大大增加,不利于计算效率的提升。因此,只有收发平面网格间距能够根据传输路径上的湍流情况进行灵活调整,才能在保证发射、接收光场的采样精度的同时维持较高的计算效率。为了实现 δ_1 和 δ_2 灵活设置,Rubio 等人^[9]提出了利用球面发散坐标系代替笛卡尔坐标系,保持角网格间距不变;同时,Coy 等人^[10]也提出在真空传输时在发射平面和接收平面之间插入参考平面,通过调整参考平面的位置来实现网格间距的灵活性,但都仅限于短距离传输仿真。

为此,针对中强湍流的激光传输的数值仿真,本文采用含参数 μ (相邻仿真平面网格间距之间的比值) 的菲涅尔衍射积分角谱形式^[11],通过改变 μ 实现发射和接收平面的网格间距的灵活调整。

1 收发平面网格间距可变方法

当光束在真空中传输时,常用菲涅尔衍射积分的角谱形式来计算衍射场的分布,其表达式为^[12]:

$$U(x_2, y_2) = \exp(ik\Delta z) \times \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp[-i\pi\lambda\Delta z(\xi^2 + \eta^2)] \cdot \mathcal{F} \{ U(x_1, y_1) \} \right\} \quad (1)$$

其中, i 表示虚部, $U(x_1, y_1)$ 为发射平面, $U(x_2, y_2)$ 为接收平面, Δz 为传输距离, k 为空间波数, ξ, η 分别为 x 轴和 y 轴的空间频率分量。

利用式(1)做离散傅里叶变换时传输平面的采样网格间距通常保持不变。将其改写为:

$$U(x_2, y_2) = \exp(ik\Delta z) \times \exp \left[i \frac{k}{2\Delta z} \left(\frac{\mu-1}{\mu} \right) (x_2^2 + y_2^2) \right] \times \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp \left[-i\pi\lambda\Delta z \frac{(\xi^2 + \eta^2)}{\mu} \right] \times \mathcal{F} \left\{ \frac{1}{\mu} U_1(x_1, y_1) \exp \left[i \frac{k}{2\Delta z} (1-\mu) (x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \right\} \quad (2)$$

通过对比改写前后的菲涅尔衍射积分的角谱形式,可以发现改写后的收发平面的空间频率间隔之间满足 $\delta_2 = \delta_1 / \mu$, 其中 $\delta_1 = 1/N\delta_1$, $\delta_2 = 1/N\delta_2$ 分别为发射平面和接收平面的空间频率间隔,由此,可以得到收发平面的网格间距之间满足的关系为:

$$\delta_2 = \mu \delta_1 \quad (3)$$

因此,式(3)中的参数 μ 即为 δ_2 和 δ_1 之间的比值。这样在实际仿真中,可以根据链路的具体情况自由选定 μ , 实现收发平面网格间距的自由选择。当 $\mu=1$ 时,即网格间距始终保持不变。

对于较远距离激光湍流传输仿真,由于要保证湍流引入的相位变化足够小,必须采用分段的多步传输仿真,因此在整个传输路径上需要采用多个仿真平面。每一小段的湍流传输都有各自的发射平面和接收平面,而利用上述方法可以通过设置相邻仿真平面网格间距之间的比值 μ 来实现整段路径上发射和接收平面网格间距的灵活调整。

2 仿真过程

图1为激光湍流传输的多步传输仿真示意图。整个传输路径距离为 Δz , 若传输路径均分为 N_s 段, ps_i 为每一小段湍流对应的随机相位屏,位于各段路径的中点处,第 i 个相位屏对应的大气相干长度 r_{0i} 由总路径大气相干长度 r_0 和路径的 Rytov 方差共同决定。

