

激光在准球形边界卷云中传输的衰减和透过特性

任神河^{1,2}, 高明^{1*}, 王明军³, 李艳¹, 郭镭力³

1. 西安工业大学光电工程学院, 陕西 西安 710021
2. 咸阳师范学院与中国科学院近代物理研究所联合共建: 离子束与光物理实验室, 陕西 咸阳 712000
3. 西安理工大学自动化学院, 陕西 西安 710048

摘要 高空卷云主要由各种不同形状的冰晶粒子组成, 是地空链路上激光信号传输的重要影响因素。依据高空卷云中冰晶粒子的分布特征和散射特性, 采用C版本的离散纵标法(CDISORT), 充分考虑地球球形曲率及云层冰晶粒子多次散射影响因素, 研究准球形边界云层的激光透过率和衰减特性, 并比较了太阳天顶角不同时平面平行模式和准球面模式下卷云大气激光透过率的差异, 数值计算了三种激光波长(0.65, 1.06和3.8 μm)在卷云中传输时的衰减和透过特性。计算结果表明: 较小太阳天顶角(小于 80°)入射时, 两种模式下卷云大气激光透过率相对误差很小, 其中0.65 μm 激光波长入射时两种模式下的相对误差仅为1.72%, 较大太阳天顶角(大于 80°)入射时, 两种模式下卷云大气激光透过率相对误差明显增大, 0.65 μm 激光波长入射时两种模式下的相对误差最大达到69%; 卷云粒子单次散射时, 激光在云层的衰减与卷云粒子有效半径、传输距离、光学厚度及激光波长等因素有关, 随光学厚度的增加, 云层的激光透过率减少, 1.06 μm 激光波长入射时透过率最大, 3.8 μm 激光波长入射时透过率最小; 0.65和1.06 μm 激光波长入射时, 随云层粒子有效半径的增加激光透过率逐渐增加, 而3.8 μm 波长激光, 随云层粒子有效半径的增加激光透过率逐渐减少, 随相对方位角的增加, 云层的激光透过率减少, 且不同卷云传输模型对激光透过率也存在不同的影响。该研究工作将为开展地空链路星载、机载激光通信、激光雷达探测等工程系统中的激光信号云层传输特性的应用提供理论支持, 同时也可进一步拓展为地空链路激光遥感、制导和预警等应用提供预先理论研究基础。

关键词 激光辐射传输; 卷云; 透过率; 多次散射

中图分类号: P4 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2022)01-0316-06

引言

激光在卷层云、卷云等复杂介质中的传输与散射研究自20世纪50年代起一直倍受学者关注, 在各个国家国防、军事航天及民用领域都具有较强的学术价值和应用背景。由于高空卷云的散射和吸收特性, 云层对激光传输有显著影响^[1], 使得地空链路上激光传输信息能力减弱, 降低通信质量。研究卷云对激光辐射传输的影响, 对于激光通信、激光探测和激光遥感等都有重要意义。激光在卷云中传输有两种物理过程, 第一种为直接透射, 即激光直接经过卷云透射的传输过程; 第二种为激光在卷云中多次散射, 即激光经过卷

云冰晶粒子多次散射后透射的传输过程。

近年来, 国内外学者开展激光在云层的辐射传输特性研究, 其中, 2015年陈卫等^[2]根据云层的粒子尺度分布, 采用Mie理论数值计算了水云模型的激光散射特性; 2016年Emde C等^[3]采用Mie理论数值计算了水云的平均消光效率和相函数特性; 2020年陈杰等^[4]结合实验观测的空气质量数据, 对复杂卷云环境气溶胶粒子的光吸收效率作了对比分析; Liou等在考虑云层的多次散射时, 在连续散射方法的基础上, 建立了薄卷云的近红外机载激光传输模型; 上述研究都是考虑平面平行的情况。研究表明, 当云层覆盖的范围较大时, 星地激光在有云大气中传输时必须考虑地球曲率, 即在模拟计算中将云层的边界假定为球形边界, 虽然 Roza-

收稿日期: 2020-12-11, 修订日期: 2021-04-08

基金项目: 国家自然科学基金项目(61771385), 固态激光科学与技术实验室项目(6142404190301), 咸阳市重点研发计划项目(2019K02-21)资助

作者简介: 任神河, 1986年生, 西安工业大学光电工程学院讲师 e-mail: rshyjs@163.com

* 通讯作者 e-mail: minggao1964xatu@163.com

nov^[5]等以准球面模式为基础,开发的 combined differential-integral approach involving the Picard iterative approximation (CDIPI)迭代近似能近似得到球形大气模式下辐射传输方程的解,但他们未系统地分析准球面模式下卷云大气激光传输的反射率和透过率特性。

