

烟羽浓度分布的风洞实验研究*

叶文虎 张霭琛

宣捷

(北京大学)

(北京气象专科学校)

一、前言

要估计从工业烟囱(连续点源)中释放出的烟气对周围的大气环境可能造成多大的污染,就必须弄清排出的烟气在空间中的浓度分布。因此,不论是采用现场实验的方法,还是采用在环境风洞中进行模拟实验的方法,关键都在于解决浓度分布的测定问题。

目前,在实验中测定浓度分布的方法可以分为两类:

一类是直接法,就是在空间中布置若干个采样器,然后将采样器收集到的示踪气体样品逐个进行化学分析,便可得到烟气在空间中的浓度分布,这类方法的优点在于“直接”。其缺点则是,在现场实验中由于人力、物力及地形等各种条件的限制,不可能布置太多的采样点,因而也就难以得到比较细致的浓度分布结果;在环境风洞的模拟实验中则由于采样器的负压工作方式,不可避免地要对流场产生一定程度的干扰,从而给测量结果带来不易控制的误差。

另一类是间接法,目前最常用的是激光测污法。这类方法可以节约大量人力物力。但是由于大气对激光的衰减,以及所得到的烟云剖面的回波信号的随机起伏很强,在实用上仍有相当的不便之处。

本文发展了一种近红外摄影测定浓度分布的方法,以适应当前发展大气污染扩散研

究的迫切需要。我们于1981年下半年在北京大学力学系1号环境风洞中初步试验成功。它具有简便易行、不干扰流场、精确度高等优点。

作者在环境风洞中应用这一方法对几种特定扩散条件下烟羽浓度分布进行了实验研究,发现了一些新的现象,值得进一步深入探讨。

二、烟羽浓度分布测定的原理和方法

1. 基本原理和主要假定

在环境风洞中模拟烟羽的示踪物是石蜡油不完全燃烧产生的油滴所形成的气溶胶,当用强度均匀的线光源从风洞顶部沿烟羽中心轴线照射后,烟羽中的气溶胶粒子就对入射光进行散射。由于照相机位于风洞的侧面,所以照相底片所接受到的是与入射光方向成 90° 角的侧向散射光(图1)。

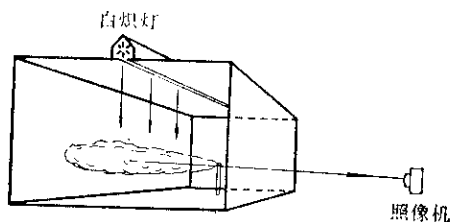


图1 风洞中烟羽的照明

由于烟羽的截面积一般只有几个平方厘米左右,烟气的浓度又很低,所以我们可以

* 先后参加过本项研究工作的还有北京大学谢淑环、庞岩二同志。

将强度均匀的入射光经过气溶胶粒子的散射作为一次散射来处理。

若记烟羽中半径为 r 的粒子数（浓度）为 n_r （个/厘米³），则其散射光强 E_r 为：

$$E_r = A(r, \lambda) n_r \tag{1}$$

这里的 $A(r, \lambda)$ 取决于散射粒子的半径 r 、入射光波长 λ 以及入射光的光谱分布，烟羽中各种半径的粒子的总散射光强为：

$$E = \sum_r E_r = \sum_r A(\lambda, r) n_r \propto \bar{n} \tag{2}$$

其中 $\bar{n}$ 是加权平均以后的有效粒子浓度。

另外，由于冲洗出的底片上各点的光学密度 $D \left(= \lg \frac{T_\lambda}{T_{\text{出}}} \right)$ 与该点所接受的曝光量（照度与曝光时间的乘积）有关^[1]（图2），而底片上各点的曝光量又是正比于相应物点上的发光强度，因此，只要知道底片所摄得的烟羽中各点的光学密度 D 的分布，就可以知道实际烟羽中的浓度分布。

