

# 声雷达探测在大气扩散研究中的应用(三)

## ——对流边界层中垂直扩散系数的计算

吕乃平 陈炎涓 李诗明

(中国科学院大气物理研究所)

### 提 要

本文用多普勒声雷达探测的垂直风速连续观测资料,计算了垂直速度谱和垂直扩散系数。结果表明:在低频部分, $\omega < 3 \times 10^{-2}$  赫,用声雷达资料计算的垂直速度谱密度和超声风速仪计算的能量峰值和变化趋势基本一致,数值略有差异,在高频部分有偏离。在混合层中,由于逆温层盖子对垂直方向的扩散过程有抑制作用,在逆温层底部计算得出的垂直扩散系数最小,在逆温层中次之。在充分发展的对流边界层中,垂直扩散系数随高度的增加而加大。用声雷达测量的垂直扩散系数能够较好地反映对流边界层中的扩散过程。

### 一、引 言

根据连续点源扩散的统计理论, Hay 和 Pasquill<sup>[1]</sup> (1959) 给出了用欧拉频率谱计算垂直和横向扩散系数的方法。垂直风速和水平风速的欧拉频率谱是由超声风速仪或 Gill 三分量风速仪等快速响应的风速仪测量后计算得出。直接测量烟羽的扩散系数需要进行一定规模的扩散试验,而用常规气象观测资料计算扩散系数则较为简便而有效。

扩散系数随下风方向的距离或位移时间  $T$  的变化已有许多学者进行过研究。Gifford<sup>[2]</sup> (1976), Hanna 等<sup>[3]</sup> (1977) 综合论述了垂直和水平扩散系数在不同稳定度时随距离的变化。Doran 等<sup>[4]</sup> (1978) 根据几次野外试验的资料,给出了扩散系数的无因次比值  $\sigma_{x,y}/x\sigma_{\phi,\theta}$  随下风方向距离变化的关系,指出该比值与平均时间和采样速率有关。Mitra<sup>[5]</sup> (1980) 指出,在对流活动层上覆盖着逆温层的条件下,  $\sigma_y$  随位移时间的增加而加大,  $\sigma_x$  的变化分为两个阶段,开始随时间增加,以后,随时间没有明显变化。Wang<sup>[6]</sup> (1977) 提出了用地面风速及温差估算扩散参数的方法。本文试图用多普勒声雷达测量垂直风速的资料,计算对流边界层中的垂直扩散系数。

### 二、资料的分析方法

多普勒声雷达可以连续地测量各个高度上的三维风速和风向。在污染扩散问题的研究中,声雷达能够提供烟囱实际高度上的欧拉频率谱和扩散系数。问题的实质在于声雷

达测量的风速能否正确、可靠地反映实际大气中湍流能量谱的特性。

我们在文献[7, 8]中对多普勒声雷达和直接测量的风向、风速进行了初步比较,并对声雷达测量垂直风速的误差做了分析。结果表明:当测量次数足够大时(如  $N \geq 100$ ),声雷达和直接测量的平均风速、风向较为接近。 $N$ 较小时(如  $N = 1$ ),声雷达测量的仪器误差加大,由于单次测量的多普勒谱宽较窄,相应地,用锁相环跟踪锁定的多普勒频偏的实际误差减小,测量结果仍有一定代表性。当水平风速较大时,需要考虑水平风速和有限声束宽度对测量垂直风速的误差订正。当地面风速小于 3 米/秒时,上述误差可以忽略。作为初步探讨,本文均采用白天小风条件下的观测资料。

为了获得垂直风速的详细资料,只用一个垂直指向天线测量垂直风速,发射脉冲宽度取为 100 毫秒,脉冲重复周期为 4 秒,采样时间为 75 分钟和 12 小时两种。在铁塔的 80 米高度上,安装有超声风速仪,同时进行垂直风速的测量。为了保证声雷达测风资料的可靠性,只选用有效采样点数超过总采样点数 95% 以上的资料。个别漏测的点用内插法补上。对声雷达和超声风速仪的观测资料均用 FFT 方法计算垂直速度谱。其中,采样时间为 75 分钟的共 8 组,12 小时的 1 组。对这 9 组观测资料,计算了垂直扩散系数。

