

# 声波扰动对大气湍流内外尺度与折射率功率谱函数的影响分析\*

王明军<sup>1)2)3)†</sup> 席建霞<sup>1)</sup> 王婉柔<sup>1)</sup> 李勇俊<sup>1)</sup> 张佳琳<sup>1)</sup>

1) (西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

2) (西安市无线光通信和网络研究重点实验室, 西安 710048)

3) (陕西理工大学物理与电信工程学院, 汉中 723001)

(2023年1月1日收到; 2023年4月10日收到修改稿)

声波是一种机械波, 作为能量的载体, 在大气湍流环境下传输会“扰动”湍流耗散率的变化, 从而会影响湍流物理结构演化. 本文基于声波能量和湍流能量平衡方程, 结合湍流内外尺度和大气折射率功率谱函数, 研究了在不同声波扰动下大气湍流的内外尺度和折射率功率谱函数的变化特征. 结果表明: 不同声波的传播会使得湍流的内外尺度发生变化, 声源功率越大, 对湍流尺度的影响越大, 然而声源频率越大, 对湍流尺度的影响并不是特别明显; 不同声波的传播会使大气折射率功率谱函数发生改变, 在惯性区内, 考虑到声波对湍流内外尺度的影响, 不同声源对大气折射率功率谱的影响程度不同, 在耗散区内, 大气折射率功率谱都出现随声波传输距离波动的情况. 本文探索声波扰动对大气湍流折射率功率谱函数特征参数的变化规律, 为激光在声波扰动大气湍流中传输特性以及声光耦合研究提供理论依据.

**关键词:** 声波能量, 大气湍流, 湍流尺度, 功率谱模型

**PACS:** 43.35.Sx, 42.68.Ay

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230003

## 1 引言

在大气对流层中, 由于太阳辐射、风切变、对流等自然因素的存在, 会不断产生随机起伏的大气湍流, 而湍流是地空链路中信息传输的主要因素. 声波本质上是一种振动的机械波, 可以作为信息和能量的载体, 在大气湍流中传输时, 其能量会作用于湍流, 从而改变原本的湍流时空结构.

早在1957年, Tønning<sup>[1]</sup> 研究发现声波会影响电磁波传播, 第一次提出了声波会引起局部空间大气压强和密度的变化. 1969年, Cooper和Bogh<sup>[2]</sup> 通过实验验证了声冲击波会改变空气中电磁波

部分反射的折射率进而影响电磁波传播. 近几十年, 研究学者主要将声波与雷达结合起来, 研制用于检测大气温度和风廓线的无线电声波探测系统(RASS)<sup>[3-6]</sup>. 2016—2018年, 西安电子科技大学弓树宏团队<sup>[7-9]</sup> 建立阵列声源模型, 探索该模型激发产生的人工介质不规则体对无线电波传播的影响, 在此基础上将该观点应用到气溶胶动力学, 设计了方环形和圆形阵列声源实现对气溶胶的主动控制. 2022年, 王明军等<sup>[10]</sup> 基于声光效应和Gladstone-Dale关系, 从声波对大气折射率的影响出发, 推导了在平面声场扰动下, 均匀和非均匀大气折射率随声压变化关系, 建立了平面光波和拉盖尔-高斯光束通过声波扰动的均匀和非均匀大气的

\* 国家自然科学基金重大研究计划培育项目(批准号: 92052106)、国家自然科学基金(批准号: 61771385)、陕西省杰出青年科学基金(批准号: 2020JC-42)和固体激光技术重点实验室开放基金(批准号: 6142404190301)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn

传输模型. 综上所述, 上述研究主要从大气折射率角度出发, 研究了声波对电磁波传播特性的影响. 然而目前, 还没有从声波能量的角度研究声波对大气湍流物理特征参数如内尺度、外尺度和大气折射率功率谱的影响.

本文基于声波能量和大气湍流能量平衡方程, 推导了在不同类型声源扰动下的大气湍流内尺度和外尺度. 利用声波扰动后的大气湍流内外尺度, 数值模拟并分析了大气湍流折射率功率谱的变化趋势与不同类型声源物理参数之间的变化关系.

## 2 理论推导

### 2.1 声场中的能量关系

在大气湍流中, 声波传播会携带两种形式的能量, 一种是湍流分子在平衡位置来回振动的动能, 另一种是压缩和膨胀的形变能, 或称位能. 动能和位能之和为大气湍流中的声能<sup>[1]</sup>, 声波的传播即声波能量的传播.

假定大气湍流中有一个质量为  $m_0$ 、体积为  $V_0$  的弹性大气湍涡, 声波在其中的传播示意图如图 1 所示.

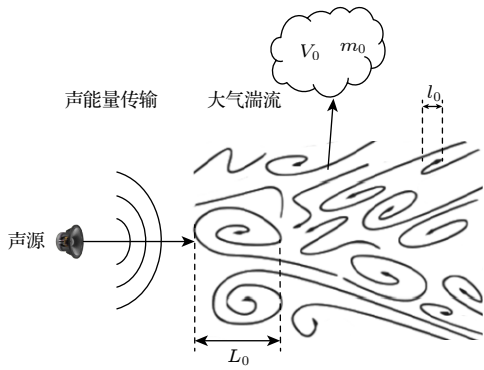


图 1 大气湍流中声波能量传输示意图

Fig. 1. Schematic diagram of acoustic energy transmission in atmospheric turbulence.

大气湍流受到声波扰动时产生的动能为

$$E_k = \frac{1}{2} m_0 u^2, \quad (1)$$

其中  $u$  为声波扰动之后大气湍流的径向传播速度.

根据质量守恒定律, 声波扰动大气湍流产生的势能可以表示为

$$E_p = \frac{1}{2} p \frac{\rho'}{\rho \rho_0} m_0, \quad (2)$$

式中  $\rho'$  为声压引起的大气湍流密度的变化量, 且  $\rho \rightarrow \rho_0 + \rho'$ ,  $\rho_0$  为静态大气湍流密度.

而根据热力学定律, 声压和大气密度变化量关系的状态方程可以表示为

$$p = c_0^2 \rho', \quad (3)$$

其中  $c_0$  为大气湍流中声波的传播速度, 且  $\rho'$  比  $\rho_0$  小得多以至于可以忽略不计, 将 (3) 式代入 (2) 式, 化简可得

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{p^2 m_0}{\rho_0^2 c_0^2}. \quad (4)$$

因此结合 (2) 式和 (4) 式可得, 单位时间单位质量声波传播的总能量为

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{E_k + E_p}{m_0 t} = \frac{\frac{1}{2} m_0 u^2 + \frac{1}{2} \frac{p^2 m_0}{\rho_0^2 c_0^2}}{m_0 t} \\ &= \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right) / 2t, \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $t$  为时间.

