

# 上海湍流强度分布的一个模型\*

温景嵩 顾慰渝 魏公毅

(中国科学院安徽光机所)

(中国科学院北京计算中心)

## 提 要

湍流强度分布是个有意义的问题, 尤其在一些工程应用上, 它是一个急需知道的参数。本文用平均场推算方法, 结合星光抖动观测资料估算方法, 初步提出一个上海大气折射率湍流强度分布的模型。

## 一、引 言

整层大气的湍流结构, 是大气运动研究中一个有意义的问题, 也是一些工程应用中的一个重要问题。其中, 大气折射率的湍流强度分布, 是许多激光工程需要了解的一个基本参数。因此, 近年来这方面的工作颇为活跃。例如, 国外已开展了许多直接探测的工作<sup>[1-5]</sup>; 也有用光波参数起伏探测结果估算的<sup>[6]</sup>; 此外还有使用平均场方法的<sup>[7-9]</sup>。国内近年来也开展了各种遥感探测湍流强度方法的实验与理论研究<sup>[10,11]</sup>。鉴于建立我国整层大气湍流强度分布模型的迫切需要, 本文先采用平均场方法结合光波参数起伏估算, 试图初步建立一个上海地方湍流强度分布模型, 以应当前的需要, 也为进一步探讨提供一个实例。

## 二、方法与结果

从平均场推算湍流强度的一个基础, 是柯尔莫果洛夫的 2/3 定律。观测经验表明, 这个定律在一定条件下还是可用的。例如, 中性条件或非中性时的大量平均结果<sup>[12]</sup>。具体推算时则从能量平衡原理出发, 即平均场输送能量和粘性耗散取得平衡, 对于温度场这时则有

$$K_H(\nabla\bar{T})^2 = D(\nabla T')^2 = \bar{N} \quad (1)$$

$K_H$  表示湍流系数,  $D$  是分子热传导系数,  $\bar{T}$  和  $T'$  分别是温度平均量与起伏量,  $\bar{N}$  则表示温度起伏量的匀滑率。同样, 在平衡条件下流场也有类似的关系, 即

$$K_M\left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}\right)^2 = \varepsilon \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2)$$

$K_M$  表示湍流系数,  $\bar{u}_i$  表示风速各分量平均值,  $\varepsilon$  表示湍能耗损率。当温度起伏场服从 2/3 定律各项基本假定时, 温度起伏强度的结构常数  $C_T$  由下式表示<sup>[7]</sup>

$$C_T^2 = a^2 \frac{\bar{N}}{\varepsilon^{\frac{1}{3}}} \quad (3)$$

\* 本文于 1978 年 11 月 16 日收到, 1979 年 7 月 10 日收到修改稿。

式中  $a$  是一常数，在近地面野外试验和风洞实验中，得到的量值是  $2.40^{[7]}$ 。将(1)、(2)代入(3)式，并假定  $K_H = K_M = K$  后，得到

$$C_T^2 = a^2 \frac{K^{\frac{2}{3}} (\nabla \bar{T})^2}{\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (4)$$

(4)式表明， $C_T^2$  还不能完全地就由  $\bar{u}$  和  $\bar{T}$  场所直接决定，还需要知道起伏场的一个特征量  $K$ 。对此，Tatarski 建议采用 Matveev 等人的工作<sup>[7]</sup>，先从  $\bar{u}$ 、 $\bar{T}$  的分布，算得  $R_i$  数分布，再由  $K$  与  $R_i$  数之经验关系求出  $K$  值<sup>[13]</sup>。然而 Matveev 仅仅从 32 次飞机观测中得到了  $K$  与  $R_i$  数的经验关系，该关系尔后并没有被普遍的接受。1964 年 Hufnagel 用(2)式把(4)式中的  $K$  由  $\varepsilon$  取代，则成下式

$$C_T^2 = a^2 \frac{\varepsilon^{\frac{2}{3}} (\nabla \bar{T})^2}{\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (5)$$

对于湍能耗损率  $\varepsilon$ ，Hufnagel 建议把它当作已知参数而采用一个观测结果，这结果有一定的普遍性<sup>[14, 15]</sup>，本文将采用这个办法。大气折射率场与温度场的结构常数有如下关系<sup>[7]</sup>

$$C_n^2 = (79 \times 10^{-6})^2 \left( \frac{P}{\bar{T}^2} \right)^2 C_T^2 \quad (6)$$