### 三、垂直扩散系数的计算和初步分析

#### 1. 垂直扩散系数的计算

如前所述,根据连续点源扩散的湍流统计理论, Hay 和 Pasquill<sup>[1]</sup> 给出了用欧拉频率谱计算垂直和横向扩散系数的方法。Sheih<sup>[9]</sup> (1980) 更详细地分析了连续点源烟羽扩散的物理过程,其中,考虑了烟羽中心线相对于其平均值脉动的均方根差  $\sigma_{y_c}(T, t_a)$ , 低频湍涡引起烟羽中心线平均值的摆动  $\sigma_{\bar{y}_c}(T, t_a)$ , 以及烟羽中质点相对扩散的均方根差  $\sigma_r(T, t_a)$ 。若不考虑相对扩散,则与文献[1]及 Gifford<sup>[10]</sup> (1968) 给出的公式相同。类似于横向扩散系数,垂直扩散系数  $\sigma_z(T, t_a)$  可以表示为:

$$\sigma_{y_c}(T, t_a) = T \left\{ \int_0^\infty S_w(n) \frac{\sin^2 \frac{\pi n T}{\beta}}{(\pi n T / \beta)^2} \left[ 1 - \frac{\sin^2 \pi n t_a}{(\pi n t_a)^2} \right] dn \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\bar{y}_c}(T, t_a) = T \left\{ \int_0^\infty S_w(n) \frac{\sin^2 \frac{\pi n T}{\beta}}{(\pi n T / \beta)^2} \frac{\sin^2 \pi n t_a}{(\pi n t_a)^2} dn \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

式中  $S_w(n)$  是垂直风速脉动的能谱密度,  $\beta$  是拉格朗日和欧拉时间积分尺度之比,通常取  $\beta = 4$ ,  $t_a$  是观测的平均时间,  $T$  是质点的移动时间。从 (1) 和 (2) 式中看出,烟羽的扩散系数与垂直速度谱密度和滤波函数的性质有关。湍流能谱中不同的频率分量,对上述各种扩散过程起着不同的作用。其中,  $\frac{\sin^2 \pi n T / \beta}{(\pi n T / \beta)^2}$  是一个低通滤波器,质点位移时间  $T$  愈大,高频湍涡的作用愈小。例如,  $T = 60$  秒时,对  $n > 5 \times 10^{-2}$  赫的高频分量的作用迅速减小到 40% 以下;  $T = 300$  秒时,对  $n > 10^{-2}$  赫频率的影响可以忽略。由于

$\left(1 - \frac{\sin^2 \pi n t_a}{(\pi n t_a)^2}\right)$  具有高通滤波的性质, 当  $n < 10^{-4}$  赫 ( $t_a = 1800$  秒) 或  $n < 4 \times 10^{-5}$  赫 ( $t_a = 3600$  秒), 其值减小到 10% 以下。这意味着, 相对于烟羽中心线平均值脉动的均方根差  $\sigma_{z,c}(T, t_a)$  主要与  $4 \times 10^{-5} < n < 10^{-2}$  赫的湍流涡旋特性有关。(2) 式中的两个滤波函数都具有低通滤波的特性, 对于频率  $n > 10^{-3}$  赫的湍流涡旋, 对  $\sigma_{z,c}(T, t_a)$  的影响可以忽略, 主要是低频湍流起作用。

## 2. 垂直速度谱

垂直扩散系数的计算与垂直速度脉动的能谱密度分布有关。为此, 我们进一步分析了 85 米高度上声雷达和超声风速仪同时测量的垂直速度谱。以 1983 年 10 月 19 日 09:30—10:45 的观测资料为例 (见图 1), 可见两种方法测量的垂直速度能谱密度  $S_w(n)$  的峰值以及变化趋势基本一致, 绝对数值略有差异。在高频部分, 即  $n > 3 \times 10^{-2}$  赫, 多次观测表明, 声雷达测量的能谱值大于超声风速仪测量的能谱值。这与我们在文献 [11] 中给出的声雷达与 Gill 三分量风速仪的垂直速度谱的比较结果一致。在低频部分同样具有

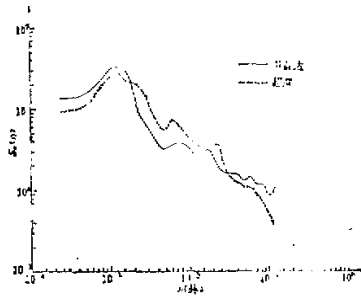


图 1 85 米高度上声雷达和超声风速仪同时测量的垂直速度谱  
(1983 年 10 月 19 日 09:30—10:45)