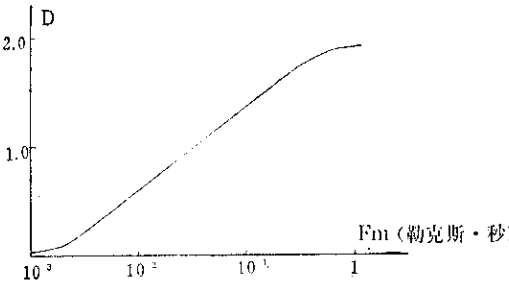


图 2 底片的特性曲线

图2所示的曲线一般称为底片的特性曲线，它是由底片的乳剂性质，摄影时的曝光条件以及底片冲洗时的显影条件决定的。

2. 底片的选择及其特性条件的获得：

我们在实验中所使用的底片是1075红外片，其光谱特性见图3。由图可见，该底片只能感受500毫微米以下以及750毫微米附近的光波。我们拍摄时在照相机镜头前加上了红滤色镜，滤掉600毫微米以下的光波，从

而底片只感受750毫微米附近的光波。这样，一方面大大降低对光源光谱稳定性的要求，另一方面可以用 $A(r)$ 来近似代表权函数 $A(\lambda, r)$ ；另外，根据Mie的散射理论，可以计算出底片所感受到的主要是半径在0.25微米以上的粒子的散射光，因此，对粒子谱分布不变的要求可以有所降低。

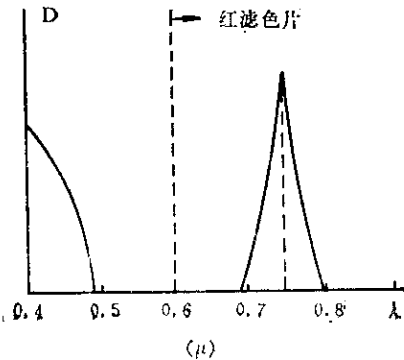


图 3 1075片的光谱特性

众所周知，红外底片对热辐射是比较敏感的，因此必须考虑实验时各种温度的影响，在环境风洞的实验中，空气、烟羽及地形模型的温度范围，一般在300~400°K左右，根据黑体辐射理论的计算可知，其温度辐射的峰值约在7.25~9.66微米，而其辐射能量的99%以上包括在2.5~80微米的波段内，远远超出了1075片的感光范围。这样就保证了底片所记录到的散射光强确实是仅只反映了烟羽中粒子的浓度分布，而与烟羽、模型及空气的温度情况无关。

前文已经提到，底片的特性曲线要受到多种因素的影响，因此必须分别确定每一张底片的特性曲线。我们的作法是，在拍摄烟羽的同时拍摄下一个灰度板（图4）。这灰度板共分16级，每级有固定的反射率。底片冲洗以后，先用英制微密度计对灰板的图象扫描，从而得到相对黑度 d 与灰度板反射率（相对光强）之间的关系，即该张底片的特性曲线。这里的 d 是微密度计的工作读数，它与光学密度 D 的关系是：

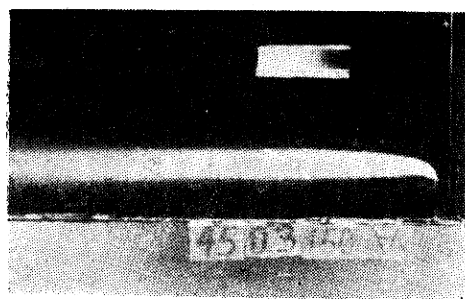


图 4 烟羽及灰度板的照片

$$d = A \cdot D + B \quad (3)$$

其中 A 、 B 为可调节的常数。图 5 为底片特性曲线的一例。

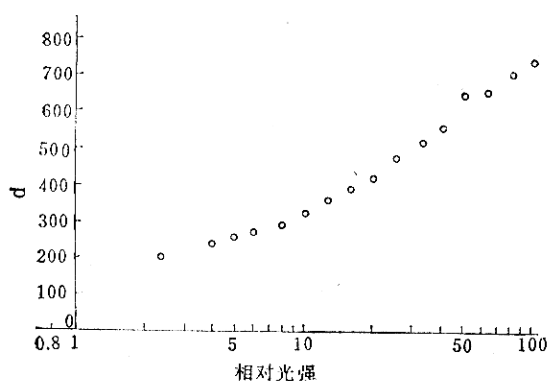


图 5 底片特性曲线

3. 烟羽剖面上浓度分布的获得

在风洞中对烟羽进行摄影时应采用较长的曝光时间 (6~12秒)，以消除烟羽中浓度分布的随机起伏。照相时灰度板悬挂在风洞中模拟烟羽的后上方。有了特性曲线以后，再用微密度计对底片上烟羽的各个剖面扫描即可得到相对黑度 d 沿该剖面的分布，然后再换算成相对光强 (即浓度) 在该剖面上的分布。