### 2.2 不同声源激发产生的声场能量分布

由声学的基本知识可以推导出声压  $p$  满足表达式<sup>[1]</sup>:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \quad (6)$$

在  $kr \rightarrow \infty$  的条件下, (6) 式的平面、柱面和球面波的声压远场解为<sup>[12]</sup>

$$p = \begin{cases} \sqrt{\frac{2W \rho_0 c_0}{S}} \exp[j(\omega t - kr)], & \text{平面波解,} \\ \sqrt{\frac{r_0}{r}} \sqrt{\frac{2W \rho_0 c_0}{2\pi r_0 l_0}} \exp[j(\omega t - kr + kr_0)], & \text{柱面波解,} \\ \frac{r_0}{r} \sqrt{\frac{2W \rho_0 c_0}{4\pi r_0^2}} \exp[j(\omega t - kr + kr_0)], & \text{球面波解.} \end{cases} \quad (7)$$

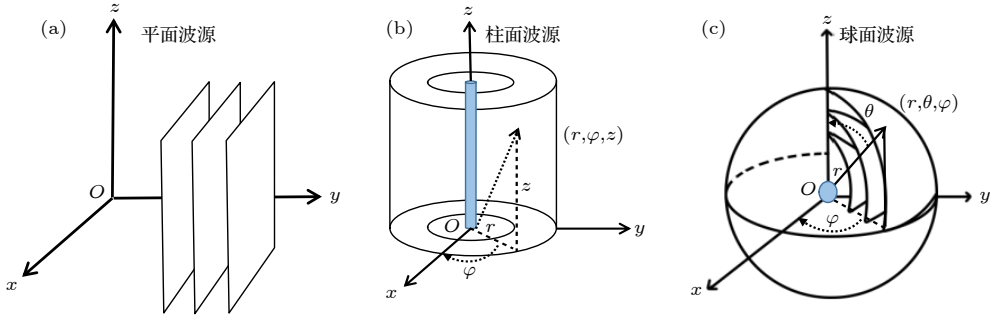


图 2 不同类型声波传播示意图 (a) 笛卡尔坐标系; (b) 柱坐标系; (c) 球坐标系

Fig. 2. Schematic diagram of different types of acoustic wave propagation: (a) Cartesian coordinate system; (b) column coordinate system; (c) spherical coordinate system.

其中,  $W$  表示声源的功率,  $S$  表示平面声源面积,  $l_0$  表示柱面声源长度,  $\omega = 2\pi f$  为声波振动的角频率,  $f$  为声波频率,  $k$  为声波整个路径上的波数,  $r_0$  为柱面和球面声源的半径,  $r$  为声波的传输距离. 将 (7) 式代入  $p = u\rho_0 c_0$ <sup>[13]</sup>, 可得到不同声源作用下  $u$  的表达式.

建立如图 2 所示的笛卡尔坐标系、柱坐标系和球坐标系, 假设平面声源位于  $XOZ$  平面, 柱面声源位于  $Z$  轴方向, 球面声源位于原点  $O$  处, 分析不同声源在第一象限局部大气湍流中扰动激发产生的声场能量分布情况.

将  $p$  和  $u$  代入 (5) 式进行数值模拟, 当声源功率  $W = 100 \text{ W}$ , 声源频率  $f = 20 \text{ Hz}$ ,  $r_0 = 0.02 \text{ m}$ ,  $\rho_0 = 1.29 \text{ kg/m}^3$ ,  $c_0 = (331.6 + 0.6T) \text{ m/s}$ , 平面声源面积  $S = 1 \text{ m}^2$ , 柱面声源长度  $l = 10 \text{ m}$ ,  $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  时, 可以得到不同声源激发产生的声波能量分布情况, 如图 3 所示. 从图 3(a) 可以看出, 在均匀各向同性介质中, 平面声波在传播过程中其波阵面为平面簇, 激发产生的声波能量随距离的增大呈现周期性交替; 从图 3(b) 和图 3(c) 可以看出, 柱面声波的波阵面是以声源为轴, 不同半径的圆柱面簇, 球面声波的波阵面是以  $O$  为圆心, 半径逐渐增大的球面簇, 两者激发产生的声波能量随着距离  $r$  的增大逐渐衰减, 又由于柱面波声源相当于无数个球面波声源叠加, 尽管类似于球面波声源的波动情况, 但是可以看出, 柱面声源的声能分布条纹更加的明显, 也就是说, 球面声波比柱面声波衰减得更快. 声波是一种疏密波, 在大气的稀疏区域, 实际的湍流能量小于大气湍流原来的静能量; 在大气的稠密区域, 实际的湍流能量大于大气湍流原来的静能量.

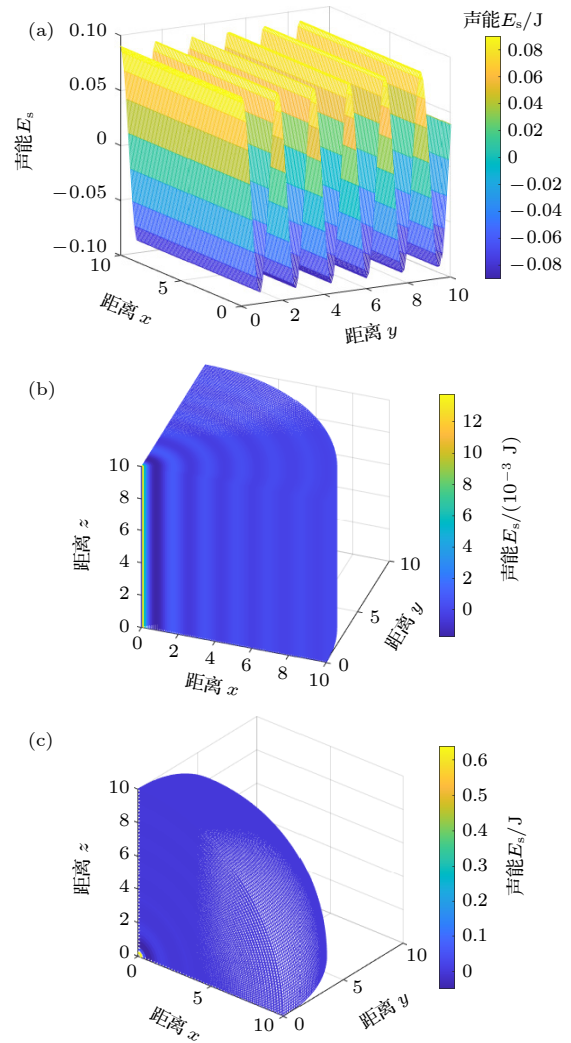


图 3 不同声源激发产生的声能分布 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 3. Distribution of sound energy generated by excitation of different sound sources: (a) Plane sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