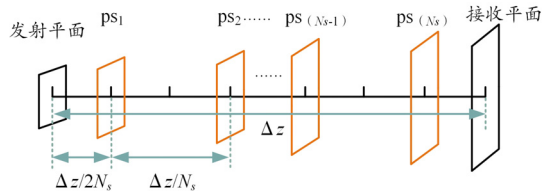


图1 激光通过多层相位屏传输过程

在 multi-step transmission simulation 中,比例系数可以定义为:

$$\mu_t = \delta_{t+1} / \delta_t, t=1, 2, \dots, N_s+1 \quad (4)$$

其中, δ_t 为第 t 个平面的网格间距。当发射平面的网格间距 δ_1 和接收平面的网格间距 δ_n 确定之后,根据几何光学可以计算出各个平面的网格间距:

$$\delta_t = (1-\alpha_t) \delta_1 + \alpha_t \delta_n \quad (5)$$

其中, $\alpha_t = z_t / \Delta z$, z_t 为从发射平面算起第 t 个平面的位置坐标。

多步传输数值仿真结果的可靠性直接依赖于模拟参数的合理选择, 其中最关键的是采样间隔 δ_1 、 δ_n , 相位屏间距 Δz_t 和采样点数 N 的选取, 选取的基本原则应该综合考虑光传输过程、奈奎斯特采样定理、湍流介质特性和湍流效应等各个方面^[13,14]。

根据上述约束条件, 本文对激光湍流传输进行了数值仿真, 并对不同湍流强度下的仿真结果与相应的湍流理论进行了对比分析。仿真时的发射光源发出波长为 1550 nm 的球面波, 使用了 Sinc-Gaussian 模型的近似点光源模型^[15], 在水平均匀路径下传输距离 $\Delta z = 10$ km, 接收口径 $D = 0.2$ m, 仿真平面的采样点数 $N = 512$, 传输路径上的相位屏个数 $N_s = 20$, 湍流随机相位屏是基于 Kolmogorov 湍流模型并采用功率谱反演法(叠加 3 级次谐波)生成的。仿真时, 保持接收平面网格间距 $\delta_n = 10$ mm 不变, 调整发射平面网格间距 δ_1 , 以探讨发射平面采用不同的网格间距对仿真结果的影响。

3 仿真结果及分析

本文通过对接收光场闪烁指数的分析来表征湍流对光束传输的影响, 并通过对闪烁指数的分析对比来评价激光湍流传输仿真结果的准确性。闪烁指数为光场的四阶矩, 其大小直接反映了光强起伏的剧烈程度^[16]。

20 世纪 90 年代后期, L. C. Andrews 等人采用修正 Rytov 方法建立了适用于强起伏区的大气闪烁模型, 该模型在湍流较弱时与弱湍流理论模型一致。由于弱湍流理论预测湍流增强时闪烁指数会无限增大, 因此强湍流理论修正了该部分, 使得当湍流逐渐增强时, 闪烁指数会逐渐趋于饱和。考虑孔径平均效应情况时, 该强湍流理论所给出的球面波的闪烁指数表达式为^[17]:

$$\sigma_{1,sp,强湍流}^2(D) = \exp \left[\frac{0.49\beta_0^2}{(1+0.18d^2+0.56\beta_0^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.51\beta_0^2(1+0.69\beta_0^{12/5})^{-5/6}}{1+0.9d^2+0.62d^2\beta_0^{12/5}} \right] - 1 \quad (6)$$

其中, d 为孔径平均因子, $\beta_0^2 = 0.5C_n^2 k^{7/6} \Delta z^{11/6}$ 为球面波的 Rytov 方差, $d = \sqrt{kD^2/4\Delta z}$ 。

在对仿真数据的处理过程中, 考虑到接收口径的

存在, 本文主要分析在接收口径 D 范围内的光场强度的变化特性。考虑到湍流的随机特性, 在同样的传输路径条件下, 对激光湍流传输的数值模拟需进行多次重复, 对光场分布特性进行统计平均分析。在本文的传输仿真实验中, 每组光场数据均重复计算 100 次, 得到其光强起伏特性参数, 即闪烁指数。为分析仿真的稳定性, 在同样的仿真条件下重复计算 5 组光场数据得到 5 次仿真结果, 并将其与强湍流下球面波的闪烁指数 $\sigma^2 I$ 的理论曲线对比。