$nS_w(n) \propto n^{-1}$  的变化规律。在声雷达探测中, 采样周期取为 4 秒, 不能得到完整的惯性副区的资料, 此外, 声雷达单次测量的误差对高频分量的影响较大, 声束覆盖的散射体体积对高频的分辨率不够。上述因子却会造成声雷达测量得出的能谱高频分量的误差加大, 而对低频分量的影响较小。我们还计算了 1983 年 10 月 21 日 07:00—19:00 的垂直速度谱, 用声雷达和超声两种方法测量的谱较为一致 (图略)。

为了进一步分析对流边界层中垂直速度谱随高度的变化, 我们计算了 1983 年 10 月 19 日 09:30—10:45 在 51, 85, 153 和 204 米四个高度上的垂直速度谱  $S_w(n)$  (见图 2)。根据同一时段内的声雷达回波图片可以看出, 153 米高度处在逆温层盖子的下部, 204 米位于逆温层盖子的上部, 51 米和 85 米处于逐渐发展的对流层中。如图 2 所示, 153 米高度上的垂直速度能谱  $S_w(n)$  中的低频能量最小, 204 米次之。这意味着逆温层盖子抑制了垂直速度低频能量的发展, 垂直速度随高度的分布反映了混合层结构的特征。在 11:00—12:15 时段内, 上述四个高度均处于对流层中, 用声雷达资料计算的垂直速度均方根  $\sigma_w$  的数值随高度增加, 在上述四个高度上分别为 0.25, 0.30, 0.39, 0.41。

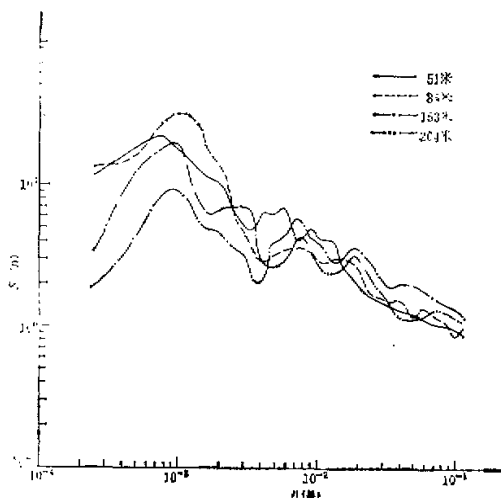


图2 对流边界层中声雷达测量的四个高度上的垂直速度谱  
(1983年10月19日09:30—10:45)

根据以上分析,我们认为,用声雷达测量的垂直速度资料分析  $n < 3 \times 10^{-2}$  赫的频

谱特性是可行的,基本上能够反映对流边界层中垂直速度能量分布的特性。同时,也能满足本文第一节中论述的有关计算垂直扩散系数时,对能谱分布的频率范围的要求。

### 3. 垂直扩散系数计算结果的初步分析

#### (1) 垂直扩散系数 $\sigma_{z'c}$

按照公式(1),取  $t_a = 1800$  秒,对9组垂直速度资料,计算了质点相对于烟羽中心线平均值脉动的垂直扩散系数  $\sigma_{z'c}(T, t_a)$ 。以三组资料为例,将计算结果示于图3。由图中看出,用超声风速仪和声雷达测量的垂直速度资料计算的  $\sigma_{z'c}(T, t_a)$  的相对误差一般在8%—20%左右,在个别情况下,(特别是  $T > 900$  秒)误差较大,如图3中11:00—12:15在  $T > 900$  秒后出现较大误差。这种差异的原因主要是测量误差引起能谱的差异造成的。当  $T < 900$  秒时,图中三组曲线均可得出以  $\sigma_{z'c}(T,$

