

对流边界层湍流结构系数的声雷达研究

陈炎涓

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文叙述了在某些对流条件下,声雷达探测温度结构系数和风速结构系数(C_T^2 和 C_V^2)的简便方法.我们用声雷达在北京对于对流发展较好的自由对流体系作了实验,实验得到了9—10点钟时的 C_T^2 剖面 and 冬季13点钟时的 C_V^2 剖面.剖面结果表明,在 $Z \leq 0.7Z_i$ 区间的 C_T^2 和 C_V^2 剖面与 Kaimal 等(1976)在明尼苏达(Minnesota)(陆上)的实验结果比较接近;在 $0.7Z_i \leq Z \leq Z_i$ 区间,则我们用声雷达测量的 C_T^2 剖面 and 极大值都比 Kaimal 的结果大,并对两者的差别进行讨论.

一、引 言

声雷达遥感探测在行星边界层已得到广泛应用.声雷达回波图片的形象结构特征与天气现象、大气环境污染、大气波动和大气边界层层结生消演变规律的关系已有较多分析研究.边界层中声雷达定量探测研究多数局限于分析讨论定量测量的影响和与直接测量的对比研究,而用声雷达对整层边界层剖面结构的定量研究,至今还较缺少.毫无疑问,声雷达对边界层湍流结构的剖面研究,对于各类波的传播和边界层物理过程的认识都是有意义的.

本文利用声回波在上午界面比较清晰,信噪比较好的特点,结合320米气象塔平均场的资料,对在9—10点钟对流发展较好的对流边界层 C_T^2 剖面进行研究,还利用双点声雷达,以侧向天线作发射,垂直天线作接收,对中午13点钟低层 C_V^2 剖面相对值进行研究.

二、声雷达确定湍流结构系数的方法

局地均匀各向同性的湍流大气对声波的散射截面可写成^[1]

$$\sigma(\theta) = 0.033k^{1/3}\cos^2\theta \left[\frac{C_V^2}{C^2} \cos^2\frac{\theta}{2} + 0.13 \frac{C_T^2}{T^2} \right] \left(\sin\frac{\theta}{2} \right)^{-11/3} \quad (1)$$

式中 k 是声波波数, θ 是散射角, C_V^2 是风速脉动结构系数, C_T^2 是温度脉动结构系数.

$$C_V^2 = \overline{(\Delta u)^2} / r^{2/3} \quad (2)$$

$$C_T^2 = \overline{(\Delta T)^2} / \tau^{2/3} \quad (3)$$

当散射角 $\theta = 180^\circ$ 时(即后向散射), $\cos \frac{\theta}{2} = 0$, 公式(1)可以写成

$$\sigma(180^\circ) = 0.008 \frac{C_T^2}{T^2} \lambda^{-1/3} \quad (4)$$

从 Z 高度处接收到的电功率(P_r), 由声雷达方程可以写成

$$P_r = P_T \eta_T \eta_r \sigma \frac{C\tau}{2} A_r Z^{-2} e^{-2\alpha Z} \cdot G \quad (5)$$

式中 P_r 是接收电功率, P_T 是发射电功率, η_T 和 η_r 分别是发射时电—声和接收时声—电转换效率, τ 是发射脉冲宽度, A_r 是天线接收面积, α 是声衰减系数, G 是天线指向性补偿因子, 由(4), (5)式可得

$$C_T^2 = P_r Z^2 T^2 \lambda^{1/3} / [0.004 \eta_T \eta_r G P_T C \tau A_r e^{-2\alpha Z}] \quad (6)$$

式中 C 、 T 是散射体的声速和绝对温度, λ 是声波波长。

忽略 $e^{-2\alpha Z}$ 的衰减作用, (6)式中除 P_r 外其他均是声雷达仪器参数, 从接收到的 P_r 值即可从(6)式算出 C_T^2 值, C_T^2 值的资料处理详见文献[2]。

