

声波逾量衰减的估算

潘乃先 刘建强*

(北京大学地球物理系)

提 要

本文计算表明速度场湍流对逾量衰减的作用比温度场湍流的大5倍。在有限宽度声束条件下,引入有效湍流外尺度 Le 后,计算表明在大多数情况下逾量衰减系数难以忽略。当波束有张角时,同样的大气湍流状态下逾量衰减系数值随离声源距离增大而增大。逾量衰减系数与声波波长关系近似为 $Ke \propto \lambda^{-2}$ 。提供了考虑逾量衰减作用的计算 C_T^2 的简单方法并给了几个计算实例。

关键词: 湍流散射; 有限宽度声束; 逾量衰减。

一、引 言

大气对声波传播的衰减作用依物理原因不同可分为三类。一是经典衰减,它是由于空气分子的粘性导致声波传播时通过辐射和热传导把一部分能量消耗在加热大气上。这一规律19世纪中已开始研究,比较清楚。其次是分子衰减,它是由于气体分子在声场作用下声能的一部分转化为气体分子的热运动和分子的内部振动动能,特别是大气中的水汽分子和氧分子、氮分子在声波作用下受激的碰撞振动能量被水汽分子的吸收占重要地位。第三类是逾量衰减,它是由于大气湍流运动引起声散射所造成的衰减。经典衰减在音频范围和通常大气条件下远比后二类为小,可以忽略。分子衰减和湿度有关,湿度低时衰减作用也是很小的。逾量衰减与大气湍流状态有关,变化幅度很大。因而在大气声探测中涉及声波强度时后两类衰减并非总是可以忽略的。正确计入声波在传播中受到的衰减对利用声雷达来作大气湍流状态的定量研究也是必要的。过去十余年里,用声雷达定量测量 C_T^2 并与铁塔仪器直接测量比较的实验在世界各地已进行过多次^[1-7]。这些实验表明,在中性大气条件下声雷达测量得到的 $C_{T,a}^2$ 和铁塔仪器直接测得的 $C_{T,d}^2$ 比较一致,而在稳定和不稳定条件下都有一定程度的差异。Neff在1975年的实验^[1]表明,自早上6时至9时比值 $C_{T,a}^2/C_{T,d}^2$ 由2逐步降为0.5。从回波图上看,在测量高度上的大气层结是由稳定向不稳定过渡的。另一些作者也都得到下述结论:在逆温稳定条件下 $C_{T,a}^2$ (或 $C_{a,a}^2$) $>C_{T,d}^2$ (或 $C_{n,d}^2$);在对流不稳定条件下 $C_{T,a}^2 < C_{T,d}^2$ 。对这一差别的解释各说不一。Asimakopoulos认为可能在对流情况下因“异常衰减”而造成前向散射的衰减并认为这一效果将随 C_T^2 增大而增大。陈炎涓等^[6]认为,这是由于一维功率谱的斜率在不同稳定度条件时不同从而对 $C_{n,a}^2/C_{n,d}^2$ 的比值产生影响,并推测可能会由于存在

1988年2月14日收到,1989年10月10日收到再改稿。

* 现在国家海洋局。

各向异性湍流而影响 $C_{\alpha,\alpha}^2/C_{\alpha,\beta}^2$ 的值。在这些对比实验中, 分析时都没有具体考虑大气湍流活动引起的声波衰减, 即逾量衰减。声波传播过程中因湍流造成散射而引起的衰减早就被人注意并研究过, 但正如 Brown 和 Clifford^[8] 所指出, 以前的理论和实验对比结果因人而异, 且估算中也存在某些缺点。Brown 等提出了自己的理论, 但自那以后并未见到相应的实验对比报道。周秀骥^[9] 提出用 von Karman 谱代替 Kolmogorov 谱, 避免了原来的声散射截面表达式在散射角为零时的发散问题, 他也认为声波的湍流衰减是不能忽略的。本文从声散射截面公式出发, 考虑了声雷达波束是有限宽度的特点, 对逾量衰减系数进行了估算, 给出了对声雷达测得的 C_0^2 进行订正的简单方法。

二、平面波的逾量衰减

对于均匀各向同性湍流场, 单位散射体积单位立体角的声散射截面为

$$\sigma(\theta) = 2\pi k^4 \left[\frac{1}{c^2} E(K) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{1}{4T^2} \phi_r(K) \right], \quad (1)$$

式中 k 为波数, c 为声速, θ 为散射角, T 为平均温度, $E(K)$ 为湍流场速度谱密度, $\phi_r(K)$ 为温度谱密度, $K = 2k \sin \frac{\theta}{2}$ 。