把(5)代入(6)即得计算  $C_n^2$  的公式

$$C_n^2 = 6.241 \times 10^{-9} \times a^2 \left( \frac{P}{\bar{T}^2} \right)^2 \frac{\varepsilon^{\frac{2}{3}} (\nabla \bar{T})^2}{\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (7)$$

式中  $P$  为大气压，以毫巴为单位； $\bar{T}$  以  $^{\circ}\text{K}$  为单位；温度梯度  $\nabla \bar{T}$  单位为  $^{\circ}\text{C}/\text{米}$ ；风速梯度  $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$  单位为  $\text{秒}^{-1}$ 。Hufnagel 对  $a$  值取成 2.40，但文献[8]所得的  $C_n^2(Z)$  在计算大气闪烁时结果偏大。其后，在 1966 年，他结合光闪烁测量结果，修正了 1964 年的模型<sup>[16]</sup>。本文则根据星光抖动观测结果，对  $a$  值进行了一些修正。20 米高度以下的  $a_1$  仍取为通常的 2.40；20 米高度以上的  $a_2$  则利用上海佘山天文台对星光抖动角  $\sqrt{\Delta \alpha^2}$  与天顶距  $\theta$  观测到的关系。该图的点子相当分散，这是由于该图包括了不同气象条件下的观测结果。但平均来看，该关系与理论预计仍基本一致，亦即<sup>[7]</sup>

$$\lg C V \sqrt{\Delta \alpha^2} = \frac{1}{2} \lg \left[ 2.91 D^{-\frac{1}{3}} \int_0^{\infty} C_n^2(z) dz \right] + \frac{1}{2} \lg \sec \theta \quad (8)$$

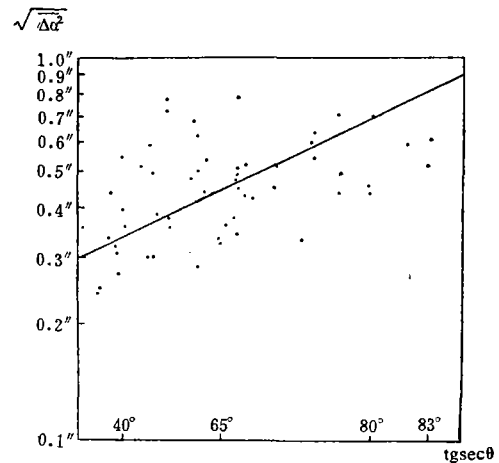


图 1 上海星光抖动角与天顶距关系

其中  $C = 2\pi/360 \times 60 \times 60$ ,  $D$  为望远镜接收口径, 本例中为 0.4 米, (8) 式右边第一项实际上是天顶距为零时的抖动角  $a_0$  之对数, 由图 1 可知  $a_0 = \lg 0.3 \times C$ , 把 (7) 式代入  $\theta = 0$  时的 (8) 式, 整理后可得到 20 米高度以上的  $a_2$  计算公式

$$a_2^2 = \frac{8.64 \times 10^{-5} - 5.76 \int_0^{20} \left(\frac{P}{T^2}\right)^2 \frac{\varepsilon^{\frac{2}{3}} (\nabla \bar{T})^2}{\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right)^2} dz}{\int_{20}^{2 \times 10^4} \left(\frac{P}{T^2}\right)^2 \frac{\varepsilon^{\frac{2}{3}} (\nabla \bar{T})^2}{\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right)^2} dz} \quad (9)$$

20 公里以上的  $C_n^2$  对抖动角的贡献很小, 例如采用文献[8]的  $C_n^2$  的计算结果表明, 可以忽略不计。上式中的  $\varepsilon$  分布取自文献[8], 如图 2。