本工作根据卷云中粒子的分布特征和卷云对激光的散射特性,结合球形边界云层的辐射传输理论,讨论在地球曲率影响下,激光在球形边界云层的直接衰减特性和多次散射特性,计算了三种激光波长在卷云中的直接衰减特性。然后在考虑多次散射情况下,给出了卷云的光学厚度、有效半径、相对方位角、卷云散射模型和观测角对激光传输透过率的影响。

1 球形边界冰晶粒子云层辐射传输理论

云层边界可分为平行边界冰晶粒子云层和球形边界冰晶粒子云层。平行边界冰晶粒子云层常采用笛卡尔坐标系分析,球形边界冰晶粒子云层采用球坐标系进行表征。图 1 中 μ_0^{-1} 指入射天顶角的余弦, S 指 P 点向外的辐射光线,把球形大气层分成 n 层,第 j 层球形大气,沿着 S 方向的光学厚度用 $\Delta\tau_j$ 表示, τ 为总光学厚度。

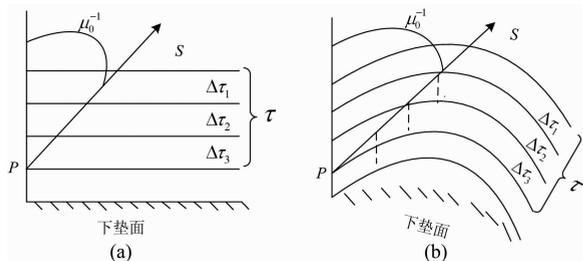


图 1 平面平行边界大气与球形边界大气

(a): 平行边界冰晶粒子云层; (b): 球形边界冰晶粒子云层

Fig. 1 Plane parallel boundary atmosphere and spherical boundary atmosphere

(a): Parallel boundary ice crystal particle clouds; (b): Spherical boundary ice crystal particle clouds

建立考虑地球曲率时的准球面辐射传输方程,利用球坐标系进行分析,空间微分算子 $n \cdot \nabla$ 可表示为^[6]

$$n \cdot \nabla = n_r \frac{\partial}{\partial r} + n_{z_0} \frac{\partial}{r \partial Z_0} + n_{A_0} \frac{\partial}{r \sin Z_0 \partial A_0} \quad (1)$$

式(1)中, n_r , n_{z_0} , n_{A_0} 分别为球坐标系中三个方向上的单位矢量,根据极坐标系中的方向余弦变换得到

$$\begin{bmatrix} n_r \\ n_{z_0} \\ n_{A_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin Z_0 \cos A_0 & \sin Z_0 \sin A_0 & \cos Z_0 \\ \cos Z_0 \cos A_0 & \cos Z_0 \sin A_0 & -\sin Z_0 \\ -\sin A_0 & \cos A_0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin Z \cos A \\ \sin Z \sin A \\ \cos Z \end{bmatrix} \quad (2)$$

式(2)中, Z_0 和 Z 是天顶角, ΔA 是球坐标系中的相对方位角,求解辐射传输方程需用相对当地天顶的极坐标系,因此辐射强度 I 的导数由原平面坐标中的一个变量的函数转换成四个变量(θ , θ_0 , $\Delta\phi$, $n \cdot \nabla$)的函数。这时可将空间微分算子

$n \cdot \nabla$ 表示为^[6-7]

$$n \cdot \nabla = n_r \frac{\partial}{\partial r} + n_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + n_{\theta_0} \frac{\partial}{\partial \theta_0} + n_{\Delta\phi} \frac{\partial}{\partial \Delta\phi} \quad (3)$$

图 2 中球坐标系是关于太阳和地心、以及关于天顶角和地心的,他可以与平行系统相比,前者涉及 Z_0 和 Z 以及方位角之差 ΔA ,后者涉及天顶角 θ_0 和 θ 以及方位角之差 $\Delta\phi$ 。 θ_0 是与立体角 n_0 有关的太阳天顶角, θ 是与立体角 n_0 有关的出射角,考虑到球体中一系列角度的几何关系,可求得变量间的数学关系

$$n_r = \frac{dr}{ds} = \cos\theta = \mu \quad (4)$$

$$n_\theta = \frac{d\theta}{ds} = -\frac{\sin\theta}{r} \quad (5)$$

$$n_{\theta_0} = \frac{d\theta_0}{ds} = -\frac{\sin\theta \cos\theta \Delta\phi}{r} \quad (6)$$

$$n_{\Delta\phi} = \frac{d\Delta\phi}{ds} = -\frac{\sin\theta \cos\theta_0 \sin\Delta\phi}{r \sin\theta_0} \quad (7)$$