实验过程中在烟囱的上风向绷紧一根铅直的丝线作为标志线，扫描时即从此丝线开始，每隔 1 毫米扫描一个宽为 50 微米的条带，在此条带上对每一个 50 微米边长的正方形像元读出一个平均的 d 值。我们在每张底片上扫描 25~30 个剖面，每个剖面的像元数

在 115~165 个之间。这就是说，一张底片上平均可以得到 4000 个左右的浓度值。可以说，不论在现场实验中还是在风洞实验中，企图通过取样分析的办法同时得到这样大量的浓度数据，都是难以办到的。

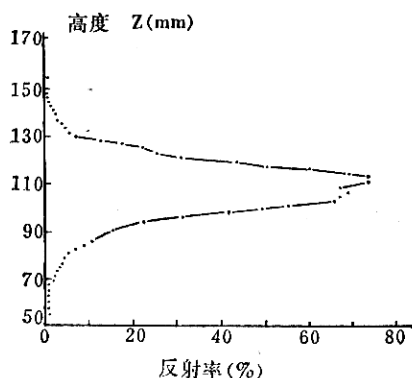


图 6 烟羽浓度剖面

图注：烟囱高 150mm，剖面在烟囱后 125mm，烟囱口风速 $v_A = 0.44 \text{ m/s}$ ，速度比 $R = v_p / v_A = 1.5$ ，其中 v_p 是烟气的出口速度

图 6 是某次实验中烟羽剖面浓度分布的一个实例。应当指出，这里所说的浓度都是指的沿 y 方向的积分浓度，即：

$$C_o(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} C(x, y, z) dy \quad (4)$$

三、几种扩散条件下烟羽剖面上的浓度分布

迄今为止，关于从高架连续点源中释放出的烟气在大气中扩散后的浓度分布，均普遍采用正态 (高斯) 模式，即：

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{z-h}{\sigma_z} \right)^2 \right] \quad (5)$$

此式以烟囱底部为坐标原点， x 轴沿平均风速 $\bar{u}$ 的方向， z 轴垂直向上， C 是空间 (x, y, z) 处的平均浓度， h 是烟囱的有效高度， Q 是源强 (单位时间的排放量)， σ_y 、 σ_z 分别

是烟羽微粒在 y 、 z 方向上扩散的标准差:

$$\sigma_y^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} y^2 C(x, y, z) dy dz}{\int_{-\infty}^{\infty} C(x, y, z) dy dz} \quad (6)$$

$$\sigma_z^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (z-h)^2 C(x, y, z) dy dz}{\int_{-\infty}^{\infty} C(x, y, z) dy dz} \quad (7)$$

然而近年来,进一步的研究表明,高斯模式的理论基础是十分薄弱的。Pasquill和Corrsin均指出^[2]:大气边界层中的湍流扩散过程,是不能用扩散方程来描述的。然而,众所周知,高斯模式正是从扩散方程得到的[3]:

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

式中 t 是时间, u 、 v 、 w 是风速的三个分量, k_x 、 k_y 、 k_z 是三个方向上的湍流交换系数,与此相矛盾的是,在此之前的大量实验成果都表明,从扩散方程解出的结果,作为拟合实验数据的经验公式往往是很有用的。Pasquill指出^[4],扩散方程(8)式的解的一般形式应为:

$$C(x, y, z) = \tilde{A}(x) \exp[-(b|y|^7 + c|z-h|^k)] \quad (9)$$

这也就是—般扩散实验中常用的拟合数据的经验公式。作者使用的是(9)式的积分形式:

$$C(x, y, z) = \tilde{A}(x) \exp[-c|z-h|^k] \quad (10)$$

作者在风洞中几种典型的扩散条件下,用上述的红外摄影方法测得烟羽的浓度剖面,再用(10)式去拟合,以研究烟羽的浓度分布。

作者使用的风洞试验段尺寸为 1.0×1.5

$\times 7.5$ 米,风速范围 $0.15 \sim 1.0$ 米/秒。对实验中相似性的保证情况简述如下:

对于均匀气流中的扩散(下文中的1),由于风洞中极低湍流度的均匀气流是大气流动的一种理想化极限情况,在实际大气边界层中是根本不存在的,谈不上模拟的问题。

对于剪切气流和山区扩散情况(下文中的2和3),在模拟了大气中性湍流边界层和保证了地形(平原、山区)的几何相似之外,保证了下列两个相似参数。

a. 根本茂参数相等的要求:

$$\frac{U_M}{U_P} = \left(\frac{L_M}{L_P} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (11)$$

式中 U 是特征风速, L 是特征长度——如烟窗高或山高;下标 M 指模型量, P 指原型量。

b. 速度比相等:

$$\frac{W_M}{u_M} = \frac{W_P}{u_P} \quad (12)$$

式中 W 指烟气的出口速度, u 指烟窗口处的水平风速,下标意义同前。

下面逐一介绍所得的实验结果。

1. 均匀气流中的扩散

在环境风洞中,均匀气流是通过蜂窝器 and 多层细而密的阻尼网作用而形成的,因此实验段中气流的湍流涡旋尺度集中在与阻尼网孔径大小相同的尺寸上,远小于烟羽横截面积的尺寸。在这种情况下,无论是依据中心极限定理,还是依照扩散方程(8),均可导出高斯分布的结果。从理论上说来,这是高斯模式唯一能够成立的情况。

图7是我们的实验结果。由图可见, k 值经过一次摆动,即稳定在2左右,且数据的离散很小,实验结果与理论结果如此的一致,证实了近红外摄影测定浓度分布方法的可靠。

2. 剪切气流中的扩散

在环境风洞实验段的入口处安装上湍流发生器以后,即可在试验段中形成一个500毫米厚的相当于中性大气的湍流边界层,其

平均风速的廓线符合 1/7 幂次律。由于在此边界层中湍流的尺度将从最大 500 毫米直到最小的耗散尺度, 在这种情况下, 中心极限定理或扩散方程——梯度传输理论的前提均得不到保证, 故烟羽剖面的浓度分布很可能会偏离于高斯模式。

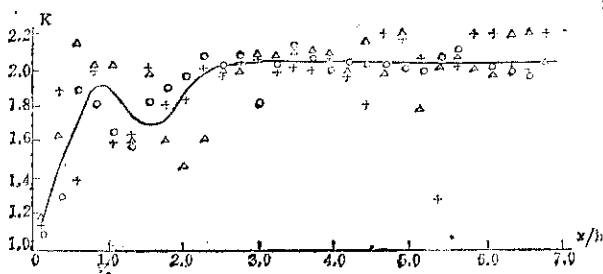


图 7 K 值随下风距离的变化

图注: 烟囱 $h=150\text{mm}$; $v_A=0.44\text{m/s}$;
“○”: $R=1.5$; “△”: $R=2.4$;
“+”: $R=3.3$ 。

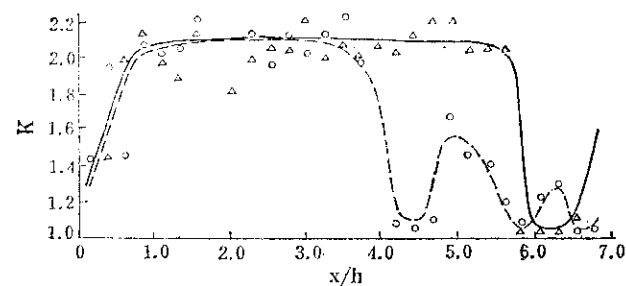


图 8 中性湍流边界层内 K 值随下风距离的变化

图注: 烟囱高 $h=150\text{mm}$; $v_A=0.59\text{m/s}$;
“○” $R=1.3$ (虚线); “△” $R=2.5$ (实线)。

