

①

大气声学, 声波, 传播, 衰减

# 大气声学:

## 关于现象、原理和应用的综述

94, 13(1)  
1-5

杨训仁

(中国科学院声学研究所 北京 100080)

1993年5月21日收到

P427.4

作为声学主要分支之一的大气声学在国内迄今未能得到应有的重视, 既无专著又无综述性文章介绍。有鉴于此, 本文比较全面、系统而又简明扼要地阐述了该领域最重要的一些现象、原理和应用, 并穿插揭示出从经典到现代的历史发展过程, 使读者可以概括了解大气声学的对象、方法、基本原理和实际应用——特别是有关涉及高层大气的各种类型次声波现象, 以及它们日益成为一种重要的主、被动遥感手段的态势。

### 一、引言

在声学各主要分支中, 大气声学是发展较早者之一。它的研究对象是大气中各种声波(包括可听声和次声)的发生、传播、接收和效应及其应用。同时, 作为以声学方法探测、研究大气的一种手段, 它也可看成是大气物理学的一个分支, 但二者着眼点是很有差别的。

从声学观点来看, 大气是一种运动着的不均匀介质。其不均匀性首先表现为“分层不均匀性”。严格说来, 大气中各处的温度和运动速度(风)都不相同, 但这些变化主要沿着高度方

向, 而水平方向的变化相对小得多。众所周知, 由于重力作用, 大气的密度是随高度的增加而减小的。温度和风随高度的变化(所谓“剖面”)则因纬度、季节等具体情况而异, 但大体的趋势(特别在高层大气中)还是相对稳定的。图1是中纬度的一种典型剖面, 其横坐标表示“有效声速”, 即声速与风速之矢量和。值得注意的是, 在某两个相对稳定的高度上出现声速的极小值, 即对应于两个“大气波导(或声道)”, 在某些情况下在地面上还会出现另一个极小值, 即所谓“落地波导”。分层不均匀性使声波产生反射和折射, 而波导使声能集中, 从而在超远传播中起着关键作用。

大气的不均匀性还表现为居第二位的“无规不均匀性”。这种不均匀性既可表现在大气的运动之中——大气湍流, 也可表现在大气本身的成分之中——水汽、雾、雨滴等。无论哪种不均匀性都使声波产生散射, 从而导致声波的附加衰减。较大尺度的大气湍流使有效声速逐点起伏, 在平滑的波阵面上产生“涟漪”, 后果之一是使到达射线的方向无规地随时间起伏, 另一可能的后果是使相邻射线聚焦或散焦, 两种后果都造成声波振幅随时间和位置的起伏, 而对高频声波尤为显著。

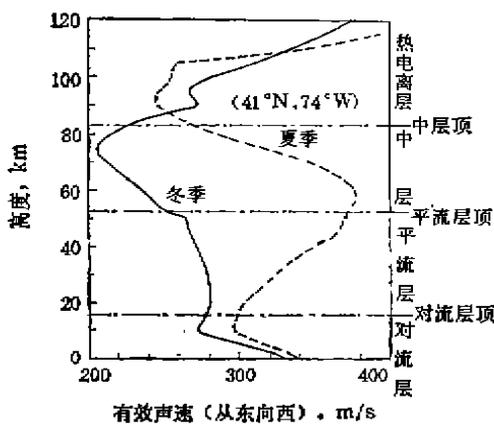


图1 典型的大气剖面

按照笔者个人看法,大气声学可划分为“经典的”和“现代的”两大部分,前者以低层大气中的可听声为主要对象,而后者以涉及高层大气的次声为主要对象。

经典大气声学的开创性工作被公认为是英国牧师 Derham 和意大利人 Averrani 于 1704 年所进行的那次著名实验<sup>[1]</sup>: 为了澄清当时流传的“英国的户外听闻情况优于意大利的”这一含混说法,二人相约分别于各自国家进行实验,结果表明在适当考虑风的影响之后,两国的声传播并无差别。大气声学真正持续的发展是直到 19 世纪后半叶才开始的, Stokes<sup>[27]</sup>、Reynolds<sup>[31]</sup> 和 Tyndall<sup>[41]</sup> 分别研究了风、风梯度和温度梯度的声折射效应以及大气起伏的声散射效应。这些经典大气声学最基本的原理在 1877 年出版的 Rayleigh 巨著《声学原理》中得到了全面的总结和提

