

文章编号: 0258-7025(2006)Supplement-0268-04

有限空间气溶胶浓度场起伏对光波的影响

韩 永, 饶瑞中, 王英俭

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽 合肥 230031)

摘要 从湍流大气中粒子运动方程出发, 探讨粒子运动与大气湍流之间存在的相互关系, 结果表明粒子运动张弛时间 τ 值越大, 粒子惯性的相对作用就越大, 大气湍流越难带动粒子, 此时粒子运动与大气运动的差别越大。采用物理图像分析, 建立简单的数学模型, 求解并获得了有限空间气溶胶浓度场函数表达式, 并进行相应的数值分析。根据短时间内能见度仪的实验探测数据, 得知在光的传输路径上, 大气气溶胶浓度场的变化将对光的强度、相位的起伏造成影响。

关键词 大气光学; 光传输; 气溶胶浓度场; 大气湍流扩散

中图分类号 TN012 **文献标识码** A

Influence of Aerosol Concentration Field Fluctuation to Light Wave in Limited Space

HAN Yong, RAO Rui-zhong, WANG Ying-jian

(Laboratory for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)

Abstract The relation between particle movement and atmospheric turbulence is discussed starting from the particle movement function in the atmospheric turbulence. It is found that the longer the particle movement relaxation time, the more evident the inertial effect, and the more different the particle movement and atmospheric movement are. The mathematic model is set up by using physics image analysis, the expression of aerosol concentration field in limited space is derived, and the correspondent numerical analysis is carried out. The experimental data of visibility sensor in short time indicate the influence of the aerosol concentration field fluctuation on intensity and phase of light on the path of light propagation.

Key words atmospheric optics; light propagation; aerosol concentration field; atmospheric turbulence diffusion

1 引 言

在湍流带动下, 大气中的气体成分与悬浮粒子将迅速地向周围空间扩散, 这种过程称为湍流扩散, 其输送强度比分子扩散大近 $10^5 \sim 10^6$ 倍。研究不同大气湍流中物质的扩散规律与机制, 是大气湍流扩散的主要内容, 它在污染气象中占有非常重要的地位^[1,2]。

光在实际大气中传播时受空气分子、大气气溶胶粒子的散射和吸收, 以及湍流效应等影响造成光强起伏、闪烁等光学现象, 人们已经进行了很多有意义的研究^[3,4]。在湍流大气中气溶胶粒子浓度场理论研究方面, 已有关于湍流中大粒子的间歇性以及浓度场的起伏模式研究等^[5,6]。另外, 实验研究方面已有利用激光诱导荧光效应和液滴谱的干涉激光图像法两种手段联合测量喷雾里的水气瞬时浓度和滴谱分布^[7]。

在光的传输路径上, 大气气溶胶浓度场的变化显然会对光的强度、相位的起伏造成影响。为了研究这种影响, 我们根据前向散射能见度仪的测量结果分析了一定体积内气溶胶团对光场散射的起伏特征, 并探讨了气溶胶粒子和大气湍流之间可能存在的响应关系。大气气溶胶粒子在大气边界层中的输运, 一般要考虑边界层大气的三个动量守恒方程和一个标量输送守恒方程。但直接从这些方程出发, 对湍流场和气溶胶浓度场进行数值仿真有一定的困难, 对算法和计算条件(包括计算机)等都有非常高的要求。鉴于此, 我们拟采用物理图像分析, 建立简单的数学模型, 求解并获得了气溶胶粒子浓度场表达式。

2 大气气溶胶粒子与湍流的相互作用

由于粒子的惯性以及重力作用, 粒子运动一般

不同于周围大气的湍流。其运动方程可写为

$$m \frac{dV}{dt} = F + mg, \quad (1)$$

式中 m 为粒子质量, V 为粒子速度, F 为周围大气对粒子的作用力, g 为地球重力加速度, t 为时间。 F 可表示为

$$F = -6\pi r\eta(V - u) \frac{C_D N_{Re}}{24}, \quad (2)$$

式中 u 为周围大气运动速度, η 为空气粘滞系数, r 为粒子半径, C_D 为阻力系数, N_{Re} 为雷诺数。对于粒子的水平运动 V_h , 有

$$m \frac{dV}{dt} = -6\pi r\eta(V_h - u_h), \quad (3)$$

式中 u_h 为大气运动速度。令粒子运动的张弛时间 $\tau = \frac{m}{6\pi\eta r} = \frac{2r^2\rho}{9\eta}$, ρ 为粒子质量密度。它表征粒子惯性和粘滞阻力的相互作用, τ 值越大, 粒子惯性的相对作用越大, 大气湍流越难带动粒子, 粒子运动与大气运动的差别也就越大。粒子运动速率与湍流大气 ω 分量运动速率之比为

