

# 声雷达定量测量 $C_T^2$ 中的几个问题

潘乃先

(北京大学地球物理系, 北京 100871)

## 提 要

本文讨论了逾量衰减和风对声线的弯曲作用对声雷达接收功率的影响。分析和计算表明在很多情况下分子吸收、逾量衰减和风的影响对测量  $C_T^2$  是不能忽略的, 不考虑这些因素有时可使  $C_T^2$  低估 500% 以上。引进有效湍流外尺度后使声散射截面表达式在实际应用中变得合理而简单。由简化的几何模型导出了风衰减因子, 经计算和以往的实验事实相符。因此在原声雷达方程中应加入风衰减因子。声雷达方程加上逾量衰减算式、风衰减算式和分子衰减算式, 组成了适合定量测量  $C_T^2$  的声雷达方程组。利用温度脉动仪测定低高度上的  $C_T^2$  值可使估算工作简化, 此方法在多普勒声雷达上应用效果会较好, 本文并给出了初步实验结果。

关键词: 声雷达; 温度结构系数; 逾量衰减; 风衰减。

## 一、引 言

声雷达问世没有多少年就已有人开始研究用它来定量测定温度结构系数  $C_T^2$ <sup>[1,2]</sup>。最初的实验只是在一个高度上把声雷达测量值与铁塔上仪器直接测量值进行对比, 其结果显示大气层结由稳定过渡到不稳定, 在一次个例观测<sup>[1]</sup>中比值  $C_{Ta}^2/C_{Td}^2$  由 2 逐步降至 0.5。统计来看在不稳定条件下比值  $C_{Ta}^2/C_{Td}^2=0.7$ , 稳定条件下  $C_{Ta}^2/C_{Td}^2=1.16$ 。之后 Haugen 等<sup>[3]</sup>在三个高度上进行了实验对比, 结果表明差别更大, 误差可达 400% 或更多。Haugen 等推测这种现象是由于湍流引起的逾量衰减作用和水平风作用下波束的弯曲所造成的, 并提出用双点声雷达观测同时确定  $C_T^2$  和  $C_T^2$  以估算逾量衰减值。Neff<sup>[4]</sup>为了检验上述推测和验证 Brown 等人的理论<sup>[5]</sup>, 作了两种频率 (1250 Hz 和 2500 Hz) 的发射接收实验, 实验表明随高度的增加接收到的高频窄波束的回波衰减得比低频宽波束快, 风速愈大接收到的高频窄波束回波衰减比低频宽波束也愈多。Neff 并没有和实验结果结合起来给出描述逾量衰减和风影响的解析表示。Clifford 和 Brown 在 1980 年写了一篇有关逾量衰减的理论文章<sup>[6]</sup>, 但自那以后再未见到实验比较中采用过该理论。有人认为大气中  $C_T^2$ ,  $C_T^2$  的变化本身就有数个量级, 因此测量误差如果只差二倍就不象当初显得那么严重了, 但误差超过 400% 的也不少见。不提高  $C_T^2$  测量精度就会大大降低其利用价值, 而进一步提高  $C_T^2$  的测量精度是可能的。为了分析定量测量  $C_T^2$  中的几个主要问题不得不再回顾声散射理论并联系实际应用作进一步讨论。

1992 年 2 月 27 日收到, 6 月 13 日收到修改稿。

## 二、声散射理论在应用中的问题

### 声散射截面<sup>[7]</sup>

$$\sigma(\theta) = \frac{\pi}{2} k^4 \cos^2 \theta \left[ \frac{\Phi_r \left( 2k \sin \frac{\theta}{2} \right)}{T_0^2} + \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{E \left( 2k \sin \frac{\theta}{2} \right)}{\pi C^2 \left( 2k \sin \frac{\theta}{2} \right)^2} \right] \quad (1)$$

是在均匀各向同性湍流条件下导出的。在推导中用到的声波压力场是按平面波处理的，应用了柯尔莫哥洛夫的局地各向同性理论和惯性副区的柯尔莫哥洛夫谱才将(1)式化为便于应用的形式：

$$\sigma(\theta) = 0.033 k^{1/3} \cos^2 \theta \left[ \frac{C_0^2}{C^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 0.136 \frac{C_r^2}{T^2} \right] \left( \sin \frac{\theta}{2} \right)^{-11/3} \quad (2)$$