### 2.3 声波能量对湍流内外尺度的影响

在大气湍流中, 随着风切变和热对流的增强,

会产生局部不稳定气团, 湍流外界能量首先传给大尺度涡, 将该大尺度涡的特征尺度称为湍流的外尺度, 用符号  $L_0$  表示, 数量级为几米到几百米. 由于惯性, 大尺度涡会一级一级分裂成小尺度涡, 并为小尺度涡提供运动的能量, 而小尺度涡会因黏性耗散作用逐渐消失, 最终会将动能全部转变为气体分子的热能耗散, 将该小尺度涡的特征尺度称为湍流的内尺度, 用符号  $l_0$  表示, 数量级为几毫米或几十毫米. 根据  $L_0$  和  $l_0$  可将功率谱描述分为 3 个区域:  $\kappa \ll 2\pi/L_0$  区域称为输入区,  $2\pi/L_0 \leq \kappa \leq 2\pi/l_0$  区域称为惯性子区,  $\kappa \gg 2\pi/l_0$  区域称为耗散区.

Tatarskii<sup>[14]</sup> 推导了大气湍流外尺度表达式, 用  $L$  表示  $C_n^2 L^{2/3} = (\text{grad } \bar{n})^2 L^2$  成立的尺度, 其中  $n$  为大气折射率,  $C_n^2$  为大气折射率结构常数, 表征大气湍流强度, 其满足

$$C_n^2 = a^2 \left[ \frac{K^2}{(\partial \bar{u}_i / \partial x_j)^2} \right]^{1/3} (\nabla \bar{n})^2. \quad (8)$$

这里  $a$  为无量纲常数, 实验测得其数值约为 2.8<sup>[15]</sup>,  $K$  表示湍流扩散系数,  $\bar{u}_i$  表示平均风速. 将 (8) 式代入  $C_n^2 L^{2/3} = (\text{grad } \bar{n})^2 L^2$  中得

$$L = a^{3/2} \sqrt{\frac{K}{\sqrt{(\partial \bar{u}_i / \partial x_j)^2}}}. \quad (9)$$

因为  $L_0 = La^{-3/2}$ , 其与  $L$  只差一个数值因子. 实际  $\bar{u} = \bar{u}(z)$ , 即

$$\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 = \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 = \frac{\varepsilon}{K}. \quad (10)$$

化简之后湍流外尺度  $L_0$  表达式为

$$L_0 = \sqrt[4]{K^3 / \varepsilon}, \quad (11)$$

而湍流内尺度可以表示为

$$l_0 = \sqrt[4]{27a^6 D^3 / \varepsilon}, \quad (12)$$

式中  $D$  为大气湍流的分子扩散系数,  $\varepsilon$  为湍流耗散率.

假设  $T^*$  表示单位时间内从平均动能转化为湍流动能的能量, 则湍流所持有能量  $E$  随时间的变化

可以表示为<sup>[16]</sup>

$$\frac{dE}{dt} = T^* - \varepsilon. \quad (13)$$

该式称为湍流能量的平衡方程, 若  $T^* = \varepsilon$  时, 能量  $E$  为常数, 大气运动形成稳定状态的湍流.

从上述章节可知, 大气湍流除了从流动中获得能量外, 还从声波的传播中获得声能量, 此时湍流所持有能量  $E'$  满足表达式:

$$\frac{dE'}{dt} = T^* + E_s - \varepsilon_1 = T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right) - \varepsilon_1. \quad (14)$$

在 Kolmogorov 假说的均衡稳定状态下:

$$\varepsilon_1 = T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right), \quad (15)$$

其中  $\varepsilon_1$  为存在声波扰动下大气湍流的耗散率, 将 (15) 式代入 (11) 式和 (12) 式, 此时湍流内尺度和外尺度的表达式变形为

$$L_{01} = \sqrt[4]{\frac{K^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}}, \quad (16)$$

$$l_{01} = \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}}. \quad (17)$$

## 2.4 声波能量对大气折射率功率谱的影响

通过测量实际湍流数值或实验室模拟湍流得到的统计湍流数据, 提出了 Kolmogorov 谱<sup>[17]</sup>、Tatarskii 谱<sup>[18]</sup>、Von Karman 谱<sup>[19]</sup>、Hill 谱<sup>[19]</sup> 和修正 Hill 谱等<sup>[20]</sup> 多种大气湍流折射率功率谱模型, 其中 Tatarskii 谱和 Hill 谱仅包含湍流内尺度的影响, 而 Von Karman 谱和修正的 Hill 谱将湍流内尺度和外尺度的影响均引入其中.

当只考虑湍流内尺度的影响时, 将 (17) 式代入 Tatarskii 谱和 Hill 谱中, 即可得声波扰动后, Tatarskii 谱和 Hill 谱的表达式变形为

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_{m1}^2}\right) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \exp\left\{-\kappa^2 \left[ 5.92 \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}} \right]^{-2}\right\}, \quad (18)$$

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \kappa^{-11/3} \left( \exp \left\{ -1.2\kappa^2 \left[ \frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)} \right]^{1/2} \right\} + 1.45 \exp \left\{ -0.97 \left[ \ln \kappa \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}} - 0.452 \right]^2 \right\} \right), \quad (19)$$

式中  $\kappa_{m1}$  为湍流内尺度所对应的空间波数, 表达式如下:

$$\kappa_{m1} = \frac{5.92}{l_{01}} = \frac{5.92}{\sqrt[4]{27a^6 D^3} / \left[ T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right) \right]}. \quad (20)$$

当同时考虑湍流内尺度和外尺度的影响时, 将 (16) 式和 (17) 式代入 Von Karman 谱和修正 Hill 谱中, 即可得声波扰动后的 Von Karman 谱和修正 Hill 谱. 其表达式可以变形为