对于平面波来说, 可以认为除了入射波的传播方向外, 任何其它方向上的声散射都造成了入射波能量的损失, 因此原则上可以由下列积分求出入射波的逾量衰减系数

$$K_e = \int_{\theta \neq 0} \sigma(\theta) d\Omega. \quad (2)$$

由于速度场和温度场的谱密度实测比较困难或麻烦, 且理论的假设条件较苛刻, 因而(1)式的应用有困难。若把条件放宽为局地均匀各向同性湍流场, 则有

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

(1)式表明对一定散射角 θ 方向的散射有贡献的湍流谱只是 $K = 2k \sin \frac{\theta}{2}$ 那部分湍流能量, 用湍流波长来表示, 则为

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

式中 λ 是声波波长, $l(\theta)$ 就是满足 Bragg 条件的“正弦空间衍射光栅”的间距。实际大气的湍流外尺度是一个有限值, 对湍流散射有贡献的湍流波长 $l(\theta)$ 受到湍流外尺度的限制从而在前向($\theta=0$ 附近)的一定范围内不会有声散射。把(3)式代入(2)式并考虑上述实际条件, 则有

$$K_e = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (5)$$

式中 $\theta_{\min} = 2\arcsin(\lambda/2L_0)$, L_0 是湍流外尺度. 积分结果为

$$K_e = K_{ev} + K_{et}$$

$$= 0.002063k^{1/3} \frac{C_v^2}{T} \left(-13.0945 + \frac{3}{5} m^{-5/3} - \frac{24}{7} m^{2/3} + \frac{12}{13} m^{11/3} \right)$$

$$+ 0.1128k^{1/3} \frac{C_T^2}{T^2} \left(-10.8857 + \frac{3}{5} m^{-5/3} + 12m^{1/3} - \frac{12}{7} m^{7/3} \right), \quad (6)$$

式中 $m = \lambda/2L_0$, 是无量纲量, K_{ev} 表示速度起伏的贡献, K_{et} 表示温度起伏造成的衰减. (6) 式表明平面波的逾量衰减系数是湍流场的速度结构系数、温度结构系数、湍流外尺度、平均温度和声波波长的函数. 表 1 列出了按 (6) 式计算的某些结果. 表中 $T_r = e^{-K_e R}$.

表1 平面波的逾量衰减系数和透过率

(L_0 : 湍流外尺度, K_e : 每百米衰减系数, T_r : 每百米透过率, $\lambda = 0.21\text{m}$)

$C_T^2 = C_v^2$	L_0	K_{ev}	K_{et}	K_e	T_r
0.001	60	0.05146	0.009766	0.06123	0.9406
	80	0.08314	0.01578	0.09892	0.9058
	100	0.1206	0.02289	0.1435	0.8663
0.01	60	0.5146	0.09766	0.6123	0.5421
	80	0.8314	0.1578	0.9892	0.3719
	100	1.206	0.2289	1.435	0.2381
0.1	60	5.146	0.9766	6.123	2.192×10^{-3}
	80	8.314	1.578	9.892	5.06×10^{-5}
	100	12.06	2.289	14.35	5.866×10^{-7}

从表 1 可见, 由于实际大气中 C_T^2 , C_v^2 和 L_0 变化范围都相当大, 因而 K_e 和 T_r 的变化范围也是很大的. 计算表明在边界层大气条件可能的变化范围内, 当 $C_T^2 = C_v^2$ 时 K_{ev} 的值是 K_{et} 的 4.5 倍至 5.5 倍, 速度场湍流对逾量衰减的作用比温度场湍流的大得多. 计算还表明逾量衰减系数与波长的关系近似呈负 2 次方关系, 即 $K_e \propto \lambda^{-2}$. 这一关系较散射截面与波长的负 1/3 次方关系紧密得多. 这一关系也可由 (6) 式化简得到. 化简还可得到近似关系 $K_e \propto L_0^{-5/3}$, 说明逾量衰减系数对湍流外尺度是敏感的. 不得不指出, 积分限取 L_0 时, (3) 式的成立实际上有了问题, 因为这时不满足局地均匀各向同性要求的条件 $l(\theta) \ll L_0$, 因此 (6) 式在理论上是不严格的. 幸运的是, 这缺陷在处理声雷达的实际问题时是可以避免的.

三、有限宽度声波束的逾量衰减

实际声波源发出的声波只有在远场且范围相当大时才能把它当作平面波来处理散射问题. 声雷达发出的波束通常在 10° 左右, 可探测高度不超过 1—2km. 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 (3) 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.