(2)式有个缺点，即当  $\theta \rightarrow 0$  时  $\sigma(\theta) \rightarrow \infty$ ，这在物理上不合理，数学上使求衰减系数的积分

$$a_\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3)$$

发散，从而无法计算逾量衰减系数。另外一点就是(2)式并非对所有  $\theta$  都成立。由(1)式决定了对  $\theta$  方向散射起作用的湍流尺度(Bragg 条件)为

$$l(\theta) = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4)$$

当  $\theta$  变小时  $l(\theta)$  就增大，当  $l(\theta)$  增大到不再满足湍流外尺度  $L_0 \gg l(\theta)$  时，(2)式本身就不再成立了。对这一点的忽视或积分限的选取不同也许是以前的某些计算和实验对比彼此不一致的主要原因。

实际上由于湍流的最大尺度是有限的，若用  $L_0$  表示湍流外尺度，则最小散射角为

$$\theta_{\min} = 2 \arcsin \left( \frac{\lambda}{2L_0} \right), \quad (5)$$

因而逾量衰减系数应为

$$a_\theta = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (6)$$

(6)式至少避免了在  $\theta=0$  时引起的积分发散。为避免(2)式造成(3)式发散问题，可采用 von Karman 谱导出的声散射截面表达式<sup>[8]</sup>，但其形式比(2)式要繁，而其简化近似以后得到的结果<sup>[8]</sup>和将(2)式代入(6)式的结果<sup>[10]</sup>在积分数值上没有什么两样。

至此留下了两个问题: (1) 实际上的  $L_0$  如何确定? (2)  $L_0$  已落在惯性副区以外, (2) 式不成立. 这两个问题在这里看来并不好解决. 由于前向散射较强以及由 (6) 式求出的衰减系数对  $L_0$  值很敏感 ( $\alpha_e \propto L_0^{5/3}$ )<sup>[10]</sup>, 因而主观地估计  $L_0$  值会带来很大误差. 文献 [9] 选择  $L_0 = 6.5 \text{ m}$  估算逾量衰减, 用于 Neff<sup>[11]</sup> 的资料. 看来订正后的  $C_T^2$  廓线合理, 但湍流测量表明, 平均来说垂直湍流谱峰值波长  $\lambda_m \geq Z$ , 远远大于  $6.5 \text{ m}$ . 可见, 用实际大气的  $L_0$  将大大高估逾量衰减.

### 三、有限宽度声波束的逾量衰减

声雷达发出的波束通常在  $10^\circ$  左右, 可探测高度不超过  $1 - 2 \text{ km}$ . 把这样一个有限宽度声波束当作波阵面是无界的平面波来处理散射问题显得不合理. 特别要注意 (1) 式和 (2) 式的一个重要物理概念是由湍流散射 Bragg 条件 (4) 式表示的. 这一条件在有限宽度波束中受到了限制, 也就是起散射作用的湍流波长  $l(\theta)$  受到了波束横截面的限制. 那些波长大于或接近于波束直径的湍流扰动是不可能对有限宽度波束内的声波散射产生影响的, 就如同一束平行光照在一块少于两条狭缝的“光栅”上不能产生衍射干涉光谱条纹的道理一样. 作者在文献 [10] 中定义了一个有效湍流外尺度  $L_e$  以取代 (5) 式中的湍流外尺度  $L_0$ :

$$L_e = R \tan \frac{\alpha}{2}, \quad (7)$$

式中  $R$  是散射体到天线的距离,  $\alpha$  是波束张角. 对于声雷达来说, 起湍流散射作用的最大湍流波长  $L_e$  是满足条件  $l_0 \ll L_e \ll L_0$  的,  $l_0$  是湍流耗散尺度. 因而可以用 (6) 式计算逾量衰减系数. 将 (7) 式代入 (6) 式并忽略高阶小量, 得

$$\begin{aligned} \alpha_e = & 0.00206 k^{1/3} \frac{C_T^2}{T} (15 m^{1/3} + 0.6 m^{-5/3} - 13.09) \\ & + 0.113 k^{1/3} \frac{C_T^2}{T^2} (12 m^{1/3} + 0.6 m^{5/3} - 10.89), \end{aligned} \quad (8)$$