当湍流传输距离为 10 km 时, 采用相同的收发平面网格间距 ($\delta_1 = \delta_n = 10$ mm), 在不同的湍流强度(用不同的大气相干长度 r_0 来表征)下的闪烁指数的仿真结果如图 2 所示。在 r_0 为 0.15 m、0.2 m 和 0.3 m (弱湍流)时, 仿真值与理论值之间的平均相对误差较小, 均在 10% 以内, 最小仅为 4.69%; 同时仿真结果数据波动也较小, 各组仿真数据的标准差均在 0.02 以下, 最小仅为 0.003。而随着湍流强度的增大, 仿真误差和数据波动明显增大。当 r_0 小于 0.1 m 时相对误差均在 20% 以上, 最大可达 39.35%; 各组仿真数据的标准差均在 0.06 以上, 最高可达 0.174。

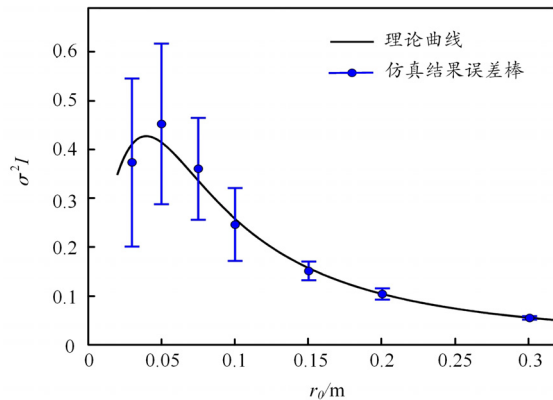


图 2 不同 r_0 时闪烁指数仿真结果与理论曲线的比较

从图 2 的仿真结果可以看出, 采用相同的收发平面网络间隔时, 在中弱湍流路径上的激光传输仿真基本可以达到较理想的仿真准确性和稳定性, 而在湍流较强时仿真结果则不尽人意。为了提高强湍流条件下的仿真精度和稳定性, 在中强湍流范围内 ($r_0 = 0.03$ m、0.05 m、0.075 m 和 0.1 m), 保持采样点数和接收平面的网格间距为 10 mm 不变的情况下, 调整发射平面的网格间距, 仿真结果如图 3 所示。

从图 3 可以看出, 当 δ_1 从 10 mm 减小至 5 mm、3 mm, 随着仿真精度的提升, 闪烁指数仿真值与理论值之间的误差逐渐减小, 数据也逐渐趋于稳定。进一

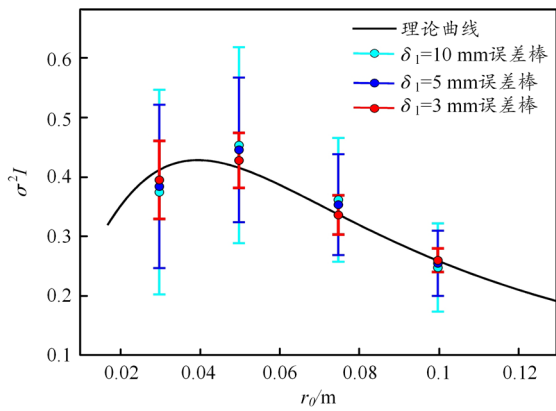


图3 r_0 较小时,在不同发射平面网格间距下
闪烁指数仿真点与理论曲线的比较

步分析仿真点与理论值的相对误差的平均值以及仿真值波动的标准差,结果如表1和表2所示。从这2个表可以看出,随着发射端的采样间隔减小,数值仿真结果与理论值之间的平均相对误差也随之减小; δ_1 为3 mm时,相对误差可以控制在10%以内,最优时可以达到5%以内。与此同时,仿真数据的波动也在减小, δ_1 为3 mm时的标准差保持在0.05的范围之内,仅为 δ_1 为10 mm时的三分之一。这表明本方法在不牺牲仿真效率的前提下,不仅实现了仿真精度的大大提高,同时仿真的数据结果也更加稳定。

仿真结果的改善可以归结为网格间距的减小使得发射光场的采样更精细,这一点对强湍流情况更有效。根据惠更斯-菲涅尔原理^[18],接收屏上某一点的复振幅为点光源波前上所有面元 $d\Sigma$ 发出的子波在该点相干叠加的结果。在数值仿真过程中,由于采样的原因, $d\Sigma$ 的面积不可能无穷小,由此造成了仿真过程中的误差;只有当 $d\Sigma$ 的数量足够多,即其面积足够小、仿真精度足够高时,接收屏上的光场仿真结果才能越

