# 湍流大气中波的传播理论

〔苏〕B. H. 塔塔尔斯基 著
温景嵩　宋正方
曾宗泳　顾慰渝　译



科学出版社

1978

## 内 容 简 介

本书阐述了在湍流大气中传播的电磁波和声波的散射理论和短波参数起伏理论.

本书可供湍流与大气物理、激光与光学、无线电物理与声学等方面的研究人员、工程技术人员和高等院校有关专业师生参考.

V. I. Tatarski

WAVE PROPAGATION
IN A TURBULENT MEDIUM

McGraw-Hill Book Company, Inc. 1961

# 湍流大气中波的传播理论

〔苏〕B. И. 塔塔尔斯基 著

温景嵩 宋正方 曾宗泳 顾慰渝 译

*

科学出版社 出版
北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1978年 5月第 一 版 开本：787×1092 1/32
1978年 5月第一次印刷 印张：7 5/8
印数：0001—8,600 字数：169,000

统一书号：13031・743
本社书号：1069・13—2

定价： 0.95 元

# 译 者 的 话

波在湍流介质中传播的理论，是与无线电、雷达、声、光等工程部门有密切联系的一个课题．六十年代激光技术出现以后，激光通讯、激光雷达、激光武器等工程相继提出．在这些工程中常会遇到激光在湍流大气中传播时湍流对它产生的种种效应，例如大气闪烁、相位面的扰动、到达角的起伏、光束的漂移、光束湍流扩展、特别是聚集光束的湍流扩展等等．不同的效应对不同的激光工程影响又不相同，其中有些影响甚大，在一定条件下，有些甚至严重地影响到某些工程实现的可能性．另一方面，由于大气对激光的影响显著，利用这种规律性，又可使激光(或其它光源)成为大气探测的一个可能的工具．因此，随着各类激光工程的进展，这个课题受到越来越广泛的注意，十几年来人们已经在这方面做了大量的研究工作．

本书把大气湍流的现代统计理论首先系统地引入在湍流介质中波的传播这一课题，得到了一些比较符合实际的结果，受到人们的注意．十几年来，该书的一些基本方法与基本结果一直在这方面的研究中得到应用，尤其是在激光出现后，在激光的湍流效应理论研究中更广泛地被引用．至今，这本书仍然是这方面工作中的一个重要文献，在该课题的研究中有一定的影响．

本书物理概念比较清楚，叙述简明扼要，省略了枯燥烦琐的数学推导．

但是，本书还有一定的局限性，作者使用的平缓扰动法虽较一般的微扰法优越，应用范围大一点，但其本质仍属于扰动

理论,所得结果仍只能应用在弱起伏区,而不能应用在强起伏区. 对于强起伏区的种种现象,例如"闪烁饱和"等,并不能象作者在当时所宣称的那样,可在弱起伏理论基础上,由所谓"多色光效应"来完全解决. 恰恰相反,它必须按强起伏区的理论来重新解释.当然,这问题比较困难,至今广大工作者(也包括原作者)还正在研究解决,近年来的一些综合述评已经总结了这一问题[1,2,3].

对本书存在的一些错误,例如声波的湍流散射公式、大气闪烁的孔径平滑因子等,译者已在脚注中加以更正.

本工作是在中国科学院安徽光学精密机械研究所和二室各级党组织的领导与关怀下完成的. 译文主要根据1961年由R. A. Silverman翻译的英译本译出,其中作者序言、第三、四、六各章由朱正方同志译出;第一、五两章由顾慰渝同志译出;第二、九两章由曾宗泳同志译出;第七、八、十、十一、十二、十三各章由温景嵩同志译出. 关于对本书大气闪烁孔径平滑因子的更正(200—203页),由温景嵩同志写出. 全书校阅工作由温景嵩、宋正方两同志完成.

在校阅时参考了俄文原著,尽可能地改正了在两个版本中出现的若干技术性错误. 由于译者水平所限,译文中很可能还有错误与不妥之处,敬希广大读者予以批评指正.

---

1) Lawrence, R. S. and Strohbehn, J. W., A survey of clear-air propagation effects relevant to optical communications, *Proc. IEEE*, **58** (1970), 10, 1523—1545.

2) Кляцкин, В. И. Татарский, В. И., Статистическая теория распространения света в турбулентной среде, *Изв. выс. учеб. зав. —Радиофизика*, **XV** (1972), 10, 1433—1455.