对流边界层下半部 C_T^2 相对剖面的测量方法, 根据文献[3, 4]的结果, 在温度通量不太大的情况下(温度通量 $\leq 5 \cdot 10^{-2}$ 度·米/秒), 有 $\frac{C_T^2}{C^2} \gg \frac{C_T^2}{T^2}$ 。考虑到(1)式散射截面中 C_T^2 项与 C^2 项的相对大小, 对侧向散射角 $\theta \leq 150^\circ$ 内接收到的散射能量(即散射截面), 绝大部分是 C_T^2 项的贡献, C^2 项的贡献可以忽略, 因此对温度通量 $\leq 5 \cdot 10^{-2}$ 度·米/秒, 散射角在 $\leq 150^\circ$ 的条件下, 我们即可从侧向散射截面推算出 C_T^2 值。

我们测量 C_T^2 值的几何结构示意图如图 1 所示, A、B 是两台声雷达所在位置, A 是垂直接收天线, B 是仰角(β)可调的侧向发射天线, 两天线半功率点张角为 8° , A、B 之间的水平距离为 100 米。

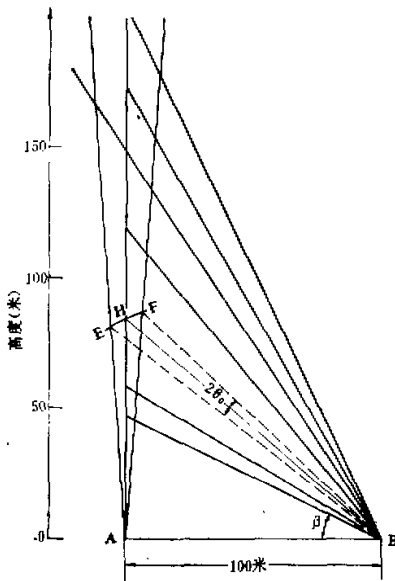


图 1 双点声雷达测量 C_T^2 剖面几何结构示意图

由于收发不是共用一台天线, 于是在不同探测高度上收发指向性的有效角度也是不同的, 因此对各高度必须作有效张角的指向性补偿订正。另一方面, 由于发射脉冲宽度对在各高度接收的有效值也是不同的, 故还需作归一化订正。下面我们先来分析一下有效发射张角的订正问题, 然后再来考虑有效发射脉冲长度订正问题。

我们考虑到垂直接收天线的指向性张角对各高度是相同的, 所不同的是在接收张角范围内不同高度的有效发射张角是不同的, 这种不同发射张角的补偿订正, 可以用确定声

束形状的指向性补偿因子的方法来处理。

根据文献[5]的推导,声雷达方程可写成

$$P_r = \frac{P_t C \tau \sigma A L_f}{2 Z^2} \left[\frac{G(0) \lambda^4 L^4(\theta_0)}{4 \pi^2 \theta_0^2 A^2} \right] \quad (7)$$

方括号内是声束形状收发指向性补偿因子。考虑到天线声束形状指向性补偿因子,对发射与接收是相同的,因此对收发一起的天线补偿因子可写成 $G = G_x \cdot G_x$, 或者

$$G_x = G_x = G^{1/2} \quad (8)$$

对于声能衰减到半功率点(3分贝)处的声束补偿因子(G)为0.4,对衰减到1分贝处的声束补偿因子为0.237,对(8)式中 G_x (或 G_x),衰减到3分贝和1分贝处的声束补偿因子则分别是0.633和0.49。

我们的声雷达天线参数与文献[5]十分相近(详见文献[2]),声束内的能量分布可用下式来表示

$$I = I_0(1 - 104.6 \sin^2 \theta_0) \quad (9)$$

我们收发天线系统的半功率点 θ_0 为 4° ,衰减到1分贝处为 2.5° 。考虑到轴向点上的补偿因子为零,根据0,1,3分贝处的声束补偿因子数值,可连接一条 $G(\theta_0)$ 的关系曲线。另外,从图1可推算出各发射仰角的探测高度,以探测高度 H 为动点,A、B两点为定点。画出 $AH + BH = \text{常值}$ 的等值曲线与垂直声束半功率处相交于E、F点,连接 $\angle EBF$ 角即是有效发射张角($2\theta_0$),再由半发射张角 θ_0 可从 $G(\theta_0)$ 曲线上查出发射补偿因子 G_x 。各发射仰角高度的有效发射半张角和发射补偿因子 G_x 的数值结果列于表1。