高。大约从 1929 年 Gowan<sup>[51]</sup> 开始,注意到大气中还充斥着频率极低的声波(现在称之为“次声”,但这一名称过于笼统,而应再加区别,参阅下文)。而从 1938 年 Gntenberg<sup>[61]</sup> 开始,对这些次声的来源和传播进行了广泛研究,这可看成是“现代”大气声学形成的起点。由于频率低而衰减小,加上声道的作用,次声可以传播超远距离,甚至可绕地球数周,因此必然涉及高层大气(有时直至电离层)。两个范畴尽管研究对象有差异,但也不能截然分开,而是相互联系、相互补充着的。不过为了表述方便,下文还是将这两个范畴分开来。

## 二、“经典”大气声学

### 1. 大气中声波的传播

#### (1) “静止”大气中的传播

大气既然是分层的,声波在层与层之间的“界面”上就会像在两种不同介质分界面上那样反射和折射,但是层间界面并非轮廓鲜明,而是逐渐地、连续地变化的,在这种情况下首先是反射完全可以忽略,其次是折射是逐步、连续发生的,所以相应的折射线就是连续的曲线而并非

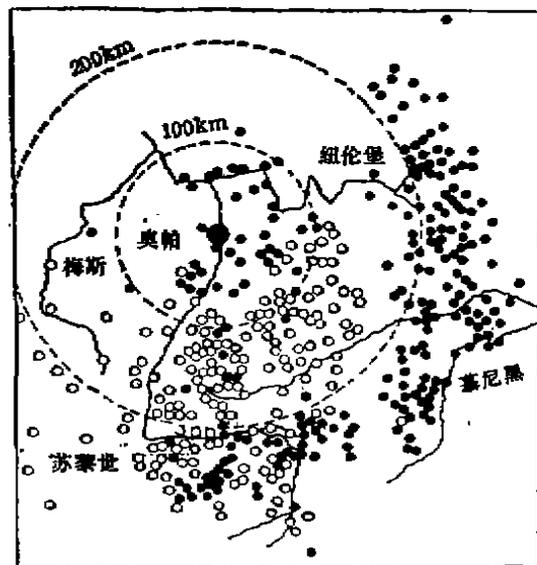


图 2 德国奥帕火药库大爆炸时“闻声区”与“未闻声区”场点的分布图  
黑点(·)表示听到爆炸声的场点  
圆圈(○)表示未听到爆炸声的场点

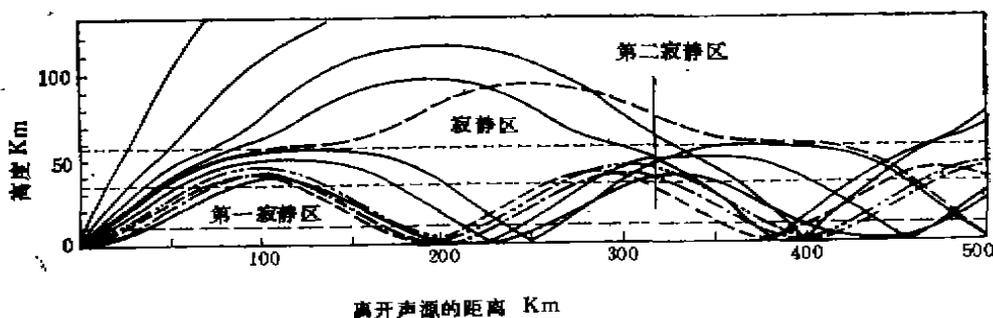


图 3 大气中形成“声影区”(寂静区)的声线分布图

像在明确的分界面上那样的“折断的直线”。在温度(从而声速)随高度增加的情况下,原来斜射向上的声线便会逐渐弯向下,并在某一高度上发生“全内反射”而最终回到地面,这就解释了夜间(特别是冬季)听闻情况优于白昼的现象。