$$\text{Ratio} = \frac{V_{0\omega}}{u_{0\omega}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (4)$$

分别计算了 $r = 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}, 15 \mu\text{m}, 20 \mu\text{m}$ 时粒子运动对湍流的响应曲线, 如图 1 所示。由图 1 可见, 粒子半径越小, 粒子运动与湍流之间的响应就越明显, 也就是粒子越容易被湍流大气所带动; 同一 ω 分量下, 粒子半径越小, 越容易被湍流所带动。当 $\omega \ll 1$ 时, $V_{0\omega} \approx u_{0\omega}$, 即粒子运动完全被湍流带动。而当 $\omega\tau \gg 1$, $V_{0\omega} \ll u_{0\omega}$, 则频率为 ω 的湍流分量很难带动粒子。如果 $\omega \leq 10^2 \text{ 1/s}$, 则对半径 $r \leq 30 \mu\text{m}$ 的粒子, 其运动基本上与大气湍流相一致。

当讨论粒子在垂直方向扩散时, 还必须考虑重力作用。因此, 粒子运动速度是向地面的沉降速度

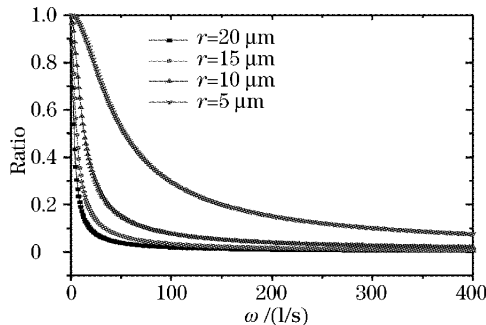


图 1 粒子运动与湍流大气 ω 分量的响应关系
Fig. 1 Relation between particle movement and ω component of the atmospheric turbulence

与湍流带动速度之和。

3 有限空间气溶胶粒子瞬时浓度场方程的推导

假定一定区域内的气溶胶粒子浓度场是空间坐标的随机函数, 它并不依赖于时间。那么实际大气气溶胶的浓度场随时间的变化将简单地认为是随机场(气溶胶浓度场)不同现实的更替, 这样就可以不用考虑气溶胶粒子散射场的频率起伏和它的频谱变化等方面的问题。图 2 给出了前侧向散射能见度仪采样光路图。由于采样体积并不是真正的圆柱, 为了使公式推导容易进行, 将建立适当的数学模型, 把采样体积抽象为底面半径为 R , 高为 H 的均匀圆柱。假设采样体积的周围有一个看不见的边界, 它将圆柱内的大气气溶胶粒子与外界大气分割开。设采样圆柱侧面有均匀分布的恒定气溶胶粒子流进入, 强度为 q_0 , 圆柱上下底面气溶胶粒子浓度场分别用 $f_2(\xi)$ 和 $f_1(\xi)$ 来表示, 其中 $0 \leq \xi \leq R$ 。稳定浓度分布应满足拉普拉斯方程 $\Delta_3 u = 0$ 。采用柱坐标系, 极点在圆柱下底中心, z 轴沿着圆柱的轴, 定解问题可以表示为

$$\begin{cases} \Delta_3 u = 0, & k \frac{\partial u}{\partial \xi} \Big|_{\xi=R} = q_0, \\ u|_{z=0} = f_1(\xi), & u|_{z=H} = f_2(\xi), \end{cases} \quad (5)$$