式中 ds 表示空间中相对当地天顶方向 r 上的微分距离。由式(4)至式(7)经过变换和运算,空间微分算子 $n \cdot \nabla$ 重新表示为

$$n \cdot \nabla = \mu \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} + \frac{\sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\mu_0^2}}{r} \left[\cos(\phi - \phi_0) \frac{\partial}{\partial \mu_0} + \frac{\mu_0}{1-\mu_0^2} \sin(\phi - \phi_0) \frac{\partial}{\partial(\phi - \phi_0)} \right] \quad (8)$$

由式(8)可以看出:微分算子的最简形式是仅保留微分算子的第一项,但是分析地球曲率的作用时,需保留所有项。在平行大气中,将平面坐标下微分算子代入不施加坐标系的一般辐射传输方程,得到平面平行大气下的辐射传输方程。

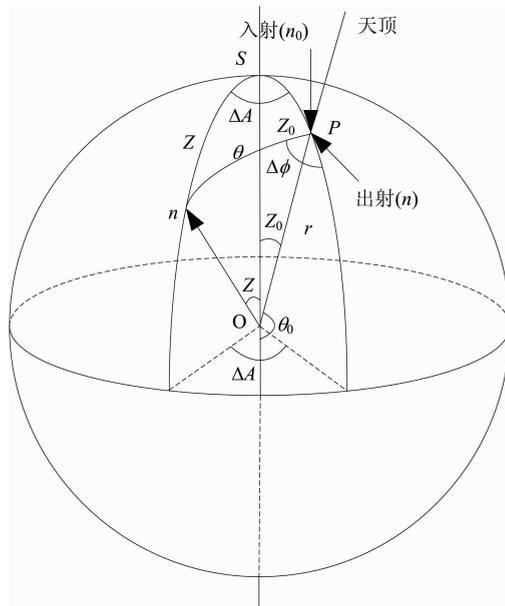


图 2 空间微分算子示意图

Fig. 2 Schematic diagram of spatial differential operator

将式(8)代入到一般辐射传方程中,可得球形边界条件下的辐射传输方程

$$n \cdot \nabla I(r, \mu, \phi, \mu_0) = -\beta(r)[I(r, \mu, \phi, \mu_0) - J(r, \mu, \phi, \mu_0)] \quad (9)$$

式(9)中, r 是距地心的距离, 源函数 $J(r, \mu, \phi, \mu_0)$ 为

$$J(r, \mu, \phi, \mu_0) = \frac{\bar{\omega}(r)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^1 p(r, \mu, \phi; \mu', \phi') I(r, \mu', \phi', \mu_0) d\mu' + \frac{\bar{\omega}(r)}{4\pi} p(r, \mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) F_0 e^{-\text{Ch}(r, \mu_0)} \quad (10)$$

式(10)中, $\bar{\omega}$ 为单次散射反照率; F_0 是大气层顶处入射光的辐照度; $P(\mu, \phi; \mu', \phi')$ 为散射相函数, 它是散射角 Θ 的函数; (μ', ϕ') 为入射光的空间位置, (μ, ϕ) 为观测点的空间位置。式(10)中右侧第一项由多次散射引起, 右侧第二项由单次散射引起; $\text{Ch}(r, \mu_0)$ 是 Chapman 函数, 因此, $\exp(-\text{Ch}(r, \mu_0))$ 表示为入射光的辐照度(光强)沿太阳光束路径上的衰减。

当太阳天顶角小于 90° 时, 可以利用式(8)的第一项来近似计算平均辐射强度。因此空间微分算子 $n \cdot \nabla$ 可简化为^[7]

$$n \cdot \nabla \approx \mu \frac{\partial}{\partial r} \quad (11)$$

这种简化近似就是准球形近似(pseudo-spherical approximation)。在平面平行中求解多次散射并在球形模型中校正直射光分量, 即采用扰动技术用一系列平面平行模式下的辐射传输问题近似表示球形辐射传输方程。