式中  $m = \lambda/2L_e$ . 用有效湍流外尺度代入 (8) 式的计算结果表明: 同样的  $C_T^2$  和  $C_T^3$ , 距声源愈远逾量衰减系数愈大, 波束张角愈小逾量衰减系数愈小. 由于某高度的后向散射波束截面决定于该高度的发射波束截面, 因而计算后向散射波的逾量衰减时  $L_e$  应取该高度上的值, 且在回程途中不变. 对声雷达来说后向散射波从散射体传播到天线的路程中受到的逾量衰减比发射波从天线传到该散射体所受到的衰减要大.

### 四、风对声回波接收功率的影响

风使声线发生弯曲, 对于声雷达垂直向上发射的声束, 在  $Z$  高度上, 风将使其轴心对天线偏转一个角度<sup>[11]</sup>

$$\begin{aligned}\delta &= \arctg \left( \frac{\sqrt{\langle u(Z) \rangle^2 + \langle v(Z) \rangle^2}}{C} \right) \\ &= \arctg \left( \frac{1}{20.05} \sqrt{\frac{\langle u(Z) \rangle^2 + \langle v(Z) \rangle^2}{T}} \right),\end{aligned}$$

式中  $\langle u(Z) \rangle$  和  $\langle v(Z) \rangle$  为笛卡尔坐标下风速的二个分量在  $0 \sim Z$  这一层内的平均值,  $T$  为气层的平均气温. 这也就是散射体积偏离天线主轴的角度. 但对于偏转角为  $\delta$  的散射体积其散射回波到达天线时的到达角则是<sup>[12]</sup>

$$\psi = 2\delta = 2 \arctg \left( \frac{1}{20.05} \sqrt{\frac{\langle u(Z) \rangle^2 + \langle v(Z) \rangle^2}{T}} \right). \quad (9)$$

(9)式与以往的类似表达不同, 它明确指出风对散射体积位置的移动是气层内风矢量合成的结果. 因而对气层内风速的平均不能是标量平均而应是以天线为原点的极坐标系内的矢量平均. 而(9)式适合用多普勒声雷达的风廓线来求得到达角.

为了实际处理方便, 我们建立一个简化的几何模型: 声能在锥形波束内均匀, 波束张角为  $\alpha_0$ , 那么风对声束的偏转就使得天线收不到一部分回波能量. 回波能够到达天线的那部分散射体积是原截面与声束偏转  $\psi$  后的截面相重合的部分. 不难从几何上推求风的衰减因子为

$$a_w = \frac{P_{rw}}{P_{r0}} = \frac{A_w}{A_0} = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{\arccos \left( \frac{\psi}{\alpha} \right)}{180} \pi - \sqrt{1 - \left( \frac{\psi}{\alpha} \right)^2} \cdot \frac{\psi}{\alpha} \right]. \quad (10)$$

式中  $P_{r0}$  是无风时天线接收到的回波功率,  $P_{rw}$  是有风时接收到的回波功率,  $A_w$  是有风时能收到回波的部分声束截面积,  $A_0$  是声束截面积.