为计算方便,把波束简化为圆锥状,张角为 α ,距天线距离 R 处的波束截面直径 $D = 2R \tan \frac{\alpha}{2}$. 根据“正弦空间衍射光栅”的概念,可以合理地假设对湍流散射起作用的湍流波长不大于 $D/2$,于是我们可以把(6)式中的湍流外尺度 L_0 限定为 $D/2$,并称为有效湍流外尺度,用符号 L_e 表示, $L_e = R \tan \frac{\alpha}{2}$. 表2给出了声束张角分别为 5° 和 10° 时离声源不同距离处的逾量衰减系数估算值. 表明同样的 C_T^2 和 C_N^2 , 距声源愈远逾量衰减愈大,波束张角愈小逾量衰减系数愈小. 只有 C_T^2 和 C_N^2 值均远小于 0.01 时逾量衰减才可忽略而不使声雷达定量测量回波强度误差太大.

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 $l_0 < L_e < L_0$ 的, l_0 是湍流耗散尺度. (6)式成立所依赖的局地均匀各向同性条件一般来说这时是成立的.

表2 有限宽度声束的逾量衰减系数

波束张角	5°			10°		
$C_T^2 = C_N^2$	0.01			0.01		
$R(m)$	L_e	K_e	T_r	L_e	K_e	T_r
100	4.36	0.00754	0.992	8.74	0.0245	0.976
500	21.8	0.113	0.893	43.7	0.361	0.697
1000	43.7	0.360	0.697	87.5	1.15	0.317

注: 参数含义与表1同.

四、 C_T^2 测量值的订正

定量测量 C_T^2 用到单点声雷达方程

$$P_r = P_t \eta_r \eta_t \frac{c\tau AG}{2R^2} \sigma(\pi) e^{-2 \int_0^R \alpha dr}, \quad (7)$$

式中 P_r 是接收电功率, P_t 是发射电功率, η_r 和 η_t 分别是接收声 - 电和发射电 - 声的转换系数, c 为声速, τ 为发射脉冲宽度, A 为天线接收面积, G 为天线指向性补偿因子, R 为探测距离, $\sigma(\pi)$ 为声波后向散射截面, α 为声波在大气中的衰减系数, $\alpha = K_c + K_m + K_e$, K_c 为经典衰减系数, K_m 为分子衰减系数. 用声雷达探测大气时, K_c 和 K_m 均可认为不随距离改变. 利用(3)式将(7)式整理得到

$$C_T^2 = \frac{241.5 P_r R^2 T^2 \lambda^{1/3}}{P_t \eta_r \eta_t c \tau A G} e^{2(K_c + K_m)R} \cdot e^{2 \int_0^R K_e dr}. \quad (8)$$

由于上式右边的 K_e 要由左边的 C_T^2 确定, 故无法直接由(8)式求出 C_T^2 . 我们把不考虑逾量衰减时求得的结构系数写作 C_{T0}^2 , 显然

$$C_{T0}^2 = \frac{241.5 P_t R^2 T^2 \lambda^{1/3}}{P_t \eta_t c \tau A G} e^{2(K_e + K_m) R} \tag{9}$$

(9)式是过去作定量测量比较时用的式子，有些作者还省略了最后衰减系数项。把 C_{T0}^2 连同实测的 C_v^2 代入(6)式用第二节所说方法求得 K_e ，由(8)式就可以得到 C_T^2 的一级近似值

$$C_{T1}^2 = C_{T0}^2 e^{2 \int_0^R K_e dr} \tag{10}$$

一般情况下这一级近似值 C_{T1}^2 已足够接近 C_T^2 值，无需再作迭代计算。下面选了几个实例来说明订正的效果。

我们选取 Moulseley 等^[3] 在 1981 年发表的文章中的图 7(C_T^2 廓线)和图 8(C_v^2 廓线)的 2a，b(对流条件)与 6(稳定条件)。这几条廓线值和探头直接测量值比较接近，且对