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2 \left\{ \kappa^2 + 4\pi^2 \left[ \frac{K^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{11}{6}} \exp \left\{ -\kappa^2 / \left[ 5.92 / \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}} \right]^2 \right\}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa) &= 0.033C_n^2 \left[ 1 + 1.802 \left( \frac{\kappa}{\kappa_{l1}} \right) - 0.254 \left( \frac{\kappa}{\kappa_{l1}} \right)^{7/6} \right] \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_{l1}^2)}{(\kappa^2 + \kappa_{01}^2)^{11/6}} \\ &= 0.033C_n^2 \left\{ 1 + 1.802 \left[ \frac{1}{3.3} \kappa \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}} \right] - 0.254 \left[ \frac{1}{3.3} \kappa \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right) / 2t}} \right]^{7/6} \right\} \\ &\quad \times \frac{\exp \left\{ -\kappa^2 \left[ T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right) \right] / (27a^6 D^3) \right\}}{\left\{ \kappa^2 + 4\pi^2 \left[ \frac{K^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)} \right]^{-1/2} \right\}^{11/6}}, \end{aligned} \quad (22)$$

其中  $\kappa_{01}$  与  $\kappa_{l1}$  分别为湍流外尺度和内尺度所对应的空间波数, 表达式为

$$\kappa_{01} = \frac{2\pi}{L_{01}} = 2\pi / \sqrt[4]{\frac{K^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}}, \quad (23)$$

$$\kappa_{l1} = \frac{3.3}{l_{01}} = 3.3 / \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}}, \quad (24)$$

且空间波数  $\kappa$  的范围为  $1 / \sqrt[4]{\frac{K^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}} < \kappa < 1 / \sqrt[4]{\frac{27a^6 D^3}{T^* + \frac{1}{2t} \left( u^2 + \frac{p^2}{\rho_0^2 c_0^2} \right)}}$ .

### 3 数值计算及结果分析

#### 3.1 湍流内外尺度和声源功率的关系

根据 (16) 式和 (17) 式进行数值模拟, 当声源频率  $f = 100$  Hz, 湍流扩散系数  $K = 10$ , 大气湍流分子扩散系数  $D = 1.5 \times 10^{-5}$  时, 改变声源功率, 当声源功率  $W$  分别取 10, 50 和 80 W 时, 图 4 和图 5 反映了不同类型声源扰动时大气湍流内外尺度随声源功率的变化情况. 由图 4 和图 5 可以看出, 无论是哪种声源, 湍流内外尺度均围绕未加声波时的尺度呈交替分布. 在平面声波扰动下, 湍流内外尺度呈极大值和极小值规律波动的分布, 在柱面声波和球面声波扰动下, 湍流内外尺度呈规律且逐渐波动减小的分布情况, 特别地, 当传播距离增大时, 球面声波相比柱面声波对湍流内尺度和外尺度的影响衰减更快. 而且当声源功率越大时, 激发产生的声能越强, 对湍流的扰动作用也越强, 从而对湍流内尺度和外尺度的改变越大.

#### 3.2 湍流内外尺度和声源频率的关系

假设声源功率  $W = 50$  W, 改变声源频率, 当

声波频率为 50, 80 和 100 Hz 时, 图 6 和图 7 表示不同声源频率的平面声波、柱面声波以及球面声波对大气湍流内外尺度的影响. 可以看出, 首先, 在平面声波扰动下, 湍流内外尺度呈现规律的交替性波动, 在柱面声波和球面声波扰动下, 湍流内外尺度逐渐波动较小且接近于未加声源扰动时的湍流尺度, 特别当传播距离越远, 对湍流内外尺度的影响越小, 而且在不同类型声波扰动下, 湍流内外尺度均围绕未加声波时的湍流尺度呈现周期性变化; 其次, 当声源频率改变时, 会影响湍流内尺度和外尺度的分布, 声源频率越大, 相邻极值点距离越近, 内尺度和外尺度的交替变化越快, 然而对湍流内尺度和外尺度的大小并不是特别明显. 所以在后续计算过程中, 仅考虑某一定值频率声波对大气湍流统计特征参数的影响.

#### 3.3 大气湍流功率谱和声源功率的关系

依据 (18) 式、(19) 式、(21) 式和 (22) 式进行数值模拟, 当声源频率  $f = 100$  Hz, 声源功率  $W = 100$  W, 大气折射率结构常数  $C_n^2 = 10^{-17} \text{m}^{-2/3}$  时,

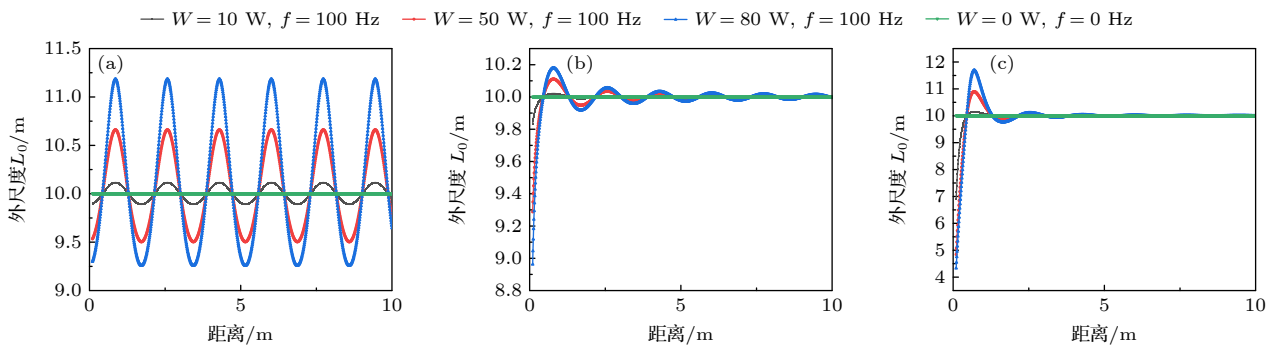


图 4 声源功率和湍流外尺度之间的关系 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 4. Relationship between sound source power and turbulence outer scale: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

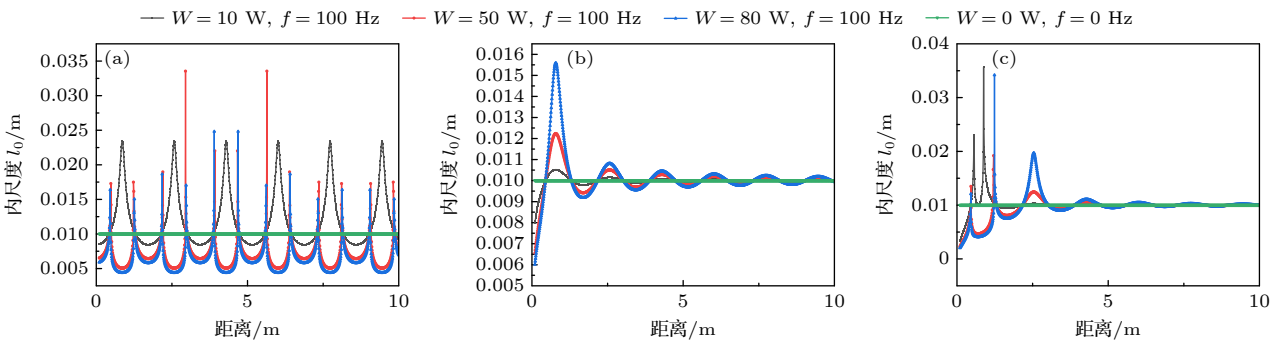


图 5 声源功率和湍流内尺度之间的关系 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 5. Relationship between sound source power and turbulence internal scale: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