3) Prokhorov, A. M. Bunkin, F. V. Gochelashvily, K. S. and Shishov, V. I., Laser irradiance propagation in turbulent media, *Proc. IEEE*, **63** (1975), 5, 790—811.

# 作 者 序 言

在现代无线电物理学、大气光学和声学中常常要研究电磁波和声波在大气中的传播问题，越来越经常地必须考虑引起空气折射率起伏的大气湍流状态．在某些场合下湍流作为大气"噪声"出现，使得通过大气传播的波的参数产生起伏；而在另一些场合中，大气湍流的作用就象一个产生散射的不均匀性源．后一个现象已引起许多研究者的注意，因为它与电离层和对流层中的散射的甚高频（VHF）和超高频（UHF）无线电波进行长距离传播有关．因此，"波与湍流"问题现在是无线电物理学、大气光学和声学的重要问题之一．

近十年来已发表了大量有关这些问题的论文．Д. M. Высоковский 在他的专著——"超高频无线电波长距离对流层传播的若干问题"（苏联科学院出版社，莫斯科，1958）——中评论了这些论文；这本专著主要探讨外国作者的论文．最近又出版了 Л. А. Чернов 的书——"随机不均匀介质中波的传播"（苏联科学院出版社，莫斯科，1958）．但是本书与上述著作不同，作者试图更完整、更连贯的利用湍流理论的成果．

近几年湍流（特别是大气湍流）的研究有了显著进展．这方面苏联学者的工作［见 8，9，11—15，17，21，22，30］起了很大的作用．然而湍流理论的成果往往没有被用来解决湍流大气中波的传播问题．相当大一部分论述无线电波散射、望远镜中星象的闪烁与抖动等等的无线电物理学和天文学著作中，利用一些过于粗糙的、不符合实际情况的模式来描述大气不均匀性．自然，这些著作所得的结果只能是很粗略的，并且

纯粹是定性地描写大气中波传播的特征.

本书试图一般地阐述在湍流大气中传播的电磁波和声波的散射理论和短波参数起伏的理论. 我们以 Колмогоров 的局地各向同性湍流理论作为我们的出发点，这个理论很好地描述了湍流大气. 第一篇简要地叙述随机场理论和湍流理论的某些知识，这些知识对理解后面的内容是很需要的. 其中我们特别注意用普遍性谱展开式来表示随机场. 谱表示法对求取湍流介质中波传播理论的许多问题的形式解和从物理上解释这些问题都是非常方便的.

第二篇讲电磁波(第四章)和声波(第五章)因湍流大气不均匀性引起的散射. Booker 和 Gordon, Villars 和 Weisskopf, 以及 Silverman 的无线电波散射理论是从一般观点研究的，即作为从普遍公式出发求得的不同特例. 第三篇考虑短波在湍流大气中传播时振幅和相位的起伏，首先是平面波的起伏(第六章、第七章)，其次是平面波在湍流"强度"平缓变化的介质中振幅与相位的起伏(第八章)，最后是球面波的起伏(第九章). 第四篇提出若干大气湍流实验研究的结果(第十章)以及在近地面大气层中声与光传播的实验结果. 第十三章给出望远镜中星象闪烁和抖动的观测结果以及这些结果的解释. 在提出实验资料的同时给以相应的理论计算.

有一些与上面所探讨的有许多共同性的问题本书没有考虑. 在这些问题中首先是湍流电离层中的无线电波散射问题，虽然它的机理与对流层中无线电波散射的机理有很多共同性. 我们不认为把研究这现象所必须考虑的特点详尽地逐一说明是可能的. 本书也不讨论 Lighthill 的工作中所探讨的有意义的湍流气流中声波辐射问题.

对 А. М. Обухов 和 А. М. Яглом 在撰写本书时所给予的帮助致以深切的感谢.

# 目　　录

## 第三篇 在湍流大气中传播时电磁波和声波的参数起伏

## 第四篇 关于光波与声波在大气中传播时其参数起伏的实验结果

# 第一篇 随机场理论和湍流理论的某些知识

## 引 言

电磁波在大气中的折射率是空气温度和湿度的函数. 与此相似，大气中的声速是温度、风速和湿度的函数. 因此在研究电磁波和声波在大气中折射率的微细脉动时，我们必须首先阐明气象场诸如温度场、湿度场和风速场结构的基本规律.