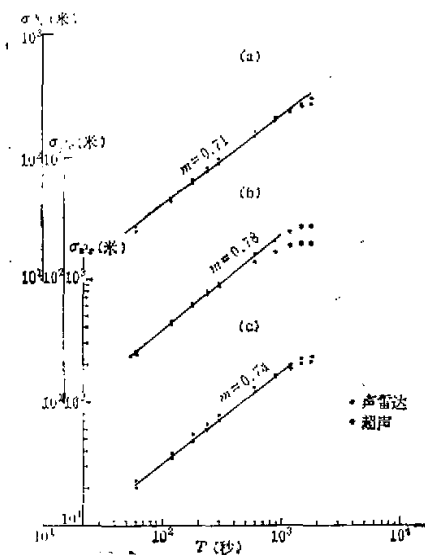


图3 垂直扩散系数  $\sigma_{z'c}(T, t_a)$   
随位移时间  $T$  的变化

(a) 1983年10月21日07:00—19:00

(b) 1983年10月19日11:00—12:15

(c) 1983年10月19日09:30—10:45

$t_a) \propto T^m$  的关系, 与图中 (a), (b), (c) 对应的  $m$  值为 0.71, 0.78, 0.74。当  $T > 900$  秒以后, (b), (c) 中的  $\sigma_{x'z}(T, t_a)$  随  $T$  的增加而减慢, 曲线 (a) 是用 12 小时的观测资料计算的, 直到  $T = 1800$  秒, 仍接近  $\sigma_{x'z}(T, t_a) \propto T^{0.71}$  的变化。当位移时间  $T < 900$  秒时, 上述结果与 Pasquill-Gifford<sup>[12]</sup> 曲线族, 以及其他学者得到的垂直扩散系数随下风方向距离或位移时间  $T$  的变化规律一致。

在对流边界层中, 对于有逆温层覆盖的混合层而言, 逆温层盖子将抑制污染物在垂直方向的扩散, 对于充分发展的对流边界层, 垂直扩散系数随高度增加。图 4(a) 中给出了 1983 年 10 月 19 日 09:30 和 11:00 二组资料计算的  $\sigma_{x'z}(T, t_a)$  在四个不同高度上的变化。与图 3 相对应, 在逆温层盖子下部 153 米高度上, 垂直扩散系数最小, 逆温层中 204 米高度上的  $\sigma_{x'z}(T, t_a)$  也小于 51 米和 85 米高度上的值, 在 11:00—12:15 时段内, 由于逆温层抬升, 上述四个高度均处在对流活动层中, 垂直扩散系数随高度的增加而加大。图 4(b) 是 1983 年 10 月 15 日 85 米高度上垂直扩散系数在 08:30, 10:00, 13:30 三个不同时段内的变化。显然, 日出后, 由于太阳辐射的作用, 对流活动增强, 垂直扩散系数的值加大。上述结果表明: 用声雷达探测的垂直速度资料计算的垂直扩散系数  $\sigma_{x'z}$ , 在风速较小, 声雷达回波的信噪比较高时, 能够反映混合层和对流层中连续点源的垂直扩散过程。

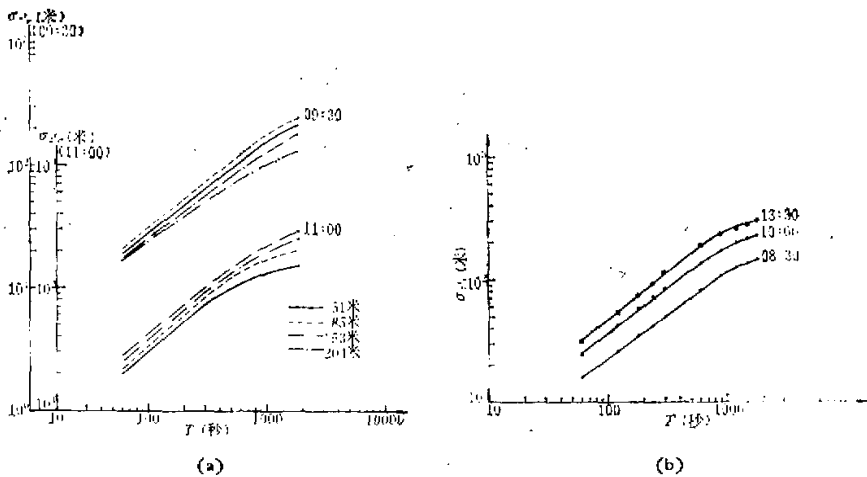


图 4(a) 对流边界层中垂直扩散系数随高度的变化

(b) 对流边界层中垂直扩散系数随时间的变化

## (2) 垂直扩散系数 $\sigma_{xz}(T, t_a)$

烟羽中心线平均值的摆动, 主要受垂直速度能谱中低频湍流涡旋的影响, 用均方根  $\sigma_{xz}(T, t_a)$  表示。按公式 (2) 用声雷达测量的垂直风速资料, 计算了  $\sigma_{xz}(T, t_a)$ 。图 5 为 1983 年 10 月 21 日 07:00—19:00 的一次计算实例。从图 5 可以看出,  $\sigma_{xz}(T, t_a)$  与  $T$  的关系满足下列关系式, 即  $\sigma_{xz}(T) \propto T^m$ , 对于我们所计算的  $t_a = 3600$  秒和 1800 秒两种情况,  $m$  值均接近于 1。 $t_a = 1800$  秒时,  $\sigma_{xz}(T, t_a)$  的值比  $t_a = 3600$  秒时的值大。这意味着平均时间  $t_a$  小时, 能谱中低频部分对烟羽中心线平均值的摆动  $\sigma_{xz}(T, t_a)$