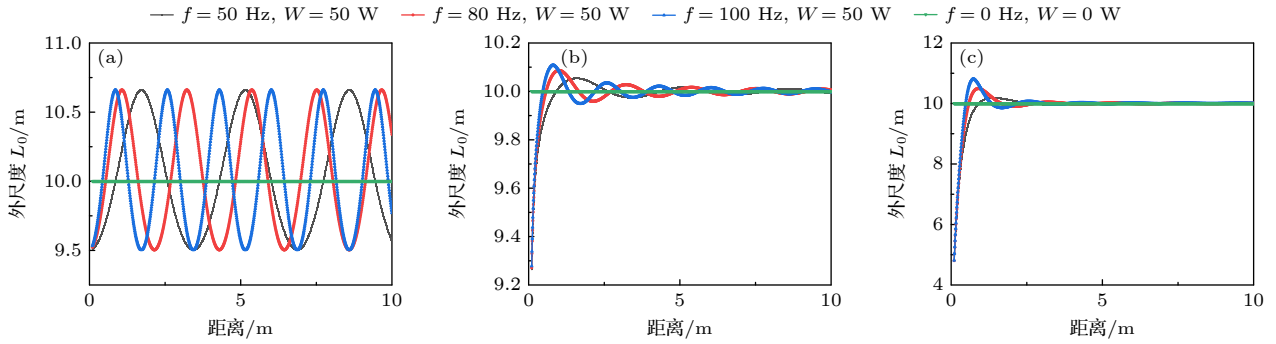


图 6 声源频率和湍流外尺度之间的关系 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 6. Relationship between sound source frequency and turbulence outer scale: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

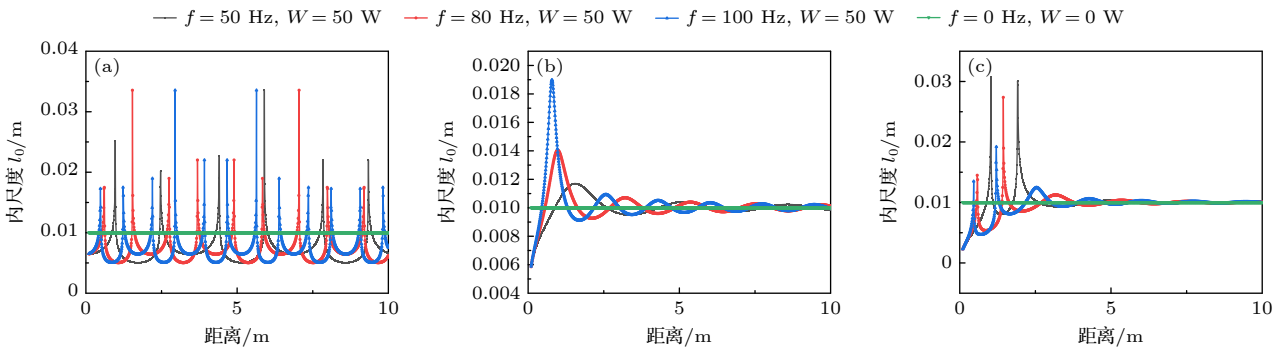


图 7 声源频率和湍流内尺度之间的关系 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 7. Relationship between sound source frequency and turbulence internal scale: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

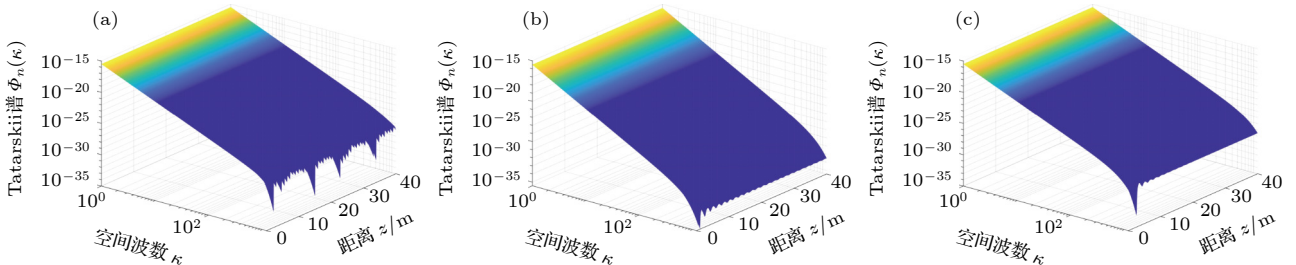


图 8 加入不同声波扰动时的 Tatarskii 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 8. Tatarskii spectrum with different acoustic disturbances: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

图 8—图 11 分别为平面声波、柱面声波以及球面声波扰动之后, 大气湍流折射率功率谱分布与空间波数  $\kappa$ 、声波传输距离  $z$  之间的三维关系图。

首先从图 8 和图 9 可以看出, 平面声波、柱面声波和球面声波的传播会使得 Tatarskii 谱和 Hill 谱模型发生改变, 主要体现在耗散区域, 使其随着声波传输距离的增大呈现波动分布, 同时随柱面声波和球面声波距离的增大, 波动逐渐减小. 然而, 在惯性区域中, 不同类型的声波传播对大气湍流折

射率功率谱的影响较小。

其次从图 10 和图 11 可知, 由于 Von Karman 谱和修正 Hill 谱包含湍流内尺度和外尺度的共同影响, 所以声波对功率谱函数的扰动区域除耗散区外, 还包含惯性区. 在惯性区中, 考虑到不同类型声波传播对湍流内、外尺度的影响不同, 所以随传输距离的增大对大气湍流折射率功率谱的影响程度也不同, 在耗散区中, 大气湍流折射率功率谱随声波传输距离的增大呈波动分布。