表1 r_0 较小时在不同发射平面网格间距闪烁指数
仿真点与理论值平均相对误差值

δ_1 (mm)	平均相对误差值/%			
	$(r_0=0.03 \text{ m})$	$(r_0=0.05 \text{ m})$	$(r_0=0.075 \text{ m})$	$(r_0=0.1 \text{ m})$
10	39.35	30.90	25.32	21.81
5	23.74	17.71	13.66	12.06
3	8.31	6.71	5.28	4.15

表2 r_0 较小时在不同发射平面网格间距下闪烁指数仿真值标准差

δ_1 (mm)	仿真值标准差			
	$(r_0=0.03 \text{ m})$	$(r_0=0.05 \text{ m})$	$(r_0=0.075 \text{ m})$	$(r_0=0.1 \text{ m})$
10	0.174	0.151	0.095	0.071
5	0.119	0.098	0.064	0.043
3	0.049	0.041	0.023	0.015

接近理论结果。图4为不同网格间距时发射平面上的点光源光场分布图。定义光场峰值下降到 $1/e$ 时所包含的采样点数为采样有效点数,图4(a)、图4(b)和图4(c)的采样有效点数依次为5、21和69。可以看出,随着发射光场采样有效点数的增加, $d\Sigma$ 的面积逐渐减小,对发射光束波前的采样更加精细,因而仿真计算出的接收屏的各点的光振动结果也会更加真实准确,得到的光场特性统计数据则能够更接近理论值,仿真准确性和稳定性越高。

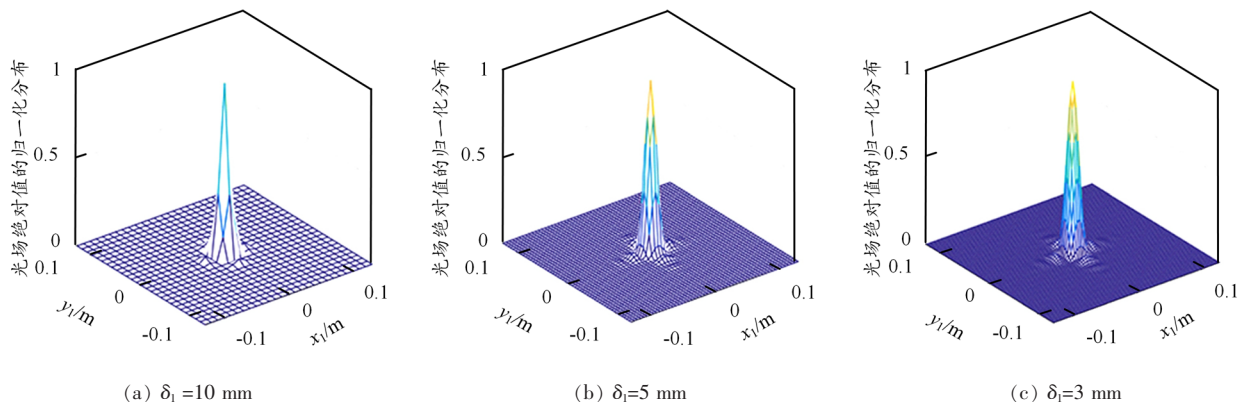


图4 不同网格间距时发射平面上的点光源光场分布

4 结束语

在进行中强湍流大气激光传输的数值仿真中,采样网格间距对数值仿真的精度至关重要。本文以球面波在水平均匀路径下的传输问题为例,在保持采样点数和接收平面的网格间距不变的条件下,设置不同的发射平面的网格间距,满足数值仿真的各项约束条件,分析了中强湍流路径下的光强闪烁指数波动情况。通过对比仿真结果和相应的湍流理论曲线发现,发射平面的网格间距越小,数值仿真结果与理论结果的相对误差越小,且仿真结果稳定性越高。因此,引入参数 μ 的多步传输算法可以根据传输路径具体情况自定义网格间距,同时满足仿真效率和仿真精度的要求。由于该方法使得发射光场的采样更精细,在进行激光湍流传输的仿真过程中,除了可以实现提高闪烁指数的仿真精度和稳定性之外,也可以实现对到达角起伏方差的仿真效果的提高。