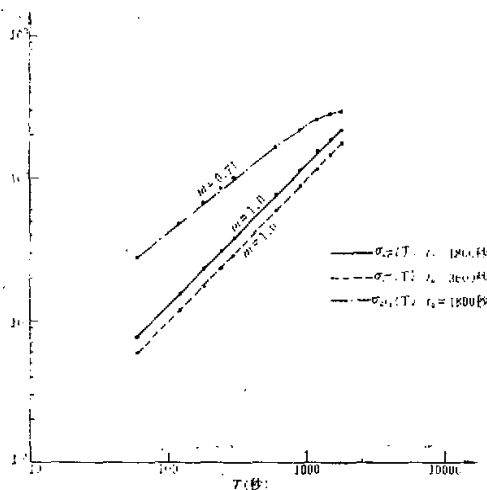


图 5  $\sigma_{w'}(T, t_a)$  随位移时间  $T$  的变化 (1983 年 10 月 21 日 07:00—19:00)

的作用更明显。这是由公式 (2) 中滤波函数特性所决定的。用 12 小时的垂直速度连续观测资料计算  $\sigma_{w'}(T, t_a)$ ，在  $T < 1800$  秒时，其值在几米到一百多米；若用 75 分钟的观测资料计算时，其数值小于几十米(图略)。比较图 3 中曲线 (a) 的  $\sigma_{w'}(T, t_a)$  与图 5 中  $t_a = 1800$  秒的  $\sigma_{w'}(T, t_a)$  可以看出，在位移时间  $T < 900$  秒时， $\sigma_{w'}(T, t_a)$  比  $\sigma_{w'}(T, t_a)$  大 1.9—3.7 倍，两者的斜率也不同。 $T$  愈小，差别愈大，随着位移时间  $T$  增加，低频湍涡的影响增加， $\sigma_{w'}(T, t_a)$  对烟羽扩散的相对作用加大。上述结果说明，对于短距离的扩散过程而言，可以忽略  $\sigma_{w'}(T, t_a)$ ，对扩散起主要作用的是  $\sigma_{w'}(T, t_a)$ 。考虑较远距离的扩散过程时，需要用较长时间的观测资料计算湍流能谱及烟羽中心线平均值的摆动  $\sigma_{w'}(T, t_a)$ ，这时，低频大尺度湍涡对扩散过程的影响比较明显。

#### 四、结 束 语

声雷达探测在污染扩散问题中的应用是大家共同关心的。我们在文献 [13] 中给出了用声雷达测量的混合层高度估算污染物的地面浓度的方法。本文初步探讨了用声雷达测量的垂直风速资料计算对流边界层中垂直扩散系数的可能性。根据上述计算，可得出以下几点初步结果：

(1) 当信噪比较高时，(文中取声雷达的有效采样点数超过总采样点数 95% 以上的资料)，用声雷达计算的垂直速度谱密度和超声风速仪的计算结果在  $n < 3 \times 10^{-2}$  赫时，能量的峰值和能谱曲线的变化趋势基本一致；绝对数值略有差异，在高频部分有偏离。

(2) 在湍流扩散过程中，小尺度湍涡对扩散的影响较小。由滤波函数的特性也可看出，能谱的高频分量对计算湍流扩散系数的影响较小。用声雷达资料计算垂直扩散系数与超声风速仪计算的结果相近，一般情况下相对误差为 10%—20% 左右，个别情况下误

差较大。产生误差的主要原因是由于声雷达的测量误差以及声波在湍流大气中传播时的误差造成的。

(3) 在混合层中的覆盖逆温层底部, 由声雷达资料计算的垂直扩散系数最小, 在逆温层中次之。在充分发展的对流边界层中, 垂直扩散系数随高度的增加而加大。用声雷达测量的垂直扩散系数能够反映对流边界层中扩散过程的特征。