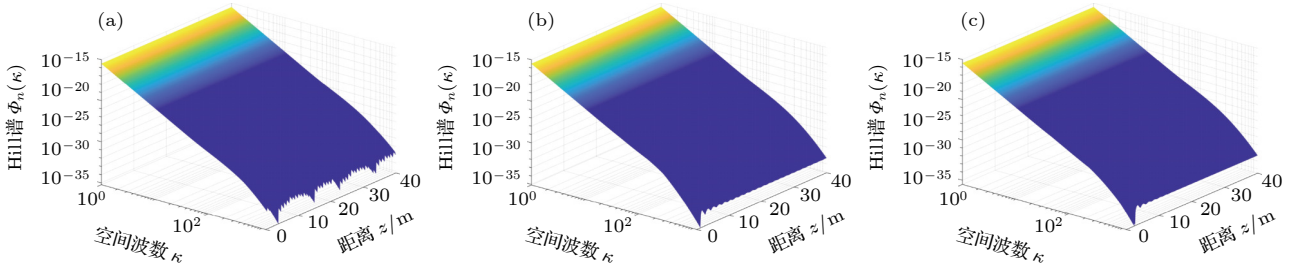


图 9 加入不同声波扰动时的 Hill 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 9. Hill spectrum with different acoustic disturbances: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

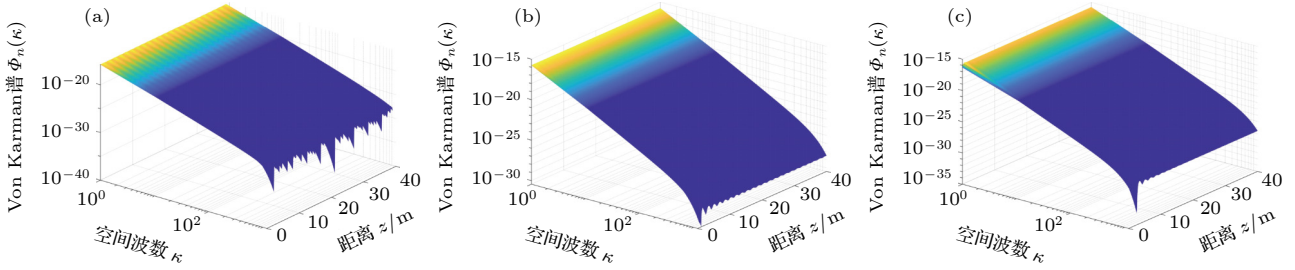


图 10 加入不同声波扰动时的 Von Karman 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 10. Von Karman spectrum with different acoustic disturbances: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

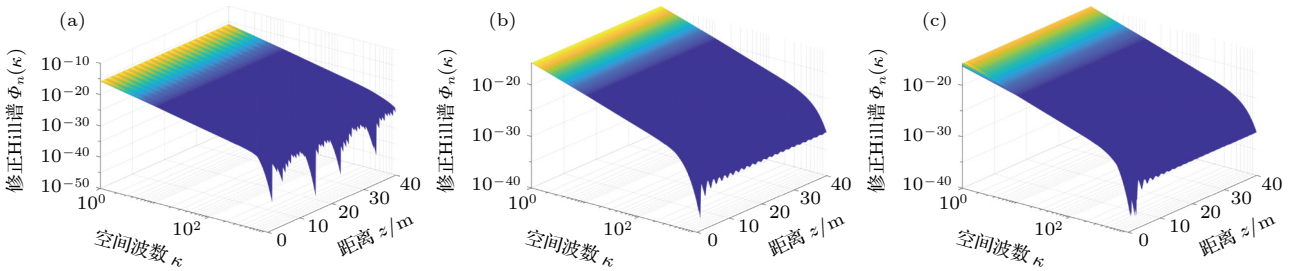


图 11 加入不同声波扰动时的修正 Hill 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 11. Modified Hill spectrum with different acoustic disturbances: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

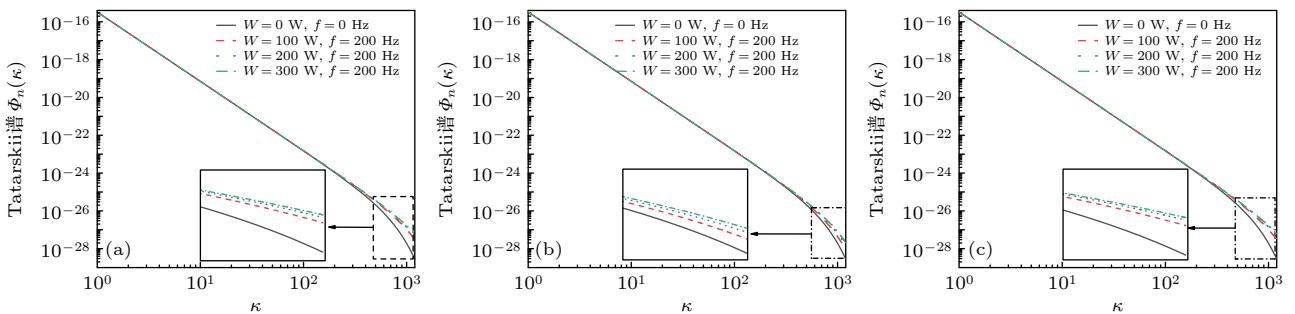


图 12 不同声源功率下的 Tatarskii 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 12. Tatarskii spectrum at different sound source power: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

为了更加直观看到声源功率对大气湍流折射率功率谱的影响情况, 绘制了无声波扰动、且在平面声波、柱面声波以及球面声波传输距离一定的情

况下, 取声源频率  $f = 0.2 \text{ kHz}$ , 改变声源功率  $W$ , 分别取 100, 200, 300 W 时, Tatarskii 谱、Hill 谱、Von Karman 谱以及修正 Hill 谱随空间波数  $\kappa$  的