将平面平行模式中的直射光分量 $I_{\text{dir}}(\tau, \mu_0) = F_0 \exp(-\tau/\mu_0)$ 校正为适用于准球形模式中直接传输的光分量, 即将源函数中的 $F_0 \exp(-\tau/\mu_0)$ 改写为 $F_0 \exp(-\text{Ch}(r, \mu_0))$, 这样就得到了准球形模式下的辐射传输方程

$$\mu \frac{dI(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau; \mu, \phi) - \frac{\bar{\omega}}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^1 p(\mu, \phi; \mu', \phi') I(\tau; \mu', \phi') d\mu' - \frac{\bar{\omega}}{4\pi} p(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) F_0 \exp(-\text{Ch}(r, \mu_0)) \quad (12)$$

在准球形模式的辐射传输方程的基础上, 可采用离散纵坐标的思想研究准球形模式的辐射传输过程, 该过程的实施方法可参考 Dahlback 等开发的(DSORT)球面模式求解^[8-9, 3]。

2 结果与讨论

2.1 卷云层对激光辐射传输的直接衰减

当激光在地空链路传输时, 不考虑多次散射, 单次散射近似下激光在云层造成的直接透过率为^[10]

$$T = \exp(-\text{Ch}(r, \mu_0)) = \text{Ch}(\tau, \mu_0) \quad (13)$$

式(13)中, τ 和 μ_0 分别为卷云的垂直光学厚度和激光的入射天顶角。

在地空链路计算中, 利用取对数形式得到激光链路在云层的直接衰减为

$$D = -10 \log[\exp(-\text{Ch}(r, \mu_0))] \quad (14)$$

由图 3 可知, 不管是波长的变化, 还是有效半径的变化, 随着传输距离增大, 即光学厚度增加, 激光在卷云中的衰减是逐渐增大的。文献[11]研究表明: 水云大气的激光透过率

随光学厚度增加, 先线性增加后呈递减趋势, 说明随着光学厚度增加, 衰减也是增大的, 本研究结果与文献[11]吻合。

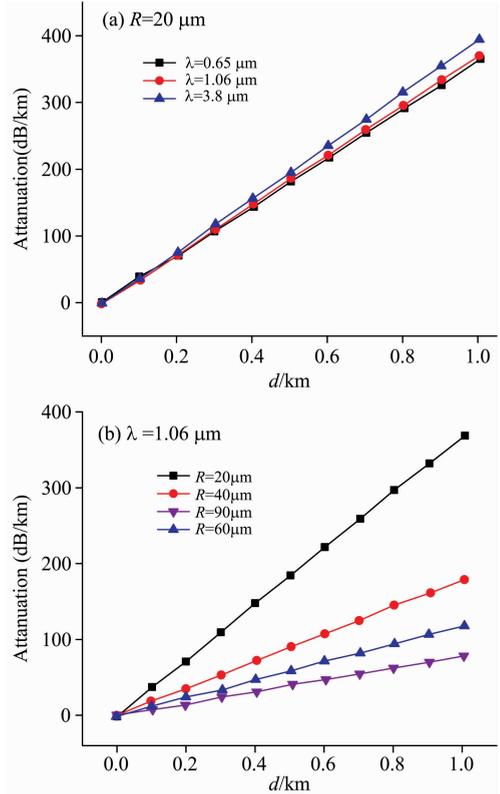


图 3 卷云对地空链路激光的直接衰减

(a): 不同波长激光入射的直接衰减;

(b): 不同有效半径下激光入射的直接衰减

Fig. 3 Direct attenuation of laser beam through cirrus cloud for air-to-ground communication link

(a): Direct attenuation of the laser at different wavelengths;

(b): Direct laser attenuation at different effective radius

2.2 基于多重散射的球形边界卷云透过率特性

光学厚度足够大时, 激光在卷云中传输的多次散射必须求解辐射传输方程, 根据球形边界卷云的辐射传输原理, 利用离散纵坐标方法求解辐射传输方程。将大气分成多个不同的均质薄层, 在各个均质薄层计算光学厚度、冰水含量和相对方位角等因素条件下的辐射传输方程组。在此, 主要从卷云的有效半径 r_{eff} 以及冰水路径(IWP)/冰水含量(IWC)来定义冰云的物理性质, 各参量的关系表示如式(15)

$$\tau = \frac{3\langle Q_{\text{ext}} \rangle \cdot \text{IWC} \cdot \Delta z}{4\rho_{\text{ice}} r_{\text{eff}}} = \frac{3\langle Q_{\text{ext}} \rangle \cdot \text{IWP}}{4\rho_{\text{ice}} r_{\text{eff}}} \quad (15)$$