对我们来讲，大气的最重要的特征是大气通常处在湍流运动状态. 空间每一点的风速值都经历了不规则的起伏. 类似的,同一时刻空间各个点的风速值也以随机方式彼此不同. 这一切也适用于所有其它气象要素，特别是温度和湿度. 作为例子，在图 1 给出了一个用小惯性测量仪器在一个点上记

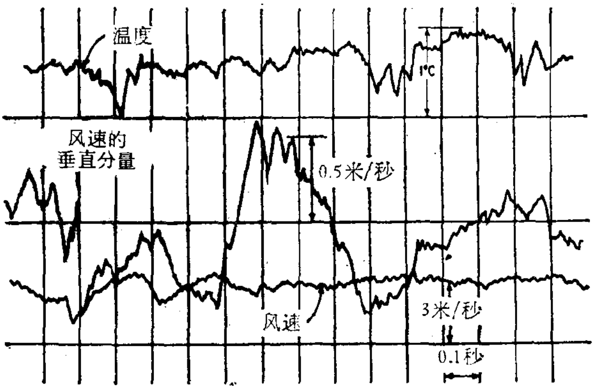


图 1 温度和风速的同时记录

录出的风速和温度瞬时值的样品．我们看到，这两个量都经历了不规则的波动．这些波动在振幅和频率上都不相同并以随机的方式彼此叠加．很自然，统计的方法将被用来阐明表征这些起伏量结构的规律．

# 第一章　连续随机场的统计描述法[1)]

## 1.1　平稳随机函数

图 1 所示的曲线是作为随机函数的现实的例子．任何这样的函数 $f(t)$ 在确定的时间上的值是一个随机变数，也就是可以取很多不同数值的集合，这些数值在 $f(t)<f_1$ 时，存在确定的概率 $F(t,f_1)$．但是为了完全确定随机函数 $f(t)$，仅仅知道概率 $F(t,f_1)$是不够的；我们还必须知道所有可能的多维概率分布，也就是对于所有可能的$N$和 $t_1, t_2, \cdots, t_N, f_1, f_2, \cdots, f_N$，不等式 $f(t_1)<f_1, f(t_2)<f_2, \cdots, f(t_N)<f_N$ 同时成立时的所有概率：

$$
\begin{aligned}
&F(t_1, t_2, \cdots, t_N; f_1, f_2 \cdots, f_N) \\
&\qquad = P[f(t_1)<f_1, f(t_2)<f_2, \cdots, f(t_N)<f_N]. \qquad (1.1)
\end{aligned}
$$

然而，应用中要确定所有的函数(1.1)通常是困难的．因此在实际上，我们一般应用比较“不充分的”(但是较简单的)随机函数的特征来代替分布函数(1.1)．在实际中广泛应用的随机函数 $f(t)$的这些统计特征之中，最重要并且最简单的是平均值$\overline{f(t)}$[2)]．其次的较为简单然而是非常重要的函数特征是它的相关函数 $B_f(t_1, t_2)$[3)]

$$B_f(t_1,t_2)=\overline{[f(t_1)-\overline{f(t_1)}][f^*(t_2)-\overline{f^*(t_2)}]}. \qquad (1.2)$$

---

1）这一章所讨论的问题的详细解释可以在 Яглом[1,4,5] 和 Обухов[2,3] 的报告中找到．

2）在这里和以后的任何地方，上面画一道表示在函数 $f(t)$ 现实的整个集合上取平均；而在应用中，这个平均经常被时间平均或空间平均所取代．

3）星号表示取复共轭．（英译者注）

显然,对于实函数 $f$ 关系式 $B_f(t_1,t_2)=B_f(t_2,t_1)$ 成立. 当量 $f(t_1)-\overline{f(t_1)}$ 和 $f(t_2)-\overline{f(t_2)}$ 统计独立时,也就是当量 $f(t)$ 在时间 $t_1$ 和 $t_2$ 的起伏互不相关时,相关函数为零. 在这种情况下,式(1.2)右边乘积的平均值分解为量,

$$\overline{f(t_1)-\overline{f(t_1)}},\quad \overline{f^*(t_2)-\overline{f^*(t_2)}}$$

的积,而这两个量每一个都等于零. 因此相关函数表征了量 $f(t)$ 在不同时刻的起伏的相互关系. 与相关函数类似,我们也可以构造随机场 $f(t)$ 比较复杂的特征,例如,量

$$B_N=\overline{[f(t_1)-\overline{f(t_1)}][f(t_2)-\overline{f(t_2)}]\cdots[f(t_N)-\overline{f(t_N)}]}.$$

然而,我们将仅仅采用平均值 $\overline{f(t)}$ 和相关函数 $B_f(t_1,t_2)$.