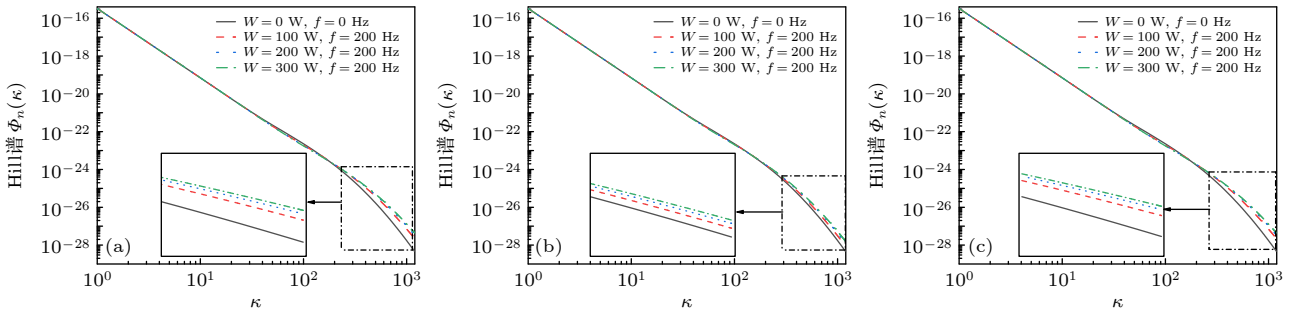


图 13 不同声源功率下的 Hill 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 13. Hill spectrum at different sound source power: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

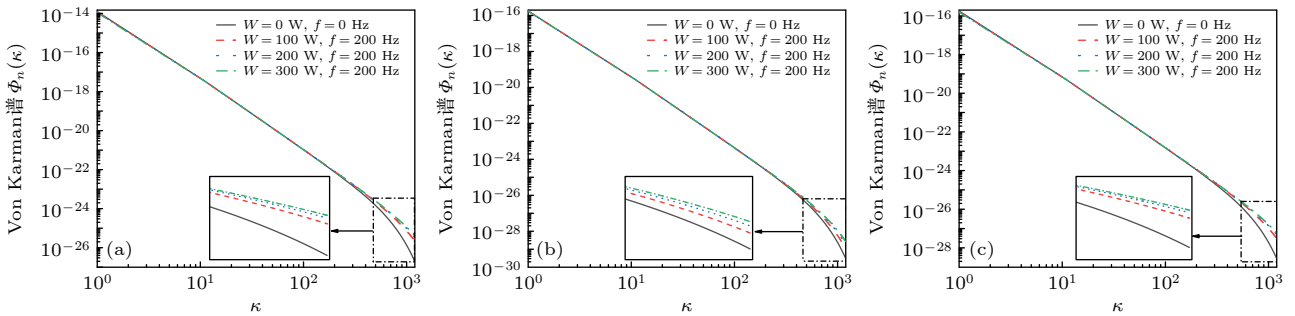


图 14 不同声源功率下的 Von Karman 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 14. Von Karman spectrum at different sound source power: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

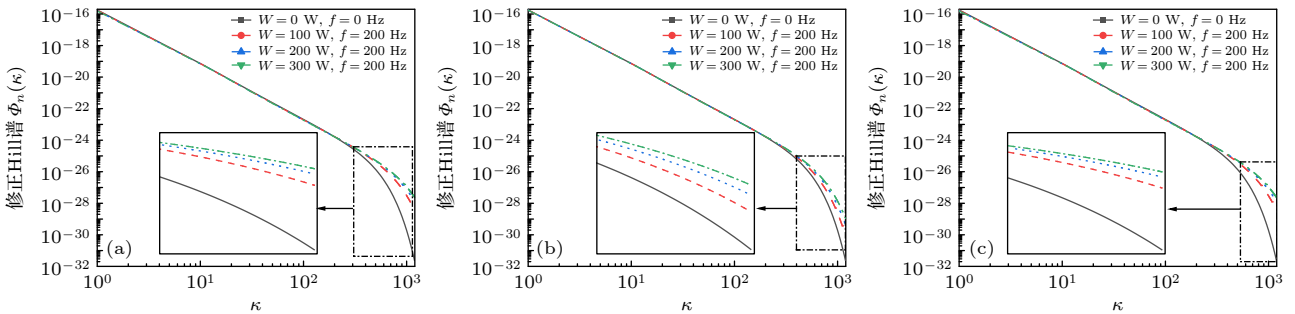


图 15 不同声源功率下的修正 Hill 谱 (a) 平面声源; (b) 柱面声源; (c) 球面声源

Fig. 15. Modified Hill spectrum at different sound source power: (a) Planar sound source; (b) cylindrical sound source; (c) spherical sound source.

二维变化情况, 如图 12—图 15 所示. 可以看出, 当声源其他参数一定时, 声源的功率越大, 对湍流的扰动作用越强, 同时对大气折射率功率谱的影响也越大.

## 4 结 论

本文主要研究了声波能量的传播, 及其对大气湍流内外尺度以及折射率功率谱模型的影响. 首先, 建立了声波能量在大气湍流中传输的模型, 数

值模拟了平面声波、柱面声波及球面声波激发产生的声场能量分布情况, 平面声波扰动之后其声波能量分布呈现均匀的交替变化, 柱面声波和球面声波扰动后分别呈同心不同半径的圆柱形和圆环形分布. 其次, 推导了在不同类型声波传播过程中, 湍流内外尺度随传播距离变化的关系式, 数值结果表明, 随着声波传输距离的增大, 湍流内外尺度围绕没有声波扰动时的尺度呈现波动状态, 且声源功率越大, 对湍流尺度的影响越大, 然而在其他声源参数相同的条件下, 声源频率越大, 对湍流内外尺度

的影响并不是特别明显. 最后, 数值模拟不同类型声波的传播对大气折射率功率谱的分布情况, 结果表明: 在惯性区, 由于 Von Karman 谱和修正 Hill 谱包含湍流内外尺度共同影响, 所以在不同声源对湍流内外尺度的影响不同, 折射率功率谱也会出现不同的变化, 在耗散区 Tatarskii 谱、Von Karman 谱、Hill 谱和修正 Hill 谱都随传输距离的增大呈波动分布情况, 同时在声波传输距离一定的情况下, 声源功率越大, 激发产生的声能越强, 对折射率功率谱的影响越大. 本文的研究结果为构建声源结构与大气湍流结构时刻演化物理特性之间的变化规律, 寻求探索声控局域大气湍流时空演化后光物理特征及传输特性提供基础理论.