图 8 给出了我们的实验结果。由图可见, 在 $x/h \approx 4.0-6.0$ 之前, K 值基本上稳定在 2 附近, 在此之后, K 值急剧下降到 1 附近, 且有一定的起伏。Pasquill 曾指出^[4]: “根据已知的证据, (9) 式中的 γ 一般不会偏离 2.0 太远, 但值得注意的是, K 在一定条件下趋于 1”。可见我们的风洞实验结果与现场的实验结果是一致的。

3. 某山区气流中的扩散

化工部 × × 化工厂位于某地区山沟里,

该处常年主导风向由山前吹来, 山高约 250 米, 工厂中的一个 100 米高的烟囱位于山后 1000 米处, 正好落在尾流的涡旋区中 (图 9 是其示意图)。

我们在环境风洞中对从该厂百米烟囱中释放出的烟气在大气中的扩散情况进行了模拟实验。在估计烟囱对大气的污染时, 作者由于直接测定了浓度的分布, 故不必假定正态模式, 而采用了 (9) 式的分布函数, (9) 式的实用形式是:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{\beta_1 \beta_2 \bar{U} \sigma_y \sigma_z} \times \exp \left[- \left(\frac{\alpha_1 y}{\sigma_y} \right)^2 - \left(\frac{\alpha_2 |z-h|}{\sigma_z} \right)^2 \right] \quad (13)$$

式中的 α_1 、 α_2 、 β_1 、 β_2 的表达式由归一化条件求得如下:

$$\alpha_1 = \left[\frac{\Gamma\left(\frac{3}{\gamma}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{\gamma}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$\alpha_2 = \left[\frac{\Gamma\left(\frac{3}{K}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{K}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

$$\beta_1 = \frac{2}{\gamma} \left\{ \frac{\left[\Gamma\left(\frac{1}{\gamma}\right) \right]^{\frac{3}{2}}}{\left[\Gamma\left(\frac{3}{\gamma}\right) \right]^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (16)$$

$$\beta_2 = \frac{2}{K_2} \left\{ \frac{\left[\Gamma\left(\frac{1}{k}\right) \right]^{\frac{3}{2}}}{\left[\Gamma\left(\frac{3}{k}\right) \right]^{\frac{1}{2}}} \right\} \quad (17)$$

其中 $\Gamma(x)$ 是 Γ 函数; 由浓度剖面测量得出 K 、

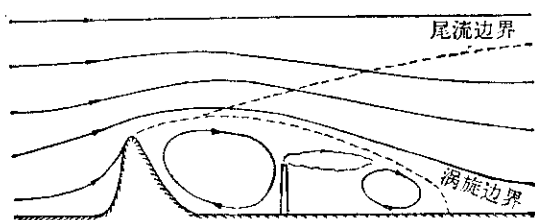


图 9 山后尾流涡旋区中释放的烟羽

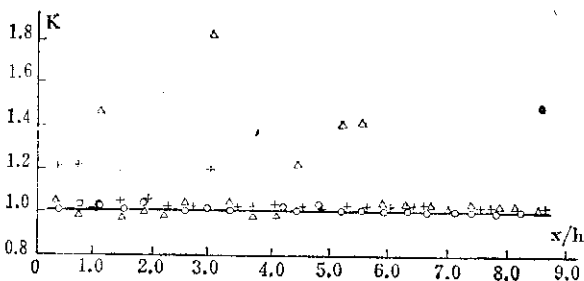


图 10 山后尾流涡旋区内释放的烟羽，其K值随下风距离x的变化

图注：“○” $v_A=0.36\text{m/s}$, $R=4.0$ ；“+” $v_A=0.26\text{m/s}$, $R=3.3$ ；“△” $v_A=0.26\text{m/s}$, $R=1.1$ 。