但正如本文“引言”中指出,大气剖面是复杂多变的。这样就会造成非常复杂的声线分布,有时会引起所谓“反常传播”<sup>[3]</sup>。这里“反常”指的是:离声源较近的地方听不到声音,而较远的地方反而能听到这种“违反常规”的现象。这在历史上有一个著名的例子:1921年9月21日德国奥帕(Oppau)地方发生了一次军火库大爆炸,强烈的爆炸声传出数百公里之遥。根据事后对居民的调查,作出了如图2所示的听闻情况分布图。从图上可看出:在离声源300km以外的许多地方都听到了声音,而许多相距不到100km的地方却反而未听到声音,形成一个宽度超过100km的“寂静区”。利用类似于图1那样的相应剖面图并连续应用折射定律后不难看出:以不同仰角从声源出发的声线各有不同的路径,出发仰角小于某一角度的声线最终回到地面、并在地面反射后重复循环下去;而仰角大于该角度的声线则有的在更高的高度上折回地面,有的则一去不复返,具体的声线分布如图3所示,从中可以明显看到:存在着声线达不到的“影区”,在那儿听不到声音。但在更远的地方,由于声线下落反而又可听到声音。值得指出的是,由于声线的循环,还有第二甚至第三影区的存在,但是愈往后,声线的相互交错也愈频繁,从而影区也就愈来愈不明显了。

普遍地说,在给定的大气剖面下求出相应的声场,是大气声学中的基本课题之一,在这一点上与水声学是相似的。解决的方法,除上述只涉及能流路径和能流密度的“射线理论”之外,更严格的方法是波动理论,即在特殊的边界条件和初始条件下求解普遍的波动方程,通常是以展开成各阶简正波的形式给出。

在“引言”中提到过的波导传播是分层介质(包括海水)中一种重要的特殊现象。图1剖面

应用声学

上分别出现于约20km和80km高度处的两个声速极小值是“绝对的”,即它们在任何时间、地点均会存在、充其量只是存在的具体高度会有所变化而已。这种极小值的高度称为“声道轴”。如其附近有一声源或有外界声线进入其中,重复应用折射定律后就会发现:以小于某一角度出发的所有声线都将分别在声道轴上、下方的某两个高度的平面上周而复始地发生全内反射,从而声波能量就完全被局限在这两个平面之间,就像是沿着一个以此二平面为壁的“管道”在传播。计算表明,波在波导中的传播特性符合柱面波规律,即其声强是与距离的一次方成反比地衰减的,介于球面波(二次方)与平面波(零次方)之间。由此可见,波在波导中的几何衰减要比在自由空间中按球面波衰减慢得多了,从而解释了“超远传播”现象。

### (2) 运动大气中的传播

大气是处于不断的运动之中,而且这种运动(风)主要也是“分层”的,即风速基本上只是铅直坐标的函数。

如果同一种介质的两部分存在相对运动,那么声波在这两部分之间的分界面上同样会发生反射和折射,这时,如果再考虑到介质的不同,那么寻常的斯奈尔(Snell)定律应修正为<sup>[4]</sup>

$$(c_1/\sin\varphi) + v_1 = (c_2/\sin\psi) + v_2$$

其中  $c_1, c_2$  分别为两种介质中的声速;  $v_1, v_2$  分别为它们的运动速度;而  $\varphi, \psi$  分别为声波的人射角和折射角。大气虽是同一种介质,但由于温度的分层,  $c_1$  一般也不等于  $c_2$ 。为了计算方便,常引入“有效声速”概念,即“引言”中提到的声速与风速的矢量和。当声线从有效声速较低的一方进入较高的一方时,由折射定律即知声线应偏离界面法线(即  $\psi > \varphi$ );对于相反的方向,声线就向法线靠拢( $\psi < \varphi$ )。

近地面的风由于与地面相摩擦而造成风速随高度递增,即为正梯度。同时由于温度梯度小于此梯度,故有效声速梯度主要由风速梯度支配。因此由上述分析可知:由地面出发的声线在顺风方向总是弯向地面,而逆风方向总是弯向天空。这就是常人所知的“顺风耳”现象,

必须注意的是关键在风的梯度而并非风本身。

关于有风大气中声线的折射问题在历史上曾引起混乱。这导源于 Rayleigh 工作中的一个概念性错误,即他未曾料及:当有风时,空间中声线的方向并不一定与波前法线重合,因此他在研究风速随高度线性增长而声速到处为常数情形下的声传播时,不正确地得出声线方程为一悬链线(实际应为圆弧)。这一错误虽在本世纪初就先后为若干学者指出,但由于 Rayleigh 的声望,这一错误还是在相当长的一段时期内引起混乱。