表1 各高度指向性发射补偿因子

仰角(度)	高度(米)	θ_0 (度)	G_x
25	46.6	1.81	0.41
30	58.0	2.10	0.445
40	84	2.60	0.51
50	119	3.09	0.55
60	173	3.65	0.60
		4.0	0.633

下面我们再来考虑发射脉冲长度订正问题。由于同一发射脉冲宽度 τ ,对指向性接收天线来说,在不同高度上接收到发射脉冲宽度的大小是不同的,因此为了对不同高度的 C_p 进行比较,对发射脉冲宽度 τ 必须作归一化补偿订正。我们采取沿发射方向在垂直天线方向声锥截面的等效长度与该方向的脉冲空间长度 $C\tau$ 的相对比值来表示其补偿因子,声锥截面在发射方向的等效长度是采用按椭圆形近似来求的。因为各仰角的补偿因子均采取各自发射方向上的相对比值,因此他们所得补偿因子无需再作仰角订正了。于是有效发射脉冲长度的补偿因子(F)近似关系式可由下式表示

$$F(\beta_i) = \frac{h_i \tan 4^\circ \cdot \pi}{2 C \tau \cos \beta_i} \quad (10)$$

式中 $\beta_i = 25^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$, $\tau = 100$ 毫秒, $h_i = 46.6$ 米, 58 米, 84 米, 119 米的补偿因子(F)可由(10)式求得, 对 $h_i = 173$ 米高度时的接收天线声锥截面范围已大于脉冲长度 $C\tau$, 所以它的等效长度要另作处理, 再求出补偿因子。由于发射仰角不同所引起的发射脉冲长度补偿因子分别是

$$F(25^\circ) = 0.169,$$

$$F(30^\circ) = 0.22,$$

$$F(40^\circ) = 0.36,$$

$$F(50^\circ) = 0.607,$$

$$F(60^\circ) = 0.85.$$

侧向发射, 垂直接收的探测高度与发射后的时间关系曲线可由下式来确定

$$h(t) = \frac{C^2 t^2 - a^2}{2Ct} \quad (11)$$

式中 $h(t)$ 是 t 时接收到的探测高度, t 是侧向发射半脉冲宽度 (50 毫秒) 后起算所经过的时间, a 是两天线位置的水平距离, (11) 式的计算结果如图 2 所示。

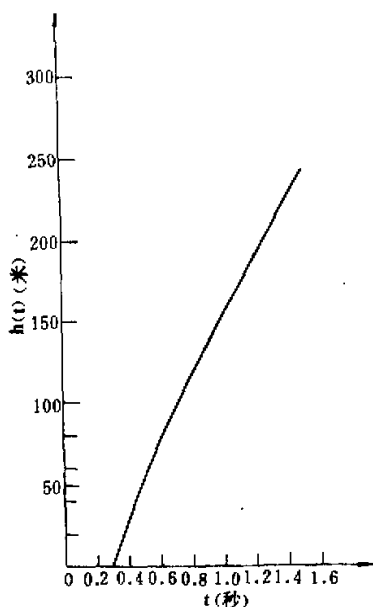


图2 双点探测高度与发射后所经历的时间关系图

三、试验场地、仪器和资料

1978 年 12 月 5 日在北京西郊地势平坦的机场观测; 1979 年 8 月 28 日和 1981 年 10 月 26 日, 在北京北郊气象塔地区试验, 声雷达天线安装在铁塔西边 250 米处, 该地区平均粗糙度长为 0.4 米^[6], C_z^2 值是用单点声雷达测量, 单点声雷达仪器参数见文献[7]。 C_z^2 值是用双点声雷达测量, 以侧向声天线作发射, 垂直声天线作接收, 侧向声天线安装在探照灯底座上, 仰角和方位角可调, 侧向天线声束指向性与单点声雷达天线类同。