γ 的数据后， α_1 、 β_1 、 α_2 、 β_2 等均可由 Γ 函数表查算出。

实验结果表明K值基本在1附近(图10)，从剖面依(13)式直接算出的扩散参数 $\sigma_z \sim x$ 曲线绘制在图11中。

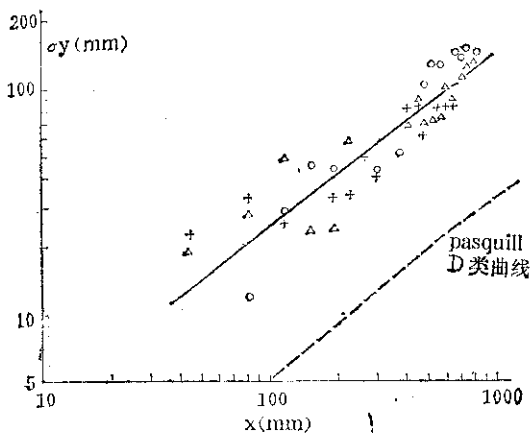


图 11 垂直扩散参数 σ_z 随下风距离x的变化

图注：“○” $v_A=0.36\text{m/s}$, $R=4.0$ ；
“+” $v_A=0.26\text{m/s}$, $R=1.1$ ；
“△” $v_A=0.36\text{m/s}$, $R=3.3$ 。

由图11可见，与平原地区相比，这一山区的 σ_z 曲线要高很多，这说明烟羽的接地点，即地面浓度最大值的点到烟囱的距离也要近得多。再则由于在这一山区，浓度是依 $|z-h|$ 的一次幂衰减的，而不是象在平原地区那样依2次幂衰减的，故浓度在垂直方

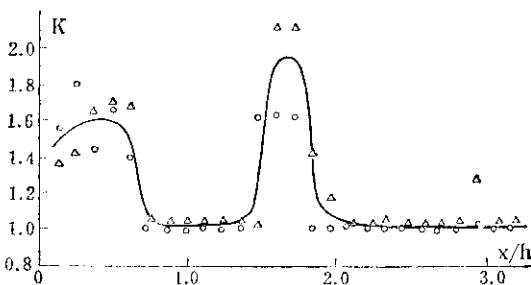


图 12 山后尾流位移区中释放的烟羽

向的衰减慢得多，因而地面浓度的数值在近距离也要比平原地区的高得多。这一实验结果与现场实验报告是吻合的。这个例子说明，在这种特殊地形条件下，利用近红外摄影方法可以得到它的特殊浓度分布规律。

为了进一步研究该处的大气扩散特点，我们还在环境风洞中进行了烟囱高度为300米的模拟实验。这时烟囱口的高度已经超出了山后涡旋区的上边界，但仍然处在山后的尾流区中。实验所得的 $K \sim x$ 曲线绘在图12中，可见K值随下风距离而有巨大的起伏。这种现象的出现，引起了我们极大的兴趣。

Pasquill、Hunt等人曾提出过K值随x的变化^[5]。Reid^[6]对地面线源进行了Markor链的数值模拟，结果也表明K值随下风距离规律性的变化(图13)。

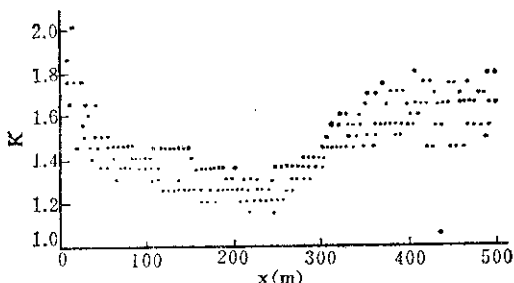


图 13 Reid的Markor链数值模拟结果

这种现象目前还不能用现有的湍流扩散理论进行解释。作者认为，对此现象的进一步深入研究，可能会在湍流扩散的机理研究上取得某些进展。

(下转第25页)

(上接第17页)

参 考 文 献

- [1] Mees and James, 照相过程理论(上),
P.93~95, 科学出版社, (1979) .
- [2] Corrsin, *Advances in geophysics*, **18**
A, P.26, (1974) .
- [3] Slade, 气象学与原子能, P.71~73, 原子

能出版社(1979) .

- [4] Pasquill, *Atmospheric diffusion*, P.
347~360, 2-ed, (1974) .
- [5] Hunt and Weper, *Q.J.Royal Meteorology Society*, **VOl.105**, P.423~443,
(1979) .
- [6] Reid, *Boundary layer Meteorology*,
VOl.16, P.12, (1979) .