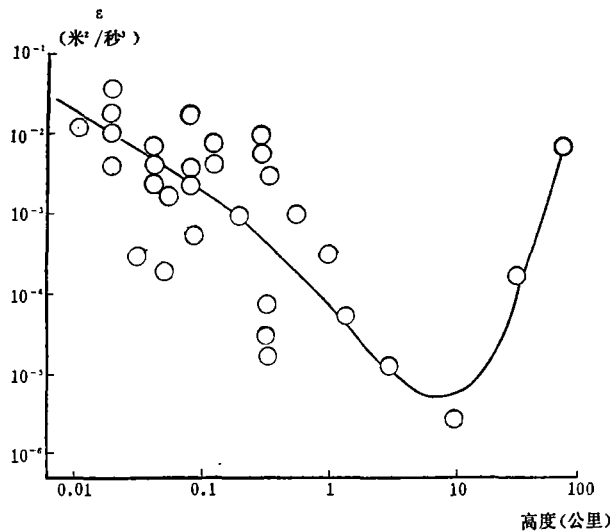


图 2 湍能耗损率  $\varepsilon$  的高度分布(引自文献[8], 图中标号所属工作也参见该文献。)

计算时采用如下的内插公式

$$\varepsilon(z) = 9 \times 10^{-4} \left(\frac{z}{200}\right)^{-1.01} \quad (2 \leq z \leq 200) \quad (10.1)$$

$$\varepsilon(z) = 9 \times 10^{-4} \left(\frac{z}{200}\right)^{-1.45} \quad (200 \leq z \leq 500) \quad (10.2)$$

$$\varepsilon(z) = 6 \times 10^{-5} \left(\frac{z}{1000}\right)^{-1.715} \quad (500 \leq z \leq 3000) \quad (10.3)$$

$$\varepsilon(z) = 10^{-5} \left(\frac{z}{3000}\right)^{-1.086} \quad (3000 \leq z \leq 5000) \quad (10.4)$$

$$\varepsilon(z) = 4.4 \times 10^{-6} \left(\frac{z}{7000}\right)^{-0.456} \quad (5000 \leq z \leq 7000) \quad (10.5)$$

$$\varepsilon(z) = 4.4 \times 10^{-6} \quad (7000 \leq z \leq 10000) \quad (10.6)$$

$$\varepsilon(z) = 4.4 \times 10^{-6} \left(\frac{z}{10000}\right)^{0.93} \quad (10000 \leq z \leq 13500) \quad (10.7)$$

$$\varepsilon(z) = 1.18 \times 10^{-5} \left( \frac{z}{20000} \right)^{1.94} \quad (13500 \leq z \leq 20000) \quad (10.8)$$

上式中的单位用米·秒制。平均气象场数据则由上海 1968—1972 年五年探空资料计算出。假定水平均匀则  $\bar{T} = \bar{T}(z)$ ,  $-\nabla T = -\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \gamma$ ;  $\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2$  中的  $j=3$ ,  $x_j = z$ ,  $u_i = u_1, u_2$ ,  $\left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 = \beta^2 = \left( \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial z} \right)^2$ 。把所得数据中 1 月 07 时结果连同