如所周知,通常静止介质中的波动方程是由下述三个“线性化的”流体动力学基本方程推出的:

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 = 0 \quad (1)$$

Euler (运动)方程:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_1 \quad (2)$$

状态方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_1 + p_1) = c^2 \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 + \rho_1) \quad (3)$$

其中  $\rho_1, p_1$  为未被扰动的介质密度和压力;  $\rho_1, p_1$  为声波扰动后的相应量,  $\mathbf{v}_1$  为声波中粒子速度。当介质运动时(即粒子“宏观”速度  $\mathbf{v}_0 \neq 0$  时)这些方程都要加以修正,方法是以 Stokes 算符

$$D/Dt \equiv (\partial/\partial t) + \mathbf{v} \cdot \nabla, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 \quad (4)$$

来替代单一的时间微商算符  $\partial/\partial t$ 。

从替代后的这一方程组或等效的波动方程出发,可以求解一系列相应的传播问题。由这一基本方程组亦可导出运动介质中的射线方程,以射线方法处理问题,例如对某给定声源进行“射线寻迹”。由于这组方程中各参量如声速  $c$  和风速  $\mathbf{v}$  都是坐标(即使只是一个铅直坐标)的函数,所以无论该方程组本身还是由它们导出的射线方程,一般只能以数值方法求解。就是在计算机技术高度发展的今天,这仍然是一项繁杂的工作。

## 2. 大气中声波的衰减

### (1) 空气对声波的吸收

声波在大气中传播时,声强将随传播距离而减弱。这一衰减过程由许多因素决定。除去球面扩展、反射、折射和散射等“几何”因素外(这些因素不牵涉到能量转换),还由于空气对声音的吸收(这使声波能量转化为热)。空气对声波的吸收机制较为复杂,一种简化而实用的吸收模型是将吸收看成由三部分叠加而成:经典的粘性和导热性损耗、分子的转动损耗和大气主要成分  $N_2$  和  $O_2$  的分子振动损耗,后两部分是典型的弛豫过程。对于具有内自由度(即转动自由度和振动自由度)的分子,它们得自声波的某部分动能将转换为内能模式。其后内能又或多或少缓慢地转换为平动动能(弛豫过程),但已与初始波或多或少地有一位相差。在空气中,由于与水蒸气分子这种“第三物体”的碰撞,而剧烈影响这一弛豫过程的速率。

因此吸声系数可写为

$$\alpha = \alpha_{\text{经典}} + \alpha_{\text{转动}} + \alpha_{\text{振动}}(N_2) + \alpha_{\text{振动}}(O_2). \quad (5)$$

对于前两项之和, Sutherland 提出一经验公式<sup>[9]</sup>:

$$\alpha_{\text{经典}} + \alpha_{\text{转动}} = 5.847 \times 10^{-10} \frac{p_0/p}{(T_0/T) + 2.654} f^2 \quad (\text{dB/m}) \quad (6)$$

其中  $f$  为频率(Hz),  $p$  为压力( $p_0 = 101,325 \text{ N/m}^2$ ) 而  $T$  为绝对温度( $T_0 = 293 \text{ K}$ )。每种分子的振动贡献为

$$\alpha_{\text{振动}} = \alpha_{\text{max}} \frac{2f/f_r}{1 + (f/f_r)^2} \quad (\text{dB}), \quad (7)$$

其中  $f_r$  为吸收共振峰频率,它与大气的温度和湿度均有关;  $\alpha_{\text{max}}$  为  $f = f_r$  时的  $\alpha_{\text{振动}}$  值,它只与温度有关而与湿度无关。关于  $f_r$  的经验公式,对于  $N_2$  和  $O_2$  分别为:

$$f_{N_2} \frac{T/T_0}{p/p_0} = 9 + 350q \quad (\text{Hz}) \quad (8)$$

$$f_{O_2} \frac{T/T_0}{p/p_0} = 24 + 44100q \frac{0.05 + q}{0.391 + q} \quad (\text{Hz})$$