式(15)中, $\langle Q_{\text{ext}} \rangle$ 为平均消光效率。 Δz 表示卷云的厚度, 卷云大气的辐射传输特性用透过率(Transmittance)来表征, 定义为^[5, 10-11]

$$T_{\lambda} = \frac{\pi I_i(\tau, \mu, \phi)}{\mu_0 F_0} \quad (16)$$

式(16)中, μ_0 和 μ 分别为激光入射的天顶角和观测天顶角的余弦, $I_i(\tau, \mu, \phi)$ 为在观测方向 (μ, ϕ) 激光透过云层的辐射强度, ϕ_0 和 ϕ 分别为入射方位角和观测方位角。

2.2.1 激光在平面平行模式和球形模式下卷云的透过率

讨论球形大气卷云的辐射传输特性,以 0.65 和 1.06 μm 激光入射为例,因为 0.65 μm 常用作激光通信波长,1.06 μm 常用作激光雷达探测、遥感探测的中心波段。结合 CDIS-ORT 的平面平行边界模式和球面边界模式,表 1、表 2 分别计算了不同入射天顶角下卷云大气激光传输的透过率。表 1 卷云的光学厚度 τ 取 5,有效半径 r_{eff} 取 10 μm ;表 2 光学厚度 τ 取 2,有效半径 r_{eff} 取 40 μm 。(由于透过率数值较小,表中为乘以 1 000 后的数值)。

表 1 当 μ 为 -1 时,不同太阳天顶角下卷云大气透过率($\tau=5, r_{\text{eff}}=10 \mu\text{m}$)

Table 1 The atmospheric transmittance of cirrus under different solar zenith angles for $\mu=-1(\tau=5, r_{\text{eff}}=10 \mu\text{m})$

模式	0.65 μm			1.06 μm		
	80°	85°	88°	80°	85°	88°
平面平行边界	15.13	6.01	1.65	14.73	6.05	2.04
准球面边界	15.39	6.59	2.79	14.76	6.16	2.39
误差/%	1.72	9.65	69.09	0.21	1.82	17.16

表 2 当 μ 为 -1,不同太阳天顶角下卷云大气透过率($\tau=2, r_{\text{eff}}=40 \mu\text{m}$)

Table 2 The atmospheric transmittance of cirrus under different solar zenith angles for $\mu=-1(\tau=2, r_{\text{eff}}=40 \mu\text{m})$

模式	0.65 μm			1.06 μm		
	80°	85°	88°	80°	85°	88°
平面平行边界	14.80	6.08	1.62	8.18	3.66	1.32
准球面边界	14.99	6.49	2.42	8.22	3.71	1.44
误差/%	1.28	6.74	49.38	0.49	1.37	9.09

结合表 1 和表 2 分析可知:(1)较大天顶角入射(大于 80°)时,球形大气模式下卷云的激光传输透过率大于平面平行模式,0.65 μm 波长入射时卷云大气激光传输透过率的相对误差大于 1.06 μm 波长时的误差;(2)天顶角小于 80°时两种大气模式下透过率的相对误差较小,随着天顶角的增大,两种大气模式下透过率的相对误差明显增大,天顶角为 88°时 0.65 μm 波长入射时卷云大气激光传输的透过率误差达到 69.09%。在卷云等复杂大气环境下,大天顶角入射时的遥感探测和激光通信都应该考虑球形边界。这里的结果是我们团队在文献[12]基础上所做的工作。文献[12]给出两种大气模式下卷云和水云大气激光传输的反射率差异。研究结果都表明:较大天顶角(大于 80°)入射时两种大气模式下卷云大气激光传输的透过率和反射率的相对误差都明显增大。

2.2.2 激光在球形边界卷云的透过率特性

考虑球形边界卷云和多次散射,模拟计算三种激光波长以 2°高度角入射球形边界卷云时,卷云的光学厚度、有效半径、相对方位角和卷云的冰晶模型对典型激光波长透过率的影响,太阳天顶角的余弦取 $\mu_0 = \cos(85^\circ) = 0.087 2$,相关参量:大气廓线取美国标准大气,采用逐线积分法计算大气分子吸收,云底高度 h_b 取 9 km,云的几何厚度 Δz 取 1 km,地表反照率取 0,相对方位角 $\phi - \phi_0$ 取 180°,探测高度为大气层底。

图 4 给出了三种波长下激光透过率随卷云光学厚度的变化关系。光学厚度较小时,由于透过卷云的光子来自云内粒子的多次散射效应,激光透过率几乎随光学厚度增加呈线性增大,当光学厚度增加到 0.3 附近时,随卷云光学厚度的增加使透过云层的光子数减少,因此激光透过率逐渐减少。但对于 0.65 和 1.06 μm 波长,其衰减主要是由于云层的散射特性影响。而对于 3.8 μm 波长,当光学厚度达到一定值后,吸收效率的增加使透过率衰减到 0 值附近。文中图 4 的结果和文献[11]的变化是一致的。