参考文献:

- [1] 刘涛,朱聪,孙春阳,等. 种改进的次谐波大气湍流相位屏模拟方法[J]. 光子学报,2019,48(2):1-6.
- [2] BALAJK K A, PRABU K. Performance evaluation of FSO system using wavelength and time diversity over Malaga turbulence channel with pointing errors [J]. Optics Communication, 2018, 410: 643-651.
- [3] 张娜娜,单欣,张燕革,等. Non-Kolmogorov 湍流对光强影响的模拟实验[J]. 光子学报,2018,47(6):1-9.
- [4] SHAN Xin, MENYUK C, CHEN Jing, et al. Scintillation index analysis of an optical wave propagating through the moderate-to-strong turbulence in satellite communication links [J]. Optics Communication, 2019, 445:

255-261.

- [5] 任斌,陈纯毅,杨华民. 大气湍流光波传输数值仿真技术研究综述[J]. 系统仿真学报,2017,29(8):1631-1640.
- [6] 陈世文. 空间激光通信中湍流信道光束传输仿真 [J]. 激光杂志, 2015,36(12):153-155.
- [7] 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.
- [8] 王李,施鹏,赵生妹. 大气湍流下自由光通信信道模型的数值仿真[J]. 南京邮电大学学报,2012,32(4):32-37.
- [9] RUBIO J A, BELMONTE A, COMERÓN A. Numerical simulation of long-path spherical wave propagation in three-dimensional random media [J]. Opt Soc Am A, 1999, 38(9): 1462-1469.
- [10] STEVE C. Choosing mesh spacing and mesh dimensions for wave optics simulation [J]. Proc SPIE, 2005, 5894: 1-13.
- [11] SCHMIDT J D. Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB [C]. Washington: SPIE, 2010.
- [12] 苏显渝. 信息光学[M]. 北京:科学出版社,2010.
- [13] SCHMIDT J D, MATTHEW E G, BRADLEY DD. Emulation of optical effects of atmosphere turbulence using two liquid-crystal light modulators [J]. Proc SPIE, 2007, 6711: 1-12.
- [14] 钱仙妹,朱文越,黄印博,等. 激光湍流大气传输数值模拟中计算参数的选取[J]. 光子学报,2008,37(10):1786-1791.
- [15] MARTIN J M, FLATTÉ S M. Simulation of point-source scintillation through three-dimensional random media [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1990, 7(5): 838-847.
- [16] 段梦云. 激光大气传输数值模拟及实验研究[D]. 武汉:武汉大学, 2015.
- [17] 周玉松,梅海平,王钰茹. 大气湍流影响星地相干激光通信的数值仿真[J]. 大气与环境光学报,2018,13(4):258-267.
- [18] 张超. 用惠更斯原理研究光纤放大器的增益和损耗[D]. 长春:长春理工大学,2019.

审稿专家邀请函

尊敬的各位专家学者:

您好!

《光通信技术》是中国电子科技集团公司主管、中国电子科技集团公司第三十四研究所主办的学术刊物,1977年创刊。为进一步提高办刊质量,完善和丰富现有审稿专家库,提高审稿质量和效率,现诚邀国内外光通信领域的优秀专家参与我刊的审稿工作,相信您的加入将极大地促进我刊的发展。

我刊的审稿专家遴选条件如下:①具有正高级职称。②精通或擅长光通信技术某一方面或多方面的发展前沿与动态,能对论文给出精准的审读意见。③热爱审稿工作,能按时完成审稿并对所审稿件严格保密。

本刊现采用两种审稿方式(在线审稿系统、邮件审稿),每月结算一次审稿报酬(通过银行转账方式)。如有意成为《光通信技术》审稿专家者,请登录本刊网站下载、填写“审稿专家登记表”,以电子邮件附件形式返回至 E-mail: OPTICAL263@163.com,经编辑部研究讨论通过后,将正式成为本刊的审稿专家。

衷心感谢各位专家学者长期以来对《光通信技术》工作的关心和支持。

《光通信技术》编辑部