## 参考文献

- [1] Tønning A 1957 *Appl. Sci. Res., Sect. B* **6** 401
- [2] Cooper D C, Blogh J 1969 *Radio Electron. Engineer* **38** 315
- [3] Marshall J M, Peterson A M, Barnes A A 1972 *Appl. Opt.* **11** 108
- [4] Lataitis R J 1992 *Ph. D. Dissertation* (Boulder: University of Colorado)
- [5] Weiss M, Knochel R 2002 *International Microwave Symposium Digest* Seattle, WA, USA, June 2–7, 2002 p1043
- [6] Weiss M, Knochel R 2001 *IEEE T. Instrum. Meas.* **50** 1043
- [7] Gao Q 2018 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xi'an University of Electronic Technology) (in Chinese) [高琦 2018 硕士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [8] Gong S H, Liu Y, Hou M Y, Guo L X 2018 *Computational and Experimental Studies of Acoustic Waves* (New York: IntechOpen) p124
- [9] Bao Y T, Yang Y S, Gong S H 2020 *Chin. J. Radio Sci.* **35** 868 (in Chinese) [暴雅婷, 杨永赛, 弓树宏 2020 电波科学学报 **35** 868]
- [10] Wang M J, Wang W R, Li Y J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 164302 (in Chinese) [王明军, 王婉柔, 李勇俊 2022 物理学报 **71** 164302]
- [11] Cheng J C 2012 *Principles of Acoustic* (Beijing: Science Press) p32 (in Chinese) [程建春 2012 声学原理 (北京: 科学出版社) 第32页]
- [12] Gong S H, Yan D, Wang X 2015 *Radio Sin.* **50** 983
- [13] Ma D Y 2004 *Fundamentals of Modern Acoustics* (Beijing: Science Press) p15 (in Chinese) [马大猷 2004 现代声学理论基础 (北京: 科学出版社) 第15页]
- [14] Tatarskii B N 1978 *Wave Propagation Theory in Turbulent Atmosphere* (Beijing: Science Press) p44 (in Chinese) [塔塔尔斯基 B N 1978 湍流大气中波的传播理论 (北京: 科学出版社) 第44页]
- [15] Ishimaru A (translated by Huang R H, Zhou S J) 1986 *Wave Propagation and Scattering in Random Media* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [石丸 著 (黄润桓, 周诗健 译) 1986 随机介质中波的传播和散射 (北京: 科学出版社)]
- [16] Wu J, Yang C P, Liu J B 2005 *Theory of Light Transmission in Atmosphere* (Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications Press) p129 (in Chinese) [吴健, 杨春平, 刘建斌 2005 大气中的光传输理论 (北京: 北京邮电大学出版社) 第129页]
- [17] Liu Y Y, Lv Q B, Zhang W X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124201 (in Chinese) [刘扬阳, 吕群波, 张文喜 2012 物理学报 **61** 124201]
- [18] Li C Q, Zhang H Y, Wang T F, Liu L S, Guo J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 224203 (in Chinese) [李成强, 张合勇, 王挺峰, 刘立生, 郭劲 2013 物理学报 **62** 224203]
- [19] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation Through Random Media* (Bellingham: SPIE Press) p69
- [20] Pan P P, Zhang B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014215 (in Chinese) [潘平平, 张彬 2011 物理学报 **60** 014215]

# Analysis of influence of acoustic wave disturbance on internal and external scale and refractive index power spectrum function of atmospheric turbulence\*

Wang Ming-Jun<sup>1)2)3)†</sup> Xi Jian-Xia<sup>1)</sup> Wang Wan-Rou<sup>1)</sup>

Li Yong-Jun<sup>1)</sup> Zhang Jia-Lin<sup>1)</sup>

1) (*School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China*)

2) (*Xi'an Key Laboratory of Wireless Optical Communication and Network Research, Xi'an 710048, China*)

3) (*School of Physics and Telecommunications Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China*)

( Received 1 January 2023; revised manuscript received 10 April 2023 )

## Abstract

Sound wave is a kind of mechanical wave, and as the carrier of energy, its transmission in the atmospheric turbulence environment will “disturb” the change of turbulence dissipation rate, thus affecting the evolution of turbulence physical structure. Using the acoustic energy and turbulent energy balance equations and combining the inner and outer scales of turbulence and the atmospheric refractive index power spectral function, this work studies the variation characteristics of the inner and outer scales and refractive index power spectral functions of atmospheric turbulence under different acoustic disturbances. The results show that the propagation of different acoustic waves can cause the internal and external scales of turbulence to change. The greater the sound source power, the stronger the influence on the scale of turbulence is. However, the greater the sound source frequency, the less significant the influence on the scale of turbulence is. The propagation of different sound waves can change the atmospheric refractive index power spectrum function. In the inertial region, considering the effects of sound waves on the inner and outer scales of turbulence, the influences of different sound sources on the atmospheric refractive index power spectrum are different. In a dissipative region, the atmospheric refractive index power spectrum fluctuates with the transmission distance of sound wave. This work explores the acoustic-wave caused variation of the characteristic parameters of the refractive index power spectrum function of atmospheric turbulence, providing a theoretical basis for studying the laser propagation characteristics and acoustooptic coupling in atmospheric turbulence caused by acoustic waves.

**Keywords:** sonic energy, atmospheric turbulence, turbulent vortex scale, power spectrum model

**PACS:** 43.35.Sx, 42.68.Ay

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230003

\* Project supported by the Training Program of the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92052106), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61771385), the Science Foundation for Distinguished Young Scholars of Shaanxi Province, China (Grant No. 2020JC-42), and the Science and Technology on Solid-State Laser Laboratory, China (Grant No. 6142404190301).

† Corresponding author. E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn



## 声波扰动对大气湍流内外尺度与折射率功率谱函数的影响分析

王明军 席建霞 王婉柔 李勇俊 张佳琳

### Analysis of influence of acoustic wave disturbance on internal and external scale and refractive index power spectrum function of atmospheric turbulence

Wang Ming-Jun Xi Jian-Xia Wang Wan-Rou Li Yong-Jun Zhang Jia-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 124303 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230003

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230003>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 大气湍流信道中聚焦涡旋光束轨道角动量串扰特性

Effect of atmospheric turbulence on orbital angular momentum crosstalk of focused vortex beams

物理学报. 2020, 69(14): 144203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200243>

#### 大气湍流对接收光场时间相干特性的影响

Influence of atmospheric turbulence on temporal coherence characteristics of received optical field

物理学报. 2022, 71(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221202>

#### 基于深度卷积神经网络的大气湍流相位提取

Extracting atmospheric turbulence phase using deep convolutional neural network

物理学报. 2020, 69(1): 014209 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190982>

#### 基于重复编码的海上可见光通信大气信道建模

Atmospheric channel model of maritime visible light communication based on repeated coding

物理学报. 2018, 67(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181112>

#### 部分相干光束经过湍流大气传输研究进展

Research progress of partially coherent beams propagation in turbulent atmosphere

物理学报. 2018, 67(18): 184203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180877>

#### 上行链路大气波前畸变对剪切光束成像技术的影响

Effect of uplink atmospheric wavefront distortion on image quality of sheared-beam imaging

物理学报. 2018, 67(20): 204201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181144>