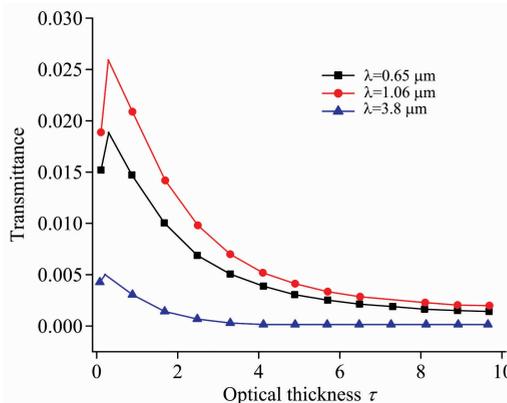


图 4 卷云的光学厚度对激光透过率的影响
Fig. 4 Influence of optical thickness of cirrus cloud on laser transmittance

图 5 给出三种波长时,激光透过率随卷云粒子有效半径的变化关系。由图 5 可知,对于 0.65 和 1.06 μm 波长激光随粒子有效半径的增加激光透过率增加。这是由于粒子尺寸越大卷云的总消光效率越小,而且考虑多重散射时,粒子尺寸越大前向散射越强,则激光的透过率越大。对于 3.8 μm 激光随粒子有效半径的增加激光透过率减少,这由于在 3.8 μm 激光在卷云中有较强的吸收,且随有效半径的增加吸收逐渐增加,吸收效率的最大值接近 45%,因此使激光在卷云中的衰减速度加快。文献[11]研究表明:当波长小于 1 400 nm 时,水云透过率随有效半径的增大而增大,当波长大于 2 100 nm 时,水云大气的透过率随有效半径的增大而减小,

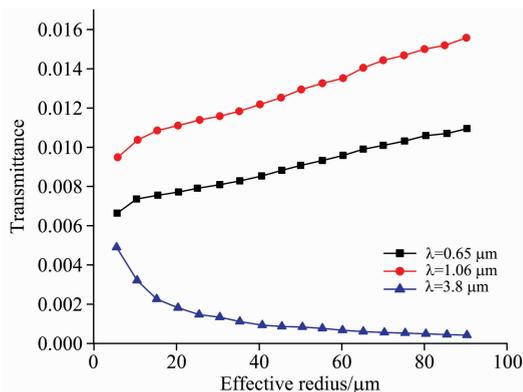


图 5 卷云的有效半径对激光透过率的影响
Fig. 5 Influence of cirrus effective radius on laser transmittance

文中图 5 的研究结果与文献[11]结果基本吻合,只是文献[11]研究的是水云模型。

图 6 给出卷云的 $1.06 \mu\text{m}$ 激光透过率在不同相对方位角时随观测角的变化关系。由图 6 可知,不同相对方位角时卷云的 $1.06 \mu\text{m}$ 激光透过率随观测角的变化趋势差异较大,且随相对方位角的增加透过率减少,这是由于激光的入射高度角为 2° 时, 0° — 80° 观测角在 0° , 90° , 180° 相对方位角时分别对应 8° — 88° , 88° — 89° , 88° — 168° 散射角, 8° — 88° 散射角时卷云有很强的前向散射,因此 0° 相对方位角的激光透过率最大。由散射角与辐射方向之间的关系式^[13]

$$\cos\Theta = \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu_0^2} \cos(\phi - \phi_0) + \mu\mu_0$$

可知, 0° 相对方位角的激光透过率曲线在 42° 和 66° 观测角时取得极大值,它们分别与相函数的 46° 和 22° 散射峰值对应。并且相对方位角为 0° 时由观测角与散射角的对应关系可知,当观测角在 0° — 80° 变化时,正对应于散射角从 88° 变化到 8° , 8° — 88° 散射角范围内对应于卷云相位函数的值是先增加到 46° 峰值,然后逐渐减少后又增大到 22° 峰值,最后再逐渐减少,与卷云的激光透过率的值是先增加到 42° 峰值,然后逐渐减少后又增大到 66° 的最大值,最后再逐渐减少,前后对应。