西郊机场有常规地面气象资料, 气象塔地区有地面和气象塔上平均场气象资料作辅助观测, 即温差、风向、风速、湿度等。

四、 C_z^2 的垂直剖面

在对流条件下, C_z^2 的垂直剖面典型实例如图 3 所示 (1979 年 8 月 28 日 9 时)。从图 3 可以看出, 在混合层的底层部分, C_z^2 值随高度衰减是呈 $Z^{-4/3}$ 的规律减小, 一直减到极小值, 然后再随高度增加, 增加到最大值, 最后随高度很快减小。

行星边界层混合层的底层部分 C_z^2 是由地面被太阳辐射加热的热对流所造成的随高度减小, 而边界层的顶部是由高层空气夹卷而进入混合层, 从而在该高度形成了 C_z^2 极大

值,这种类型的 C_T^2 极大值通常发生在逆温层底附近,在混合层的中层温度层结趋于中性, C_T^2 值在 $0.5-0.7 Z_i$ 处出现极小值. 图 4 是与图 3 C_T^2 剖面相对应的温度剖面图.

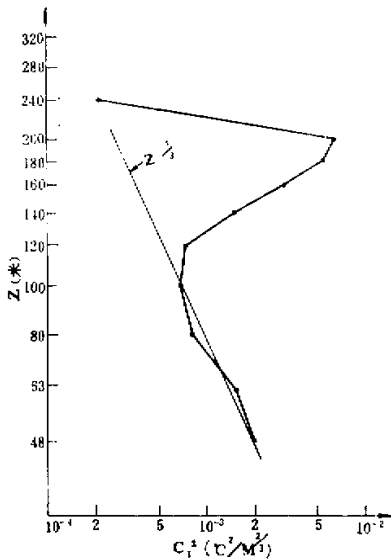


图 3 对流条件下,从声回波推得的平均 C_T^2 剖面(1979 年 8 月 28 日 9 时)

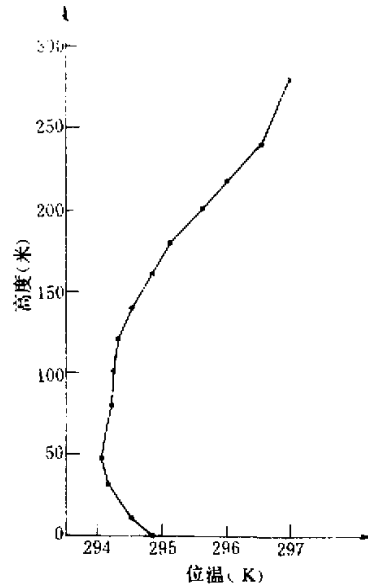


图 4 与图 3 C_T^2 剖面相对应的平均位温剖面(1979 年 8 月 28 日 9 时)

C_T^2 随高度呈负 $4/3$ 次规律衰减是一种自由对流状态的特征,在这种条件下 C_T^2 的表达式, Wyngaard 等把它写成^[9]

$$C_T^2 = \frac{4}{3K^{2/3}} \left(\frac{T}{g} \right)^{2/3} Q_0^{4/3} Z^{-4/3} \quad (12)$$

式中 K 是卡门常数, g 是重力加速度, Q_0 是地面感热流,应用 (12) 可推算出 Q_0 .

为了同其他直接测量结果进行比较,我们引入混合层尺度标量

$$\left. \begin{aligned} W_* &= \left(\frac{g}{\theta} Q_0 Z_i \right)^{1/3} \\ \theta_* &= Q_0 / W_* \\ Z_i & \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

这里 θ 是位温, Z_i 是混合层深度, W_* 和 θ_* 分别为速度和温度尺度, Kaimal 等(1976)对明尼苏达试验资料 C_T^2 的结果归纳成^[9]

$$\frac{C_T^2}{\theta_*^2 Z_i^{-2/3}} = \begin{cases} 2.66(Z/Z_i)^{-4/3} & Z \leq 0.5Z_i \\ 6.72 & 0.5Z_i \leq Z \leq 0.7Z_i \\ 19.52(Z/Z_i)^3 & 0.7Z_i \leq Z \leq Z_i \end{cases} \quad (14)$$

这是一种陆上对流发展比较充分和自由对流状态下的结果.