表 3 通量衰减系数和 C_T^2 订正

图号	高度	L_e	C_{T0}^2	C_v^2	$K_e \times 10^6$	T_r	C_T^2
2a	46	2.17	6.31×10^{-4}	0.031	71	0.9933	6.35×10^{-4}
	60	5	6×10^{-4}	0.025	247	0.9865	6.08×10^{-4}
	67	5.99	5×10^{-4}	0.022	295	0.9824	5.08×10^{-4}
	81	6.98	4×10^{-4}	0.021	365	0.9724	4.11×10^{-4}
	95	8.31	3×10^{-4}	0.02	465	0.9599	3.12×10^{-4}
	109	9.63	2.21×10^{-4}	0.021	625	0.9432	2.34×10^{-4}
	137	11.61	1.51×10^{-4}	0.022	896	0.897	1.68×10^{-4}
	193	15.58	8×10^{-5}	0.019	1264	0.7785	1.02×10^{-4}
	242	20.54	5×10^{-5}	0.015	1584	0.6666	7.5×10^{-5}
2b	46	2.17	8.1×10^{-4}	0.038	88	0.9919	8.16×10^{-4}
	60	5	7×10^{-4}	0.033	326	0.9828	7.12×10^{-4}
	67	5.99	6.3×10^{-4}	0.0305	409	0.9772	6.44×10^{-4}
	81	6.98	4.9×10^{-4}	0.03	521	0.9631	5.08×10^{-4}
	95	8.31	3.5×10^{-4}	0.029	674	0.9451	3.7×10^{-4}
	109	9.63	2.45×10^{-4}	0.028	833	0.9233	2.65×10^{-4}
	137	11.61	1.55×10^{-4}	0.022	896	0.8781	1.76×10^{-4}
	193	15.58	1.08×10^{-4}	0.019	1265	0.7621	1.41×10^{-4}
	242	20.54	7.8×10^{-5}	0.015	1584	0.6524	1.19×10^{-4}
6	46	2.17	9.28×10^{-5}	0.0147	33	0.9969	9.3×10^{-5}
	53	4.67	6×10^{-5}	0.0135	116	0.9952	6×10^{-5}
	74	5.99	5.12×10^{-5}	0.0132	174	0.988	5.1×10^{-5}
	81	7.31	4.76×10^{-5}	0.0132	243	0.9846	4.8×10^{-5}
	95	8.31	5.37×10^{-5}	0.013	297	0.9765	5.4×10^{-5}
	116	9.96	5.73×10^{-5}	0.0133	412	0.9597	5.9×10^{-5}
	137	11.94	8×10^{-5}	0.0135	567	0.9371	8.5×10^{-5}
	200	15.91	1.23×10^{-4}	0.013	884	0.8383	1.46×10^{-4}
	242	20.87	1.45×10^{-4}	0.0168	1798	0.7207	2.01×10^{-4}

注：f=2048Hz、声束张角 9°，t=12℃ (2a，b)；t=14℃ (6)。
高度和 L_e 单位为 m， K_e 单位为 1/m， T_r 为天线至该高度气层的透过率。

流条件下直接测量值的连线较接近 $Z^{-4/3}$ 规律。由图中读出各点的高度和 C_T^2 、 C_v^2 值, 然后利用(6)式和(10)式求得 C_T^2 的一级近似值。表 3 列出了有关参数的计算结果。图 1 是原图的复制再加上了订正后的点子“▲”, 当▲号与原图的○号部分重合时就不再加▲号。由表 3 可见, 订正乘积因子 C_T^2/C_{T0}^2 一般随高度增加而增大, 在 100m 高度可达 1.5 左右。由图 1 可见, 137m 高度上的订正后的 C_T^2 比订正前接近分段谱平均值(符号■), 其中对流条件下的廓线订正后的点子整体上更接近负 4/3 规律。由于 K_e 对 Le 的敏感性, 本节实例计算结果可以作为有效湍流外尺度确定原则的合理性的说明。

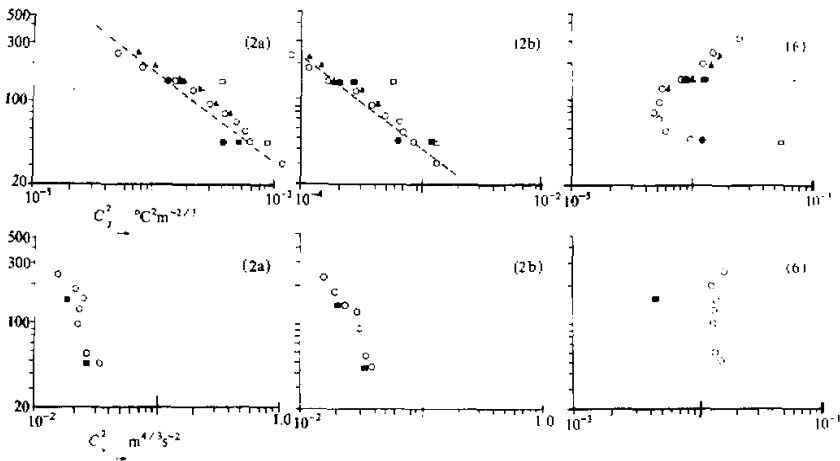


图 1 C_T^2 (上)和 C_v^2 (下)廓线与逾量衰减订正后廓线的对比。2a, b 为对流条件, 6 为稳定条件。
直接测量值: 未滤波 ○; 滤波 ●; 分段谱平均 ■, 声雷达测量值: 订正前 ○; 订正后 ▲