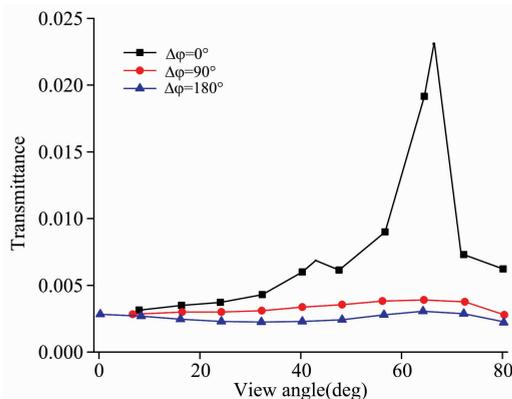


图 6 不同相对方位角时卷云的激光透过率随观测角的变化关系

Fig. 6 Relationship between the laser transmittance of cirrus cloud and the view Angle at different relative azimuth angles

$1.06 \mu\text{m}$ 波长激光入射,不同散射模型的激光透过率随观测角的变化如图 7 所示:不同卷云散射模型的 $1.06 \mu\text{m}$ 激光透过率随观测角的变化趋势差异较大,实心柱、聚合物和子弹玫瑰卷云散射模型在 22° 和 46° 散射角处都存在极值,因此卷云的激光透过率在 66° 和 42° 观测角附近出现极值。空心柱卷云散射模型只在 22° 散射角存在极值,因此卷云的激光透过率也只在 66° 观测角附近出现极值,而 42° 观测角附近曲线较为光滑。结果和文献[14]的水云模型做对比可以看出:不同卷云散射模型的变化趋势一致,但模型之间有差异,不同卷云散射模型对激光透过率的影响较大,在实际应用中需

选择尽可能合理的散射模型。

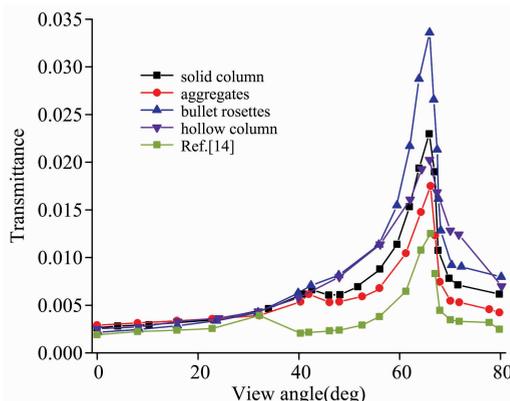


图 7 不同卷云散射模型的激光透过率随观测角的变化关系

Fig. 7 Relationship between laser transmittance and view Angle for different models

3 结 论

根据卷云的分布特征和散射特征,计算了三种激光波长在卷云中的直接衰减特性,然后在考虑多次散射特性时,采用离散纵坐标法模拟计算了球形边界卷云的光学厚度、有效半径、不同相对方位角、卷云的散射模型和观测角对卷云的激光透过率的影响。结果表明:

(1)通过数值比较,验证了较小太阳天顶角(小于 80°)入射时,CDISORT 准球面模式下激光传输透过率的计算结果是合理的;较大天顶角入射(大于 80°)时,两种模式下卷云大气激光传输透过率之间的差异随太阳天顶角的增大而增大,如果按照平面平行大气的假设计算辐射传输方程, $0.65 \mu\text{m}$ 激光波长在两种模式下的相对误差达到 69% ,因此必须考虑地球曲率对云层边界的影响。

(2)激光直接透过率与激光波长和卷云的厚度有关,随云层厚度的增加,激光在云层的传输路径增加,导致激光的衰减增强,随有效半径的增加卷云的总消光逐渐减小,导致激光的衰减减弱。

(3)球形边界卷云的散射和吸收特性共同影响激光的透过率,在三种典型激光波长中,由于 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的散射和吸收特性都比较小,因此 $1.06 \mu\text{m}$ 激光入射的直接衰减最小,透过率最大。

(4)激光通过卷云的透过率与卷云的散射模型、卷云的光学厚度、冰晶粒子的有效半径等因素有关,由于真实大气环境中云相态是复杂多变的,故需建立精确的云模型来求解激光在有云大气的辐射传输特性。

本工作为星地链路激光在球形边界云层的传输特性提供参考依据,并且可以推广到水云、冰水混合云和气溶胶等其他复杂相态大气背景下的激光辐射传输问题。

References

- [1] Liou K N, Yang P. Light Scattering by Ice Crystals. Cambridge: Cambridge University Press, 2016: 269.