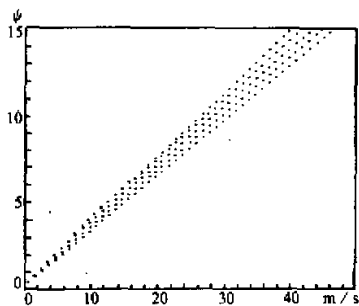


图1 到达角和风速的关系, 最上一条线  $t = -40^\circ\text{C}$ , 依次每线增加  $20^\circ\text{C}$

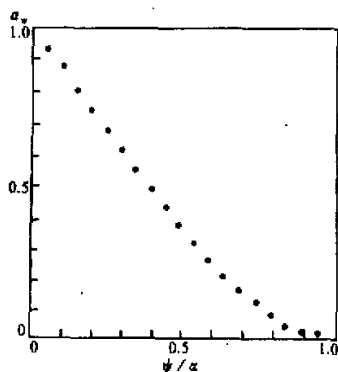


图2 风速衰减因子  $a_w$  和到达角与波束张角之比的关系

图1画出了高度 $Z$ 以下气层内平均风速与高度 $Z$ 处散射体回波的到达角之间的关系。图2给出到达角和波束张角之比 $x/\alpha$ 与风衰减因子 $a_w$ 之间的关系,可见波束愈窄受风影响愈大。我们利用Neff<sup>[1]</sup>所提供的二种不同频率的波束张角按(7)–(10)式粗略估计了它们的衰减随高度的变化,其结果与Neff<sup>[4]</sup>的实验定性一致。

### 五、声雷达方程和 $C_T^2$ 的测量、订正

如前述,考虑到声雷达发射的声束截面是有限的,声散射截面仍可用(2)式表达。采用有效湍流外尺度 $L_e$ 后,可用(7)和(8)式估算逾量衰减系数。再考虑到风速衰减因子等,声雷达方程应改写如下:

$$P_r = P_t \eta_r \eta_t \frac{c \pi A G}{2 R^2} \sigma(\pi) a_w e^{-2 \int_0^R \alpha_m dr} e^{-\int_0^R \alpha_e(r) dr} e^{-\int_0^R \alpha_e(r, R) dr}, \quad (11)$$

其中 $\sigma(\pi) = 0.045 k^{1/3} C_T^2 / T^2$ ,  $\alpha_m$ 表示分子吸收衰减系数<sup>[9]</sup>,  $\alpha_e(r)$ 表示声波由天线发射到 $R$ 处路程上的逾量衰减系数,  $\alpha_e(r, R)$ 表示散射回波由 $R$ 到天线处路程上的逾量衰减系数。 $\alpha_e(r, R)$ 中的 $R$ 表示 $L_e$ 不随 $r$ 改变而取 $R$ 处的值。(11)式可改写成

$$P_r = C_s \frac{1}{R^2} \cdot C_T^2 \cdot a_w \cdot T_m \cdot T_\theta, \quad (12)$$

式中 $C_s$ 为由声雷达各参数组成的系数,  $a_w$ 为风速衰减因子,  $T_m$ 为大气分子吸收透率,  $T_\theta$ 为大气逾量衰减透率。

$$T_\theta = e^{-\int_0^R \alpha_e(r) dr} e^{-\int_0^R \alpha_e(r, R) dr}, \quad (13)$$

因此

$$C_T^2 = \frac{P_r R^2}{C_s \cdot a_w \cdot T_m \cdot T_\theta}. \quad (14)$$

估算 $C_T^2$ 可有两种途径。一种是精确标定声雷达方程系数 $C_s$ ,在不考虑衰减因素的情况下,用接收功率求得 $C_T^2$ 的初值。

$$C_T^2 = \frac{P_r R^2}{C_s}. \quad (15)$$

再利用一发一收双点工作方式测量侧向散射,确定 $C_T^2$ 。将 $C_T^2$ 和 $C_p^2$ 代入(8)式计算逾量衰减系数,代入(13)求出透过率的初值 $T_{\theta 0}$ 。将 $T_{\theta 0}$ 以及由气象资料求得的 $a_w$ 和 $T_m$ 代入(14)式即可求出订正后的 $C_T^2$ 。若要更精确一些,可将 $C_T^2$ 代入(8)式再迭代一次。这种方法的困难之处在于双点工作方式在技术实现上比较麻烦,精确测定系数 $C_s$ 需要好的仪器设备和条件。

另一种方法是把单点工作方式的多普勒声雷达和地面温度脉动仪结合起来。温度脉动仪最好安置在声雷达可测的最低高度上。利用温度脉动仪直接测量的 $C_{Td}^2$ 作为最低高度的 $C_T^2$ 值代入(14)式定出声雷达系数 $C_s$ 。由于是低高度,所以 $T_m \approx T_\theta \approx 1$ ,若风

小时  $a_w \approx 1$ ,  $C_T$  可以定得较精确. 以后的主要工作是确定  $T_e$  和利用多普勒声雷达的风廓线确定  $a_w$ .