(4)  $\sigma_{xz}^2(T, t_a)$  的值随平均时间  $t_a$  的增加而减小, 当  $t_a$  一定时,  $\sigma_{xz}^2(T, t_a)$  比  $\sigma_{xz'}^2(T, t_a)$  小几倍。对于短距离扩散过程而言, 可以忽略  $\sigma_{xz}^2(T, t_a)$  的作用。

声雷达是一种遥感探测方法, 其测量精度比直接测量方法的精度低。由于声雷达能够移动, 故可以获得各个高度上的连续观测资料, 在允许的误差范围内, 用声雷达测量垂直扩散系数比直接测量方法更为简便, 并能得到更多信息。本文只是在小风条件下用声雷达探测资料计算垂直扩散系数的可能性做了初步探讨, 今后需要进行更深入的工作。我们认为, 在对声雷达测风误差做进一步分析的基础上, 给出合理的订正, 将会提高在实际大气中测风的精度和可靠性, 并将更有效地应用于扩散问题中。

### 参 考 文 献

- [1] Hay, J. S., Pasquill, F., 1959, Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence, *Advances in Geophysics*, 6, Academic Press, 345—365.
- [2] Gifford, F. F. Jr., 1976, Turbulent Diffusion—typing schemes: A review, *Nuclear Safety*, vol. 17, 68—86.
- [3] Hanna, S. R., Briggs, G. A., Deardorff, T., Egan, B. A., Gifford, F. A., Pasquill, F., 1977, Summary of recommendations made by the AMS workshop on stability classification schemes and Sigma curves, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Vol. 58, 1305—1309.
- [4] Doran, J. C., Horst, T. W., Nickola, D. W., 1978, Variations in measured values of lateral diffusion parameters, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 17, 825—831.
- [5] Mistra, P. K., McMillan, A., 1980, On the dispersion parameters of plumes from tall stacks in a shoreline environment, *Boundary layer Meteor.*, Vol. 19, 175—178.
- [6] Wang, I. T., Myers, R. L., McKinley, C. M., 1978, Concerning the use of routine meteorological data in estimating atmospheric diffusion parameters, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 17, 166—170.
- [7] 吕乃平、陈炎洞、李诗明、陈景南、郑月明, 1986, 多普勒测风声雷达与直接测量的观测比较, *气象学报*, Vol. 44, No. 2, 205—213.
- [8] 陈炎洞、吕乃平, 1986, 单点声雷达探测垂直速度的一种新的处理方法, *大气科学*, Vol. 10, No. 2, 164—170.
- [9] Sheih, C. M., 1980, On lateral dispersion coefficients as functions of averaging time, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 19, 557—561.
- [10] Gifford, F. A., 1968, A Outline of Theories of diffusion in the lower layers of the atmosphere. *Meteorology and Atomic energy*, U. S. Atomic Energy Commission, 65—116.
- [11] 吕乃平、陈景南、陈炎洞、郑月明、李诗明, 1982, 多普勒测风声雷达, *大气科学*, Vol. 6, No. 4, 413—421.
- [12] Turner, D. W., 1970, Workbook of Atmospheric dispersion estimates, u. s. Department of Health, Education and welfare, Cincinnati, Ohio.
- [13] 肖经纬、吕乃平、周明煜, 1984, 声雷达探测在大气扩散研究中的应用(2)——混合层深度及对应的地面浓度, *大气科学*, Vol. 8, No. 4, 373—381.

## APPLICATION OF SODAR SOUNDING TO ATMOSPHERIC DISPERSION (3)—CALCULATION OF VERTICAL DIFFUSION COEFFICIENTS IN THE CONVECTIVE BOUNDARY LAYER

Lu Naiping   Chen Yanjuan   Li Shiming

*(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)*

### Abstract

The spectra of vertical velocity and the vertical diffusion coefficients are calculated based on the data by the Doppler acoustic radar. The results show that the spectra measured by Doppler acoustic radar are correspondence with sonic anemometer for energy peak and variation trend in low frequency range,  $n < 3 \times 10^{-3}$  HZ, but some departures in high frequency range. In the mixed layer, because the inversion lid depresses the diffusion process, the smallest value of diffusion coefficients appears at the bottom of inversion lid, and the second small value is in the inversion layer. In a fully developed convective boundary layer, the variation of vertical diffusion coefficients increases with height. Therefore, in the convective boundary layer the variation of vertical diffusion coefficients obtained from the Doppler acoustic radar can express the diffusion process well.