为了使方程组(5)易于求解, 将它分解为两种情况: 1) 圆柱侧面有均匀分布的恒定气溶胶粒子流进入, 其强度为 q_0 , 圆柱上下底面气溶胶分布 u_0 ; 2) 圆柱侧面没有气溶胶粒子流进入, 圆柱上下底面气溶胶粒子分布分别为 $f_2(\xi)$ 和 $f_1(\xi)$, 求解柱内稳定气溶胶浓度场分布方程。由于所有边界条件都是非齐次的, 令 u 为 v 和 w 的叠加, $u = v + w$, 而 v 和 w 分别满足拉普拉斯方程

$$\begin{cases} \Delta_3 u = 0, & k \frac{\partial v}{\partial \xi} \Big|_{\xi=R} = q_0, \\ v|_{z=0} = 0, & v|_{z=H} = 0, \end{cases} \quad (6)$$

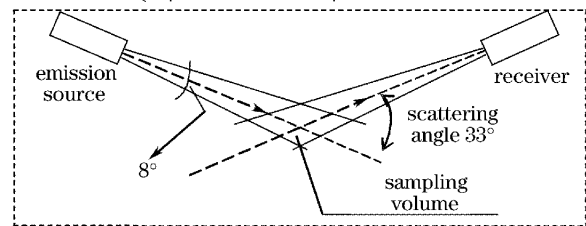


图 2 前向散射能见度仪光路图
Fig. 2 Illustration of forward scattering visibility sensor

$$\begin{cases} \Delta_3 w = 0, & k \frac{\partial w}{\partial \xi} \Big|_{\xi=R} = q_0, \\ w|_{z=0} = f_1(\xi), & w|_{z=H} = f_2(\xi), \end{cases} \quad (7)$$

对于方程组(6),可以把上下底的边界条件化为齐次

边界条件。为此,只需把气溶胶粒子浓度场的零点移动一下,令 $v = v_0 + v$,就转化为 v 的定解问题,其中 v 为气溶胶粒子浓度场。于是,方程组(6) 的解为

$$v = v_0 + \frac{4Hq_0}{k\pi^2} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{(2l+1)^2} \frac{1}{I_0[(2l+1)\pi R/H]} I_0\left[\frac{(2l+1)\pi\xi}{H}\right] \sin\left[\frac{(2l+1)\pi z}{H}\right], \quad (8)$$

对于方程组(7),其边界条件第二类齐次的解为

$$w = A_0 + B_0 z + \sum_{n=1}^{\infty} J_0\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}\xi\right] \left\{ A_n \exp\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}z\right] + B_n \exp\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}z\right] \right\}, \quad (9)$$

式中 J_0 为零阶贝塞尔函数。为了决定系数 A_n 和 B_n ,把(9) 式代入边界条件,

$$\begin{cases} A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} J_0\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}\xi\right] (A_n + B_n) = f_1(\xi), \\ A_0 + B_0 H + \sum_{n=1}^{\infty} J_0\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}\xi\right] \left\{ A_n \exp\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] + B_n \exp\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] \right\} = f_2(\xi), \end{cases} \quad (10)$$

由议程组(10)解得

$$A_0 = \frac{2}{R^2} \int_0^R f_1(\xi) \xi d\xi = f_{10}, \quad A_0 + B_0 H = \frac{2}{R^2} \int_0^R f_2(\xi) \xi d\xi = f_{20}, \quad (11)$$

$$\begin{cases} A_n + B_n = \frac{2}{R^2 [J_0 x_n^{(1)}]^2} \int_0^R f_1(\xi) \xi d\xi = f_{1n}, \\ A_n \exp\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] + B_n \exp\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] = \frac{2}{R^2 [J_0 x_n^{(1)}]^2} \int_0^R J_0\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}\xi\right] f_2(\xi) \xi d\xi = f_{2n}, \end{cases} \quad (12)$$

从方程组(11),(12)解得

$$A_0 = f_{10}, \quad B_0 = \frac{f_{20} - f_{10}}{H}, \quad (13)$$

$$\begin{cases} A_n = \frac{f_{1n} \exp\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] - f_{2n}}{\exp\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] - \exp\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right]}, \\ B_n = \frac{f_{2n} - f_{1n} \exp\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right]}{\exp\left[-\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right] - \exp\left[\frac{x_n^{(1)}}{R}H\right]}, \end{cases} \quad (14)$$