多普勒声雷达回波频谱的方差代表了散射体积内的湍流能量<sup>[13]</sup>.

$$\sigma_f^2 = \langle V'^2 \rangle, \quad (16)$$

按照柯尔莫哥洛夫均匀局地各向同性湍流条件下得到的结构函数(三分之二次方定律)可导出一维能谱<sup>[14]</sup>

$$E(k) = \frac{1}{2\pi} \Gamma(5/3) \sin(\pi/3) C_T^2 k^{5/3}. \quad (17)$$

另外, 用 von Kármán 谱函数可得一维能谱的另一种表达式

$$E(k) = \Gamma(5/6) L_0 \langle V'^2 \rangle / (3\sqrt{\pi} \Gamma(1/3) (1 + \kappa^2 L_0^2)^{5/6}). \quad (18)$$

联立(17)和(18)并令  $k=1$  我们得到

$$C_T^2 = 0.636 L_0 \langle V'^2 \rangle / (1 + L_0^2)^{5/6}. \quad (19)$$

这个式子建立了局地各向同性湍流场的速度结构系数和速度起伏量的方差与湍流外尺度的关系. 联系到声雷达探测, (16)式所指的  $\langle V'^2 \rangle$  比(18)式的要小, 因为散射体积的限制声雷达测量的  $\langle V'^2 \rangle$  最多只包含了与散射体积相当尺度的速度起伏. 由此我们对(19)式作一个适用于声雷达的近似, 令湍流外尺度等于有效湍流外尺度  $L_e$ , (19)式就转化为适用于声雷达的式子:

$$C_T^2 = 0.636 L_e \langle V'^2 \rangle / (1 + L_e^2)^{5/6}, \quad (20)$$

式中  $L_e$  由(7)式表示. 这样由多普勒声雷达测到的回波谱方差通过(16)和(20)式求出  $C_T^2$  加上由(15)式求得的  $C_{T_0}^2$  就可计算  $T_{e0}$ . 将  $T_{e0}$  以及  $a_w$ ,  $T_m$  代入(14)即可求出  $C_T^2$ . 若要更精确再迭代一次足够了. 若无法得到  $a_w$  和  $T_m$ , 可设它们等于 1, 这样估计误差会大些.

## 六、初步实验结果

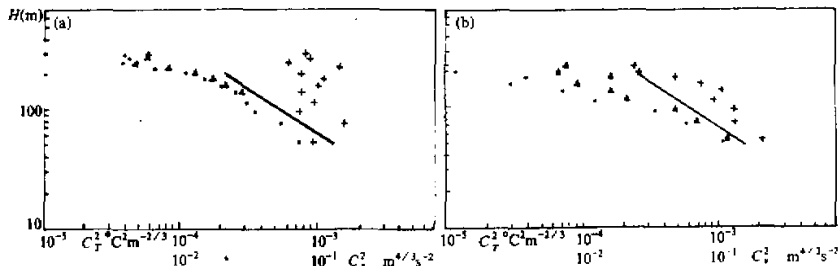


图3 湍量衰减订正前后的  $C_T^2$  廓线

为订正前  $C_T^2$ ,  $\blacktriangle$  为订正后  $C_T^2$ ,  $+$  为  $C_T^2$ ,  $\alpha=10$ .

(a) 1989年10月26日 9:52—10:26,  $t=15^\circ\text{C}$ , (b) 1989年11月30日 11:52—12:50,  $t=7.4^\circ\text{C}$

1989 年 10 月 26 日和 11 月 30 日我们用上节第二种方法在北京大学物理楼顶进行了试验。使用仪器有一台 Aerovironment model 300C 单点声雷达，一台铂丝温度脉动仪和苹果机。铂丝直径为  $1\mu\text{m}$ ，双探头相距  $1\text{m}$ 。苹果机用于数据采集。声雷达最低可测高度为  $50\text{m}$ ，遗憾的是铂丝探头只能安在天线附近而且没有风廓线。采用复协方差法计算垂直速度和回波谱的方差，估计速度谱方差时按地面最大风速 ( $2.5\text{ m/s}$ ) 扣除了横向风效应<sup>[11]</sup>。计算有效湍流外尺度时加上了天线半径。实际上对  $C_T^2$  的估计只考虑了逾量衰减订正，可能低估 5%—30%。表 1 和图 3 给出了实验结果。表中  $\alpha_e$  指该高度上的逾量衰减系数， $T_r$  指天线到该高度往返路程的总透过率。图 3a 是对流正发展时，在观测期间混合层顶从  $100\text{ m}$  升至  $340\text{m}$ ，这可能是  $100\text{—}200\text{m}$  间  $C_T^2$  值高出  $4/3$  线的原因。图 3b 中对流已充分发展，订正后的点较好地符合  $4/3$  次方规律。图 4 用文献 [12] 的资料计算得到。