其中  $q$  表示水分子的摩尔百分比,以蒸气压  $e$  表示,  $q = 100e/p \text{ mol}\%$

图 4 上以双对数标度表示出总吸声系数

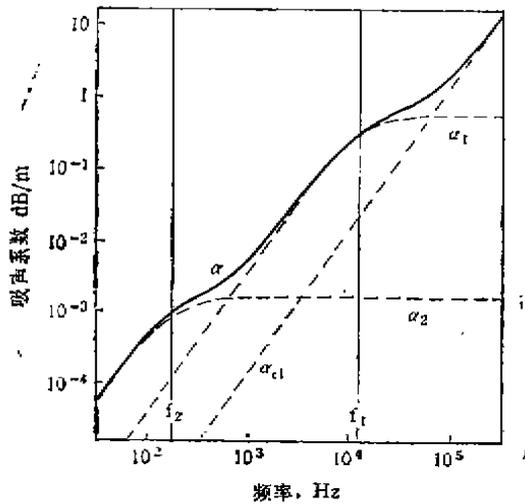


图4 空气吸声系数与声波频率的关系

温度 20℃、气压 1 大气压

水蒸气份数  $h = 4.676 \times 10^{-3}$  (RH = 20%)

弛豫频率:  $f_1(\text{O}_2) = 12,500\text{Hz}$ ;  $f_2(\text{N}_2) = 173\text{Hz}$

$\alpha_1$ :  $\text{O}_2$  对吸收的贡献  $\alpha_2$ :  $\text{N}_2$  对吸收的贡献

$\alpha_{c1}$ : 经典吸收+转动贡献  $\alpha$ : 总吸收系数

(以及其各组成部分)对频率的依赖关系。

### (2) 雾中的衰减

声波在雾中的传播在大气声学历史上是继风的效应以后第二个有特殊意义的问题,对它

的争论长达一个世纪之久。最早的认识为1708年Derham所提出,他认为雾引进额外的衰减因而不利于声传播。Tyndall于1874年所进行的野外实验结果否定了上述结论,观测结果表明声音通过雾时衰减反而减小,他认为这可以用有雾时温度起伏减小来解释。这一争议仅仅到本世纪70年代初才得以解决,结论是:在低频可听声和次声范围内,雾滴和水蒸气之间热和动量的转移弛豫和矢量转移以及潜热的释放造成衰减的增加;但当频率高于弛豫频率时,雾中的衰减就变得低于与水蒸气相关联的衰减了。

声波在雾中传播的这种令人满意的理论是建立在一种新模型基础上的,这种模型把小水滴的“海洋”作为连续介质来处理,即看成是加进到空气-水蒸气混合物中的第三种气体,Marble等发展了关于这种混合物的方程。Cole等从一类似理论得出数值预言,但也得到与预言不尽相符的实验结果。后来Davidson发现Cole等人舍弃了量级与所保留项相同的一些项,重新引进这些项,就使修正后的预言与观察结果令人满意地相符<sup>[10]</sup>。(待续)

②

纳米材料 激光超声技术 力学性质

## 激光超声技术研究纳米材料的力学特性\*

5-12

钱梦麟 李志淳 魏墨鑫

(同济大学声学研究所 上海 200092)

1993年2月11日收到

048

本文简要地介绍利用激光超声技术对不同工艺条件下所制备的纳米铜、 $\text{ZrO}_2$  和  $\text{Al}_2\text{O}_3$  纳米陶瓷的声速及相应的杨氏模量的实验测定方法及实验结果。结果表明:对于厚度为  $100\mu\text{m}$ — $300\mu\text{m}$  的纳米铜试样,它的声速随成形压力的增高而增大;对于  $\text{ZrO}_2$  和  $\text{Al}_2\text{O}_3$  纳米陶瓷,在较高的烧结温度下,试样的密度,声速及杨氏模量也随烧结温度的增高而增大,但在较低的烧结温度下,有可能出现异常,在低的烧结温度下,有可能出现较大的声速和杨氏模量。

### 一、引言

自1984年R. Birringer等人首次用尺寸小于10nm的纳米晶粒压制成纳米固体以来<sup>[1]</sup>,世界各国对纳米固体的研究至今方兴未艾。由

应用声学

于纳米固体中存在着不同晶态和非晶态的固体新的第三态——类气态固体结构,它既不是长程有序,又不是短程有序,加上由于晶粒尺度都

\* 本工作得到国家自然科学基金的资助。