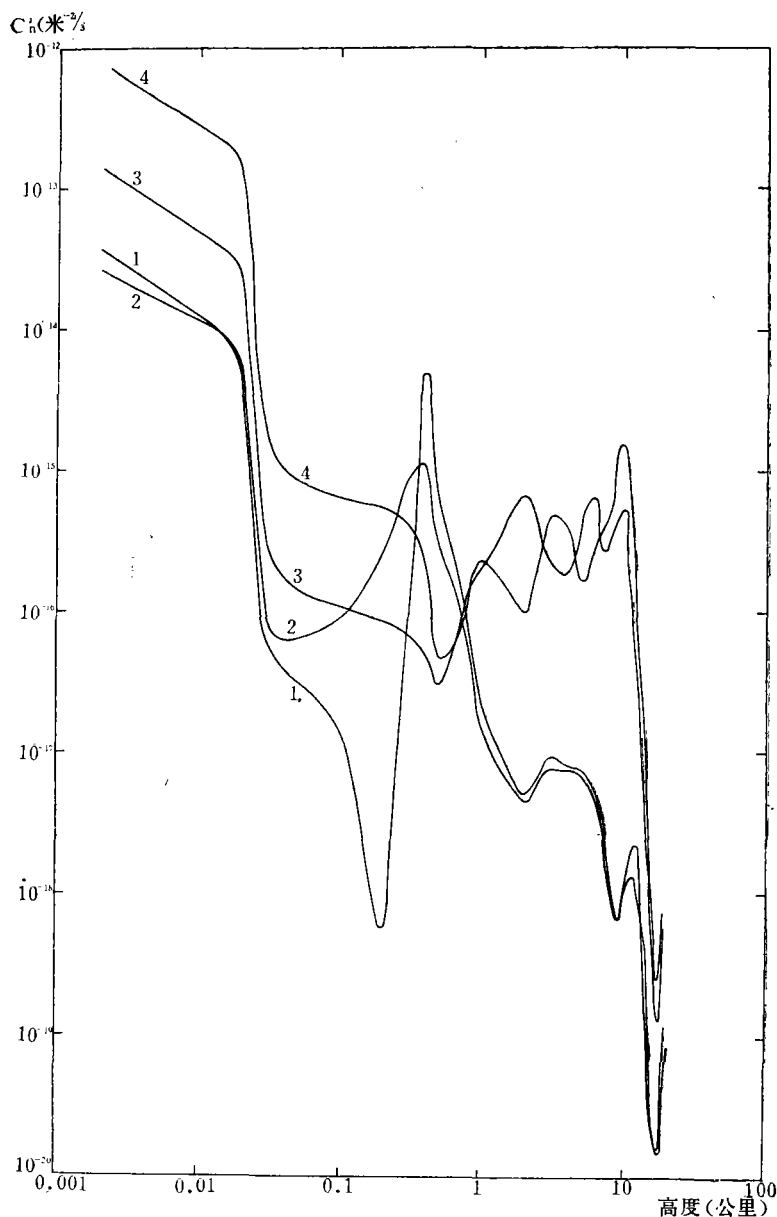


图 3 上海大气折射率湍流强度  $C_n^2$  的分布

(图中 1 为 1 月 07 时; 2 为 1 月 19 时; 3 为 7 月 07 时; 4 为 7 月 19 时)

$\varepsilon(z)$ 的表达式(10)式代入(9)式后,可以得到  $a_2=0.217$ 。由此,我们再按照(7)式可计算出上海地方 1 月 07 时, 19 时, 7 月 07 时、19 时的湍流强度  $C_n^2(z)$ 分布, 结果如图 3 所示。

### 参 考 文 献

- [1] Lawrence, R. S., G. R. Ochs, and C. C. Clifford, *J.O.S.A.*, **60**(12)(1970), 1695.
- [2] Bufton, J. L., P. O. Minott, and M. W. Fitzmaurice, *J.O.S.A.*, **62**(1972), 1068.
- [3] Bufton, J. L., *Appl. Optics*, **12**(8)(1973), 1785.
- [4] Гурвич, А. С., А. И. кон, В. Л. Миронов, С. С. Хмелевцов, лазерное излучение в турбулентной Атмосфере, изд. наука, 1976.
- [5] Barletti, R., G. Ceppatelli, L. Paterno, A. Righini, and N. Speroni, *J.O.S.A.*, **66**(12)(1976), 1380.
- [6] Minott, P. O., *J.O.S.A.*, **62**(7)(1972), 885.
- [7] 塔塔尔斯基, 乌. 依., 湍流大气中波的传播理论, 科学出版社, 1978.
- [8] Hufnagel, R. H., and N. R. Stanley, *J.O.S.A.*, **54**(1)(1964), 52.
- [9] Gossard, E. E., *Radio Sci.*, **12**(1)(1977), 89.
- [10] 黄润恒、吕达仁、周秀骥、包玲明, 大气遥感探测问题的研究(一), 25—45, 科学出版社, 1977.
- [11] 吕达仁、魏重、张建国、包玲明, 大气遥感探测问题的研究(一), 77—86, 科学出版社, 1977.
- [12] 温景嵩、曾宗沐、马成胜, 大气科学, **2**(1)(1978), 64.
- [13] Матвеев, Л. Т., *Изв. АН СССР. Сер. Геофиз.* **7**, 927, 1958.
- [14] Ball, E. K., *J. Met.*, **18**(1961), 553.
- [15] Lumley, J. L., and H. A. Panofsky, *The Structure of Atmospheric Turbulence*, 1964.
- [16] Lawrence, R. S., and J. W. Strobehn, *Proc. IEEE*, **58**(10)(1970), 1523.

## A MODEL OF THE DISTRIBUTION OF TURBULENT INTENSITY OVER SHANGHAI

Wen Jing-song    Gu Wei-yu

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics)

Wei Gong-yi

(Beijing Computer Center)

Abstract

This paper presents a model of the distribution of turbulent intensity over shanghai. We deduced the turbulence from mean temperature, pressure and wind fields and also made use of some data of the quivering of star images in deducing these results.