- [2] CHEN Wei, FANG Yi-qiang, SHI Zhan, et al(陈 卫, 方义强, 施 展, 等). *Laser & Infrared(激光与红外)*, 2015, (8): 918.
- [3] Emde C, Buras-Schnell R, Kylling A, et al. *Geoscientific Model Development*, 2016, 9-1647/doi; 10.5194/gmd-9-1647-2016.
- [4] CHEN Jie, QIAN Xian-mei, LIU Qiang, et al(陈 杰, 钱仙妹, 刘 强, 等). *Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析)*, 2020, 40(10): 2989.
- [5] Rozanov A, Rozanov V, Buchwitz M, et al. *Advances in Space Research*, 2005, 36(5): 1015.
- [6] Liou K N. *An Introduction to Atmospheric Radiation(大气辐射导论)*. Translated by GUO Cai-li, ZHOU Shi-jian(郭彩丽, 周诗健, 译). Beijing: Meteorological Press(北京: 气象出版社), 2004: 350.
- [7] Merrelli, Aronne, Yang, et al. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2014, 146: 123.
- [8] Buras R, Dowling T, Emde C. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2011, 112: 2028.
- [9] CAI Yi, LIU Yan-li, DAI Cong-ming, et al(蔡 熠, 刘延利, 戴聪明, 等). *Acta Optica Sinica(光学学报)*, 2017, 37(8): 8.
- [10] RAO Rui-zhong(饶瑞中). *Modern Atmospheric Optics(现代大气光学)*. Beijing: Science Press(北京: 科学出版社), 2012: 313.
- [11] Mcbride P J, Schmidt K S, Pilewskie P, et al. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2011, 11(14): 7235.
- [12] GUO Lei-li, WANG Ming-jun(郭镭力, 王明军). *Acta Optica Sinica(光学学报)*, 2019, 39(11): 20.
- [13] Coakley J A, Yang P. *Atmospheric Radiation: A Primer With Illustrative Solution*. Wiley-VCH, 2014.
- [14] Hu Y X, Stamnes K. *Journal of Climate*, 1993, 6(4): 728.

Attenuation and Transmission Characteristics of Laser Propagation in Cirrus Clouds With a Spherical Boundary

REN Shen-he^{1,2}, GAO Ming^{1*}, WANG Ming-jun³, LI Yan¹, GUO Lei-li³

1. School of Optoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710021, China

2. Ion Beam & Optical Physical Joint Laboratory of Xianyang Normal University and Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Xianyang 712000, China

3. Institute of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China

Abstract An altitude cirrus cloud is mostly composed of ice particles, which affects laser signal transmission over ground to air links. Basing on, the distribution and scattering characteristics of ice crystal particles in high altitude cirrus cloud sand by cirrus clouds considering the spherical curvature of the Earth and multiple scattering, the laser transmission and attenuation characteristics of spherical boundary clouds, are studied in this paper using the spherical model of the discrete ordinate method (CDISORT). The laser transmittance differences between the plane-parallel model and the quasi-spherical model in the ice cloud atmosphere under different solar zenith angles are compared. The laser signal propagation's attenuation and transmittance characteristics are compared through cirrus clouds at three wavelengths(0.65, 1.06, 3.8 μm)are calculated numerically. The results show that when the solar zenith angle is small, the relative error of the laser transmittance between the two models is very small when the solar zenith angle is less than 80° , the relative error between the two models at the laser wavelength of 0.65 μm is only 1.72% when the radiation transfer equation of the spherical atmosphere is calculated according to the plane-parallel atmosphere model, however, when the solar zenith angle is greater than 80° , the relative error of the laser transmittance between the two models in the ice cloud atmosphere increases, the relative error between the two models at the laser wavelength of 0.65 μm is 69%; The laser attenuation caused by propagation through the clouds is related to the effective radius, transmission distance, and laser wavelength when a single scattering of a cirrus cloud is considered, as the optical thickness increases and the laser transmittance's change with the cloud layer decreases, the maximum transmittance is achieved at the laser wavelength of 1.06 μm and the minimum transmittance is achieved at the laser wavelength of 3.8 μm ; The laser transmittance at the wavelengths of 0.65 and 1.06 μm increases with the effective radius of cloud particles, but at the wavelength of 3.8 μm , it does not increase under the same constraints, the laser transmittance of cloud decreases with the increase of relative azimuth, and different cirrus dispersion models have different effects on the laser transmittance. The results of the characteristics of laser transmission through cirrus clouds presented in this works provide an important theoretical basis for engineering applications, including ground-to-air link satellite-borne, airborne laser communication, laser radar detection, at the same time, it can lay a research foundation for the application of laser remote sensing, guidance and early warning of ground to air link.

Keywords Laser radiation transmission; Cirrus clouds; Cloud transmittance; Multiple scattering

* Corresponding author

(Received Dec. 11, 2020; accepted Apr. 8, 2021)