函数平均值可以是常数或者是随时间改变(例如,当风逐渐加强时,在每一点 $\boldsymbol{r}$ 风速平均值 $\overline{u(\boldsymbol{r},t)}$ 增加). 类似地,相关函数或者可以只依赖于时间 $t_1$ 和 $t_2$ 之间的"距离"(在这种情况下,不同时刻量 $f$ 起伏之间的关系在时间过程中不改变.),或者也依赖这些点在时间轴上的位置. 如果随机函数 $f(t)$ 的平均值 $\overline{f(t)}$ 不依赖于时间,并且它的相关函数 $B_f(t_1,t_2)$ 仅仅依赖于差 $t_1-t_2$,亦即如果

$$\overline{f(t)}=\text{常数},\ B_f(t_1,t_2)=B_f(t_1-t_2)=B_f(t_2-t_1), \tag{1.3}$$

随机函数 $f(t)$ 称为平稳的[1]. 很容易证明, $B_f(\tau)$ 满足关系式 $|B_f(\tau)|\leqslant B_f(0)$. 以后我们将总是假定平稳随机函数的平均值是零[2].

---

1) 除了这种平稳定义外(广义的平稳),还有另外一种定义(狭义的平稳),即如果分布函数(1.1)不随点集 $t_1, t_2, \cdots, t_N$ 以同样的量 $\tau$ 作所有的平移而改变, $f(t)$ 称作为平稳的. 然而,实际上在广义上平稳的函数也几乎总是在狭义上平稳的. 所以我们不必要去区分这两种定义. 以后我们将仅仅要求广义上的平稳定义;因此,在本书中我们可以省去"在广义上"这个解释性的词句.

2) 如果 $\overline{f(t)}\neq 0$,我们可以构造新的随机函数 $F(t)=f(t)-\overline{f}$,而 $\overline{F(t)}=0$.

对于平稳随机函数 $f(t)$ 存在函数展开式，它相似于非随机函数的 Fourier 积分展开式. 即平稳随机函数可以用具有随机复振幅的随机 Fourier-Stieltjes 积分来表示[1]:

$$f(t)=\int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t}d\varphi(\omega). \tag{1.4}$$

利用展开式(1.4)我们可以得到平稳随机函数的相关函数 $B_f(t_1-t_2)$ 在 Fourier 积分形式下的展开式. 事实上，在(1.2)的右边代入函数展开式(1.4)，我们得到

$$B_f(t_1-t_2)=\overline{f(t_1)f^*(t_2)}$$
$$=\iint_{-\infty}^{\infty}\exp\left[i(\omega_1t_1-\omega_2t_2)\right]\overline{d\varphi(\omega_1)d\varphi^*(\omega_2)}.$$

因为在平稳的情况下，相关函数应当仅仅依赖于差 $t_1-t_2$，所以量 $\overline{d\varphi(\omega_1)d\varphi^*(\omega_2)}$ 必须有下列形式1):

$$\overline{d\varphi(\omega_1)d\varphi^*(\omega_2)}=\delta(\omega_1-\omega_2)W(\omega_1)d\omega_1d\omega_2, \tag{1.5}$$

显然，其中 $W(\omega)\geqslant 0$. 由此可得2)

$$B_f(t_1-t_2)=\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left[i\omega(t_1-t_2)\right]W(\omega)d\omega, \tag{1.6}$$

也即函数 $B_f(\tau)$ 与 $W(\omega)$ 互为 Fourier 变换. 这样，相关函数 $B_f(\tau)$ 的 Fourier 变换必须是非负的. 如果它即使在一个点是负的，这也意味着函数 $B_f(\tau)$ 不能是任何平稳随机函数 $f(t)$ 的相关函数. Хинчин[6] 证明相反的断言也是正确的：如果函数 $B_f(\tau)$ 的 Fourier 变换是非负的，就存在一个平稳随机函数 $f(t)$，$B_f(\tau)$ 为它的相关函数. 这个事实以后我们要利用，它使构造相关函数的例子很容易. 在所指出的条件满足时，称非随机函数 $W(\omega)$ 为平稳随机函数 $f(t)$ 的谱密度.