我们将在北京气象塔地区试验的,具有陆上和对流发展比较好以及自由对流状态的

两次资料,用混合层尺度作归一化处理后,以无因次 C_T^2 剖面的形式绘于图 5,其中声雷达

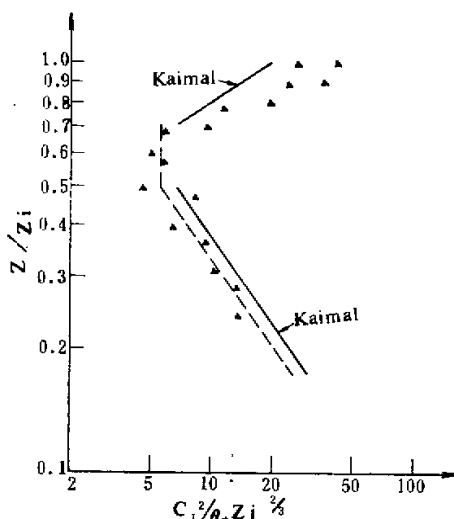


图 5 声雷达测量的并以(13)式作归一化后的无因次 C_T^2 剖面图。

探测的 C_T^2 值是 10 分钟平均,在计算时混合层深度 Z_i 取 C_T^2 极大值的高度,地面感热流 Q_0 是由 (12) 式 C_T^2 值推算得到的。

图 5 中黑三角符号是我们用声雷达探测的两次观测值。图中虚线表示这些观测值的剖面规律,实线是 Kaimal 等 (14) 式的结果。从图 5 可以清楚地看出,无因次 C_T^2 剖面的底部在 $Z \leq 0.5Z_i$ 和 $0.5Z_i \leq Z \leq 0.7Z_i$, 这两部分我们声雷达的测量资料与 Kaimal 等所得的结果比较接近,稍低于 Kaimal 的数值,而在 $0.7Z_i \leq Z \leq Z_i$ 区间里,我们声雷达试验数值普遍地要比 Kaimal 的大,并且 C_T^2 值随高度增加的速率也比 Kaimal 的快。

五、 C_T^2 剖面的极大值

Wyngaard 和 Le Mone (1980) 所推导的,关于以热力作用为主的对流边界层顶部界面层温度结构系数的平均值可以表示成^[11]

$$\langle C_T^2 \rangle \simeq \frac{0.5 \Delta \theta_* \theta_{**}}{Z_i^{2/3}} \quad (15)$$

$$\theta_{**} = Q_{0*} / W_* \quad (16)$$

这里 $\Delta \theta_*$ 是界面上虚位温跳跃值, Q_{0*} 是地表面虚位温通量。

如果对陆上可以忽略界面层上的湿度跳跃,那么从(15)式可给出 C_T^2 的极大值为

$$C_{TW}^2 = K_1 \frac{\Delta \theta_* \theta_*}{Z_i^{2/3}} \quad (17)$$

我们从单点声雷达探测可推算出混合层顶的 C_1^2 极大值, 另外用混合层尺度标量方法推导出 (17) 式, 亦可算出 C_1^2 极大值。(17) 式的 $\Delta\theta$ 是从铁塔上 10 分钟平均温差资料得到的, 速度和温度标量中 Q_0 和 Z_i 是从声雷达资料得到的 (Q_0 从 (12) 式求得, Z_i 是 C_1^2 极大值的高度)。我们将 1979 年 8 月 28 日 9 时和 1981 年 10 月 26 日 10 时测量的资料, 用上述两种方法分别算出它们的极大值, 计算结果列在表 2。在对 (17) 式作计算时, 式中取 $K_1 = 1.0$, 即这时的极大值相当于两倍的平均值。从表 2 数值的比较可以看出, 从声雷达探测推算得的 C_1^2 极大值要比从 (17) 式计算得到的 C_1^2 极大值大些。