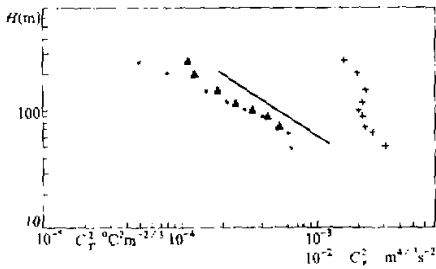


图 4 逾量衰减订正前后的  $C_T^2$  廓线

符号同图 3，资料来自文献 [12]

符号同图 3，资料来自文献 [12]

表 1  $C_T^2$  测量值的逾量衰减订正\*

| 1989 年 10 月 29 日 9:52—10:26, $t=15^\circ\text{C}$ |       |            |         |            |       |         | 11 月 30 日 11:52—12:50, $t=74^\circ\text{C}$ |         |            |       |         |  |
|---------------------------------------------------|-------|------------|---------|------------|-------|---------|---------------------------------------------|---------|------------|-------|---------|--|
| 高度                                                | $L_e$ | $C_{T0}^2$ | $C_V^2$ | $\alpha_e$ | $T_r$ | $C_T^2$ | $C_{T0}^2$                                  | $C_V^2$ | $\alpha_e$ | $T_r$ | $C_T^2$ |  |
| 50                                                | 2.78  | 720        | 93      | 27         | 0.997 | 721     | 1090                                        | 2061    | 630        | 0.939 | 1160    |  |
| 70                                                | 5.84  | 520        | 156     | 162        | 0.987 | 526     | 560                                         | 1281    | 1401       | 0.818 | 684     |  |
| 90                                                | 7.59  | 350        | 74      | 120        | 0.978 | 357     | 330                                         | 1281    | 2181       | 0.694 | 475     |  |
| 110                                               | 9.34  | 300        | 94      | 215        | 0.963 | 311     | 120                                         | 908     | 2191       | 0.569 | 210     |  |
| 130                                               | 11.09 | 260        | 76      | 231        | 0.947 | 274     | 71                                          | 1054    | 3390       | 0.433 | 164     |  |
| 150                                               | 12.84 | 200        | 100     | 389        | 0.922 | 216     | 30                                          | 738     | 3035       | 0.322 | 93      |  |
| 170                                               | 14.59 | 150        | 109     | 528        | 0.890 | 168     | 39                                          | 477     | 2430       | 0.288 | 163     |  |
| 190                                               | 16.34 | 110        | 76      | 447        | 0.860 | 127     | 12                                          | 256     | 1575       | 0.177 | 67      |  |
| 210                                               | 18.09 | 66         | 144     | 993        | 0.810 | 81      | 10                                          | 239     | 1745       | 0.128 | 77      |  |
| 230                                               | 19.84 | 37         | 62      | 503        | 0.775 | 47      |                                             |         |            |       |         |  |
| 250                                               | 21.59 | 42         | 87      | 804        | 0.730 | 57      |                                             |         |            |       |         |  |
| 270                                               | 23.34 | 39         | 82      | 866        | 0.683 | 57      |                                             |         |            |       |         |  |

\* 表内长度单位是  $\text{m}$ ， $C_{T0}^2$ 、 $C_T^2$  和  $\alpha_e$  的值需乘以  $10^{-8}$ ； $C_V^2$  的值需乘以  $10^{-4}$ 。