五、结 语

按平面波来估算逾量衰减系数其结果将是大大过高估计了逾量衰减。按第二节的有限宽度声束的概念和有效湍流外尺度 L_e 。估算的逾量衰减系数从实例计算结果看较为合理。对于实际可能的 C_T^2 和 C_v^2 值, 逾量衰减系数的数值可以从小至经典分子衰减系数变化到它的 10 倍乃至 100 倍以上。逾量衰减系数与有效湍流外尺度的 5/3 次方成正比, 于是当声束有一定张角时, 逾量衰减作用随离声源距离增大而迅速增大, 因而在声雷达探测中很难忽略它的作用。由于速度场湍流对逾量衰减的贡献比温度场湍流的大得多, 没有计入逾量衰减可能是以往在对流不稳定条件下声雷达测得的 C_T^2 。比铁塔直接测量值 $C_{T,d}^2$ 偏低的主要原因。声雷达观测中常发现晴天早上因热力对流而抬升的逆温层在回波图上过早消失, 而同时的低空探空测量却表明抬升逆温仍在那里, 甚至并没有明显减弱。这一现象也可以用当时的逾量衰减较大来解释。

逾量衰减系数受速度场的湍流影响较温度场的湍流影响大得多, 而两者在实际大气中随时间和空间的变化幅度都较大, 从气象的时间尺度看其变化是较快的。因此在声雷达回波强度的定量测量中或其它声信号传输测量中, 逾量衰减系数的长时期(周、月或

更长)平均值似乎不会有太大实用意义. 测定适当短时段内的 C_T^2 和 C_ϵ^2 值, 对逾量衰减系数作实时估算才能对声能传输中的逾量损失作出有效订正. 而定量测量声雷达回波强度从而确定 C_T^2 值是一项较复杂的实验工作, 有多种因素影响测量误差. 逾量衰减系数的计算方法只有在周密的对比实验中才能进一步完善.

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] Asimakopoulos, 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] Moulseley, T.J., Asimakopoulos, 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 measurements, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 203 — 230.
- [4] 周明煜, 陈炎涓, 吕乃平, 李诗明, 1982, 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.
- [5] Asimakopoulos, D.N., Moulseley, T.J., Helmis, C.G., Lalas, D.P. and Gaynor, J., 1983, Quantitative low-level acoustic sounding and comparison with direct measurements, *Boundary Layer Meteor.*, **27**, 1 — 26.
- [6] 陈炎涓, 李诗明, 吕乃平, 1984, C_N^2 剖面的声雷达探测与直接测量, 大气科学, 第 8 卷, 第 2 期, 153 — 160.
- [7] Moulseley, T.J., Asimakopoulos, D.N., Helmis, C.G., Lalas, D.P. and Gaynor, J., 1985, A quantitative comparison of horizontal and vertical acoustic sounding with in-situ measurements, *Boundary Layer Meteor.*, **33**, 85 — 100.
- [8] Brown, E.H. and Clifford, S.F., 1976, On the attenuation of sound by turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **60**, 788 — 794.
- [9] 周秀骥, 1987, 声雷达探测中的一个问题, 科学通报, 第 18 期, 1400 — 1401.

THE ESTIMATION OF EXCESS ATTENUATION OF ACOUSTIC WAVES

Pan Naixian and Liu Jianqiang

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

In the condition of finite width of sound beam the excess attenuation coefficients depend on C_T^2 , C_ϵ^2 , λ , T and L , the effective turbulent outer scale. The coefficients increase with the distance from the source and follow a z^{-2} dependence with the acoustic wave length. Calculation shows that the effect of C_ϵ^2 on the excess attenuation is times larger than that of C_T^2 . In most cases the excess attenuation can not be ignored in quantitative measurements of sodar echo, especially at convective unstable condition. A simple method can be used to estimate the C_T^2 when excess attenuation is taken into account.

Key words: Turbulence scattering; Finite-width sound beam; Excess attenuation.