表 2 两种方法推算 C_1^2 剖面的极大值(单位: 度²·米^{-2/3})

计算方法	时 间	1979 年 8 月 28 日 9 时	1981 年 10 月 26 日 10 时
	(17) 式计算	4.05×10^{-3}	2.2×10^{-3}
	声回波推算	6.22×10^{-3}	2.6×10^{-3}

六、 C_1^2 值的相对垂直剖面

我们以侧向天线作发射, 垂直向天线作接收, 1978 年 12 月 5 日中午 13 时在西郊机场进行试验, 当日天气是晴天小风, 趋于对流条件。由于冬季温度通量不会太大, 因此我们在侧向散射角小于 150° 内接收的散射截面, 是符合第二节所谈的测量 C_1^2 条件的, 即在这种条件下, 接收到的侧向散射能量主要是 C_1^2 项的贡献, C_2^2 项的作用可以忽略, 于是我们从侧向接收的回波讯号通过声雷达气象方程就可以计算出 C_1^2 剖面了。各高度有效发射张角和有效发射脉冲长度的补偿订正, 可按第二节所分析讨论的结果进行。最后我们忽略了大气在声波传播路径上对声波衰减作用的差别, 并以 $C_1^2(Z)/C_1^2(46.6)$ 的相对剖面形式给于图 6。图中圆圈(O)符号是实测数据, 曲线是实测资料的剖面规律。从图 6 可以看出, 在对流混合层下半部, C_1^2 比值随高度的相对剖面是等于一个常数加上一个变数项, 变数项是随高度按 $-2/3$ 次幂衰减的, 其 C_1^2 相对剖面规律近似地可用下式来表示

$$C_1^2(Z)/C_1^2(46.6 \text{ 米}) = 0.6 + 4.2Z^{-2/3} \quad (18)$$

这种关系与 Kaimal 等^[3,9] 在对流层中下半部的 C_1^2 剖面比较接近 (图中负三分之二的斜率线为参考线)。

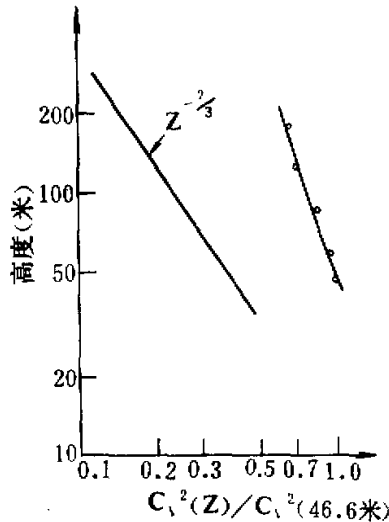


图 6 C_1^2 相对剖面图 (1978 年 12 月 5 日 13 时)