七、 结 论

声雷达遥感  $C_T^2$  已用于估计微波通讯时的大气衰减和不稳定天气的热通量等方面，误差过大会使得它的应用失去意义。这一误差是由多种因素引起的。大气动力和热力特性在空间和时间上的大幅度变化使得声波和大气的相互作用变得相当复杂。现在看来，声波的分子吸收衰减、湍流衰减和风使声束弯曲都应在声雷达方程中有体现。不考虑这些因素可使  $C_T^2$  低估 5%—500% 以上。以方程式 (11) 和 (7)—(10) 组成的声雷达方程组应能较好地适用定量测量  $C_T^2$ ，它同时也说明非多普勒声雷达在提高  $C_T^2$  精度上已无多大潜力。利用多普勒声雷达可望将误差控制在 50% 以内。

1990 年 1 月 9 日

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Neff, W. D., 1975, Quantitative evaluation of acoustic echoes from the planetary boundary layer. NOAA Technical Report ERL 322 — WPL 38.
- [ 2 ] Asimakopoulou, D. N., Cole, R. S., Caughey, S. J. and Crease, B. A., 1976, A quantitative comparison between acoustic sounder returns and the direct measurement of atmospheric temperature fluctuations, *Boundary Layer Meteor.*, **10**, 137 — 147.
- [ 3 ] Haugen, D. A. and Kaimal, J. C., 1978, Measuring temperature structure parameter profiles with an acoustic sounder, *J. Appl. Meteorol.*, **17**, 895 — 899.
- [ 4 ] Neff, W. D., 1978, Beamwidth effects on acoustic backscatter in the planetary boundary layer, *J. Appl. Meteorol.*, **17**, 1514 — 1520.
- [ 5 ] Brown, E. H. and Clifford, S. F., 1976, On the attenuation of sound by turbulence, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **60**, 788 — 794.
- [ 6 ] Clifford, S. F. and Brown, E. H., 1980, Excess attenuation in echosonde signals, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **67**(6), 1967 — 1973.
- [ 7 ] Tatarskii, V. I., 1971, *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, translated from Russian, Israel Program for Scientific Translations, Chap. 2, §35, 157 — 162.
- [ 8 ] 周秀骥, 1987, 声雷达探测中的一个问题, 科学通报, 第 18 期, 1400 — 1401.
- [ 9 ] 薛 岩、周秀骥, 1989, 大气衰减与声雷达探测, 气象科学研究院院刊, 第 4 卷, 第 3 期, 257 — 263.
- [ 10 ] 潘乃先、刘建强, 1991, 声波逾量衰减的估算, 大气科学, 第 15 卷, 第 4 期, 116 — 122.
- [ 11 ] 潘乃先、郑 毅, 1986, 风对多普勒声雷达测风的某些影响, 北京大学学报(自然科学版), 第一期, 98 — 105.
- [ 12 ] Moulseley, T. J., Asimakopoulou, D. N., Cole, R. S., Crease, B. A. and Caughey, S. J., 1981, Measurement of boundary layer structure parameter profiles by acoustic sounding and comparison with direct measurement, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 203 — 230.
- [ 13 ] Pan, N. X., 1985, Digital Characteristics of spectra of echo signal of Doppler sodar and their pickup, *Kexue Tongbao (Science Bulletin)*, **30**(9), 1196 — 1201.
- [ 14 ] 塔塔尔斯基, В. И., 1961, 湍流大气中波的传播理论, 科学出版社(1978), 第二章, 32 — 35.

On the Measurement of  $C_T^2$  by Sodar

Pan Naixian

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

## Abstract

After introducing the effective turbulent outer scale for excess attenuation estimation, the divergence of integral and the perplexity of applying the scatter section to the excess attenuation estimation have been avoided. According to an analysis, the excess attenuation for back scattering waves is stronger than that for the transmissive waves. A simplified formula for estimating the effect of wind refraction is also presented.  $C_T^2$  may be underestimated by about 5% to 500% or more without considering these two factors. The modified sodar equations including these two factors and molecular absorption are constructed. It is possible to measure  $C_T^2$  profiles with Doppler sodar and a platinum resistance thermometer without the calibration of sodar parameters. The results of primary experiments are presented.

**Key words:** Sodar; Structure coefficient of temperature; Excess attenuation; Wind attenuation.