把(13)式,(14)式代入(9)式即可得到 w ,因此(5)式的解为 $u = v + w$ 。

4 消光系数起伏

我们在 2005 年 6 月 30 日进行了测量实验。图 3(a),(b)分别为 15:00~17:10 风速脉动,能见度和消光系数在 10 min 内的起伏。从图 3(a)可知风速在 5 m/s 上下起伏,只在 16:40 时有一个最小值 1.5 m/s;从图 3(b)可以看出 10 min 内消光系数和能见度的起伏还是很大,而事实上消光系数的变化反映了粒子前向散射光强的变化,这就说明光在

大气中传播时粒子对光强的起伏也像湍流大气一样产生影响。

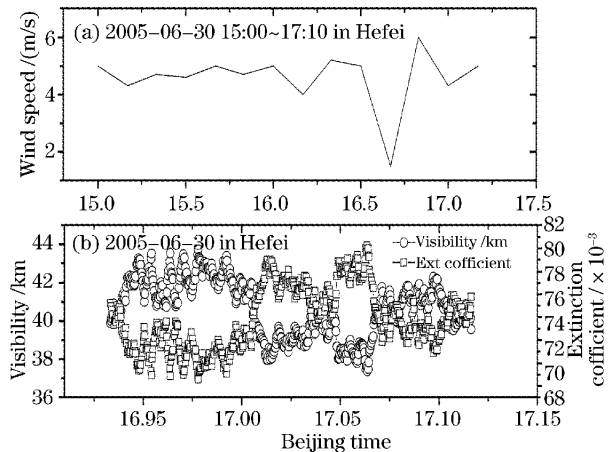


图 3 风速脉动(a),能见度和消光系数(b) 在 10 min 内的起伏

Fig. 3 Wind speed fluctuation (a), visibility and extinction coefficient (b) fluctuation in 10 min

5 结 论

探讨了大气气溶胶粒子与湍流之间可能存在的

关系,结果表明粒子半径越小,粒子运动与湍流之间的响应就越明显,粒子就越容易被湍流大气所带动;从较短时间内前向散射能见度仪所探测到的消光系数的起伏可以看出,粒子浓度的变化对光强的起伏所造成的影响,其相互作用机理还需深入探讨。此外,采用物理图像分析,以前向散射能见度仪的工作区域作为特定体积,通过简单的数学模型求解并获得了气溶胶粒子浓度场表达式。该模型的建立只适用于特定空间的气溶胶粒子浓度场问题,它的应用还需进一步检验,如果要讨论整个空间的气溶胶粒子浓度场问题,必须将模型进行修改,即建立并求解三维标量输送守恒方程,并且要把气溶胶粒子浓度起伏量随时间的变化考虑进去。

参 考 文 献

- 1 Zhou Xiuji, Tao Shanchang, Yao keya. *Advanced Atmosphere Physics* [M]. Beijing: Weather Publishing Company, 1991. 222~287
- 2 V. I. Tatarskii. *Wave Propagation in a Turblent Medium* [M]. Beijing: Science Press, 1961. 53~72
温景嵩等译. 湍流大气中波的传播理论 [M]. 北京: 科学出版社, 1961. 53~72
- 3 Rao Ruizhong. Strehl ratios and sharpness of collimated laser beam in a turbulent atmosphere [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(1): 53~58
饶瑞中. 湍流大气中准直激光束的 Strehl 比与锐度 [J]. *中国激光*, 2005, **32**(1): 53~58
- 4 Du Xiangwan. Factors for evaluating beam quality of a real high power laser on target surface in far field [J]. *Chinese J. Lasers*, 1997, **A24**(4): 327~332
杜祥琬. 实际强激光远场靶面上光束质量的评价因素 [J]. *中国激光*, 1997, **A24**(4): 327~332
- 5 Gregory Falkovich, Alain Pumir. Intermittent distribution of heavy particles in a turbulent flow [J]. *Phys. Fluids*, 2004, **16**: L47~L50
- 6 Gnter Gross. Estimation of annual odor load with a concentration fluctuation model [J]. *Meteorologische Zeitschrift*, 2001, **10**(5): 415~422
- 7 Ryo Kurosawa, Koichi Hishida, Masanobu Maeda. Combined measurement of LIF and ILIDS for vapor concentration and droplets size and velocity in a spray [C]. 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, 2002