七、小结与讨论

根据前面各节的分析讨论和实验资料结果,我们可以得到下面几点初步看法。

1. 在对流边界层中,用简单的声雷达单点和双点探测就可以分别获得 C_{ϵ}^2 剖面 and C_{ϵ}^3 剖面。

2. 在对流边界层下半部,声雷达探测的 C_{ϵ}^2 剖面 and C_{ϵ}^3 剖面规律与 Kaimal 等的实验结果比较一致。

3. 在对流边界层上半部,即 $Z \geq 0.7 Z_i$ 时,声雷达探测的 C_{ϵ}^2 剖面 and 它的极大值均比 Kaimal 的结果要大。

下面我们根据声雷达探测与直接测量 C_{ϵ}^2 的对比研究中的结果对上面第三点结论谈一点粗浅看法。根据对比研究^[2,10]中的结果有 $C_{\epsilon}^2_{测}/C_{\epsilon}^2_{测}$ 的比值,在稳定条件时要比不稳定时大,并且在稳定时 $C_{\epsilon}^2_{测}/C_{\epsilon}^2_{测}$ 的比值是大于 1,其比值还随稳定度的增大而增大;另一方面,在对流边界层中,一般层结剖面的物理模式是在近地层为不稳定 ($\gamma > \gamma_a$),到中层高度处为中性 ($\gamma = \gamma_a$),再往上是趋向稳定层结,到顶层为逆温层盖子(很稳定层结,图 4 温度剖面就是一例。)于是我们可以认为 Z 从 $0.7 Z_i$ 向 Z_i 高度过渡时的稳定度是从弱的稳定向强稳定过渡,即在 $0.7 Z_i - Z_i$ 区间里稳定度是随高度增加而增大,而 $C_{\epsilon}^2_{测}/C_{\epsilon}^2_{测}$ 比值是随稳定度的增大而增大的,于是就有 $C_{\epsilon}^2_{测}/C_{\epsilon}^2_{测}$ 比值随高度增大的结论,这就解释了为什么在 $Z > 0.7 Z_i$ 时声雷达 C_{ϵ}^2 剖面 and C_{ϵ}^3 极大值均比 Kaimal 的结果大。然而从声雷达直接测得的 C_{ϵ}^2 (或 C_{ϵ}^3) 剖面,对于声波在混合层大气中的传输问题来说,无疑是更具有实用价值。

参 考 文 献

- [1] Каллистратова, М. А., Академия наук СССР Труды Института Физики Атмосферы, No. 4 p. 208, 1962.
- [2] 周明煜、陈炎洞等,声雷达探测与直接测量温度结构系数的对比研究,地球物理学报,第 25 卷,第 6 期 492—499, 1982.
- [3] Brown, E. H. and Clifford S. F., On the attenuation of Sound by turbulence, *J. Acoustical, Soc. Amer.*, Vol. 60, no. 4, P. 788—794, 1976.
- [4] 陈炎洞、周明煜,近地层大气湍流特征与气象要素分布规律在声雷达探测中的应用,中国科学院大气物理研究所集刊,第 10 号,第 45—53 页,1982年.
- [5] Hall, F. F. and Wescott, J. W., Acoustic antennas for atmospheric echo Sounding, *J. Acoustic. Soc. Amer.*, Vol. 56, no. 5, P. 1376—1382, 1974.
- [6] 袁素珍、雷孝恩,320 米塔上测定的大气稳定度类和风速廓线,中国环境科学(双月刊)第 11 卷第 3 期第 29—34 页, 1982.
- [7] 范锡安等,单点声雷达测温系统,中国科学院大气物理研究所集刊,第 10 号,第 1—24 页, 1982年.
- [8] Wyngaard, J. C., Izumi, Y. and Collins, S. A., Behavior of the Refractive-index Structure Parameter Near the Ground, *J. Opt. Soc., Amer.* Vol. 61, 1646—1650, 1971.
- [9] Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Haugen, D. A., Cote, O. R., Izumi, Y., Caughey, S. J. and Readings, C. J., Turbulence structure in the Convective Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 33, 2152—2169, 1976.
- [10] Asimakopoulou, D. N., Cote, R. S., Caughey, S. J. and Orease, B. A., A Quantitative Comparison Between acoustic Sounder Returns and the direct Measurement of atmospheric temperature Fluctuations, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol. 10, No. 2, P. 137—147, 1976.

- [11] Wyngaard, J. C. and Le Mone, M. A., Behavior of the Refractive index structure parameter in the Entraining Convective Boundary-Layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 37, 1573--1585, 1980.

THE STUDY OF TURBULENCE STRUCTURE COEFFICIENT IN THE CONVECTIVE BOUNDARY LAYER BY USING ACOUSTIC RADAR

Chen Yanjuan

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

This paper describes a simple method to detect the temperature and velocity structure coefficients (C_T^2 and C_V^2) in the atmospheric boundary layer under convective conditions by using sodar. The C_T^2 and C_V^2 profiles were measured in well-developed mixed layer, respectively at 9—10 a.m. and at 1 p.m. in winter. The results have shown that C_T^2 and C_V^2 profiles are approximate to the over-land measurements by Kaimal et al. (1976), when $Z \leq 0.7 Z_i$. But at higher level, $0.7 Z_i \leq Z \leq Z_i$, the C_T^2 profile and its maximum values are overestimated. The causations responsible for the differences have also been discussed.