1) $\delta(\cdot)$表示 Dirac delta 函数.（英译者注）

2) 因为 $B_f(\tau)=B_f(-\tau)$，所以，$W(\omega)=W(-\omega)$，展开式(1.6)也可以写成如下形式:

$$B_f(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\cos(\omega\tau)W(\omega)d\omega=2\int_0^{\infty}\cos(\omega\tau)W(\omega)d\omega.$$

我们现在来说明谱密度的物理意义. 例如,设 $f(t)$ 表示流过单位电阻的电流. 这样 $[f(t)]^2$ 是消耗在这电阻上的瞬时功率,并且这个功率的平均值是 $\overline{[f(t)]^2} = B_f(0)$. 应用等式(1.6), 我们得到:

$$\overline{[f(t)]^2} = \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) d\omega.$$

在这种情况下, $W(\omega)$ 表示功率谱密度,所以在无线电物理学的文献中, 这个函数经常被称为噪音功率谱. 当 $f(t)$ 是流体速度向量的大小时, $W(\omega)$ 表示单位质量流体的能量谱密度,所以在湍流理论的文献中这个函数经常被称为能量分布谱密度.

现在我们给出一些相关函数及其谱密度的例子.

1) 相关函数

$$B(\tau) = a^2 \exp\left(-|\tau/\tau_0|\right), \tag{1.7}$$

在应用中经常用到. 很容易找到其相应的谱密度是

$$\begin{aligned} W(\omega) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} a^2 \exp\left(-|\tau/\tau_0|\right) d\tau \\ &= \frac{a^2\tau_0}{\pi\left(1+\omega^2\tau_0^2\right)}. \end{aligned} \tag{1.8}$$

由于 $W(\omega) > 0$,所以函数 $a^2 \exp(-|\tau/\tau_0|)$ 可以确实是平稳随机过程的相关函数.

2) 相关函数

$$B(\tau) = a^2 \exp\left[-(\tau/\tau_0)^2\right] \tag{1.9}$$

对应于谱密度

$$W(\omega) = \frac{a^2\tau_0}{2\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\omega^2}{4}\tau_0^2\right). \tag{1.10}$$

3) 谱密度

$$W(\omega) = \frac{a^2\Gamma\left(\nu+\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{\pi}\,\Gamma(\nu)} \frac{\tau_0}{\left(1+\omega^2\tau_0^2\right)^{\nu+\frac{1}{2}}} > 0,\ \nu > -\frac{1}{2}, \tag{1.11}$$

对应的相关函数是

$$B(\tau)=\frac{a^2}{2^{\nu-1}\Gamma(\nu)}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{\nu} K_\nu\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right),\quad \tau>0,$$

$$(B(0)=a^2), \tag{1.12}$$

$K_\nu(x)$是虚自变量的第二类 Bessel 函数,这个相关函数在某些

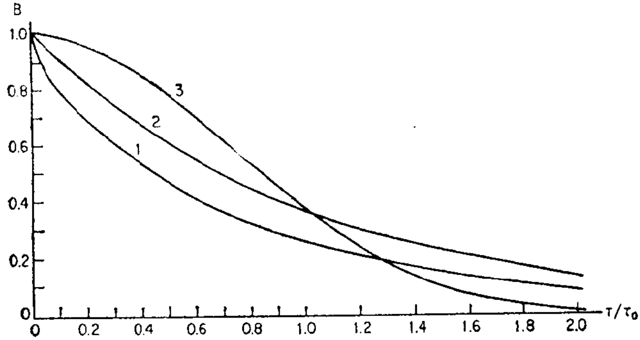


图 2 相关函数

1. $\frac{2^{2/3}}{\Gamma(1/3)}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{1/3} K_{1/3}(\tau/\tau_0)$; 2. $e^{-\tau/\tau_0}$; 3. $e^{-(\tau/\tau_0)^2}$.

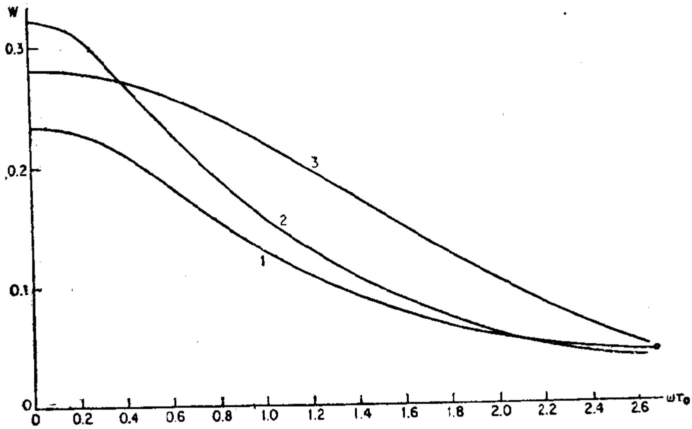


图 3 图 2 上相关函数的谱密度