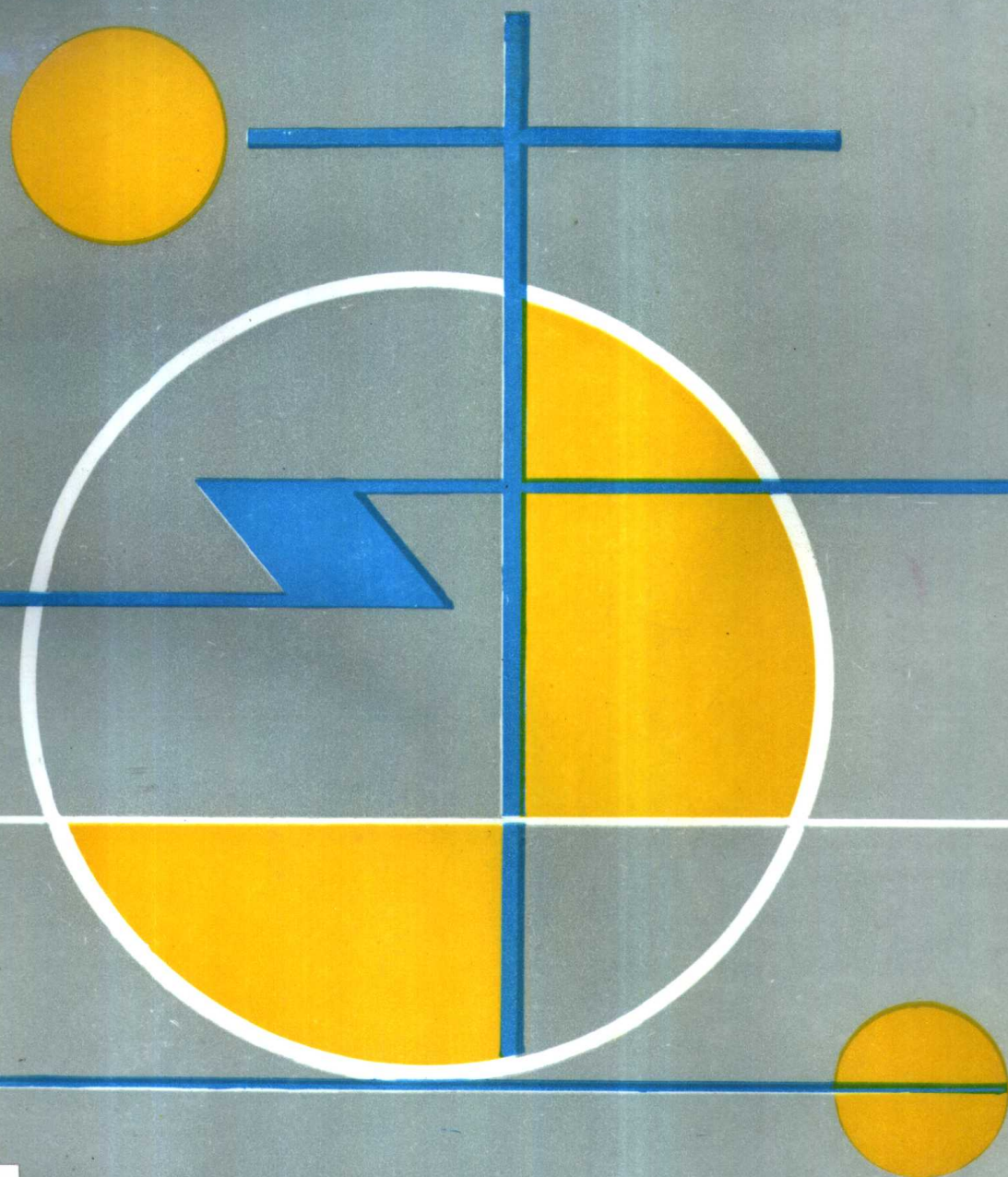


高等学校教材

汽车噪声控制

重庆工业管理学院车辆工程学院 何渝生 主编



机械工业出版社

91.91

1

高等学校教材

汽车噪声控制

主编 何渝生

参编 邓兆祥

陈朝阳

主审 洪宗林



机械工业出版社

本书在介绍声学基本知识、噪声测量和控制的一般原理及方法的基础上,着重叙述了汽车消声器的结构原理和设计以及汽车发动机、底盘和车身的噪声及其控制方法。本书力求做到少而精、由浅入深和密切结合专业。

本书为高等工业学校汽车与拖拉机专业教材,也可作为工程机械等相近专业的教学参考书,并可供汽车、拖拉机及工程机械等行业的研究设计、工程技术人员参考。

汽车噪声控制

主编 何渝生

参编 邓兆祥

陈朝阳

主审 洪宗林

责任编辑:赵爱宁 版式设计:霍永明

封面设计:方 芬 责任校对:姚培新

责任印制:王国光

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南街一号)

邮政编码:100037

(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

机械工业出版社京丰印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

开本 $787 \times 1092^{1/16}$ ·印张 $7^{3/4}$ ·字数184千字

1995年10月第1版第1次印刷

印数 0 001—3 000·定价:6.80元

ISBN 7-111-04695-1/U·147(课)

前 言

本书是根据1992年在山东召开的全国高等工业学校汽车与拖拉机专业教学指导委员会的决议精神编写的。本书的编写大纲是由汽车与拖拉机专业教学指导委员会组织多所学校的专家教授评选、审查后决定的。

随着工农业生产、城市交通运输和旅游事业的蓬勃发展,近几年来我国汽车保有量迅速增加。由此引起的交通噪声日益严重,成为污染城市环境、降低工作效率、引起工伤事故和危害工作人员身心健康的主要因素,而交通噪声主要来源于汽车噪声。噪声已成为威胁人类生存的三大公害之一,许多国家的政府都成立了噪声控制的专门机构,颁布了有关的法规,无论是生产、使用还是管理部门,都很重视噪声控制工作。因此,在汽车与拖拉机专业开设此课程具有较大的现实意义。

本书是根据汽车与拖拉机专业大学本科30学时专业选修课的要求编写的。在编写过程中,突出了基本概念和方法,结合专业,力求少而精、由浅入深,尽可能反映国内、外和编者的最新研究成果并力求博采众家所长。全书共七章,前两章介绍必要的声学理论和噪声测量的基本知识,第三章介绍噪声控制的一般方法,第四章介绍常用消声器原理和消声器设计方法,最后三章分别讨论汽车发动机、底盘和车身噪声及其控制方法。

本书是在重庆工业管理学院车辆工程学院何渝生教授编写的“汽车噪声控制”讲义基础上编写的并由何渝生教授主编。本书第一、二章由重庆大学邓兆祥副教授编写,第三、四、五、六章由何渝生教授编写,第七章由安徽工学院陈朝阳副教授编写。本书初稿经洪宗林、宫镇、汪德容三位教授初审后,又经1993年第五次全国高校汽车与拖拉机专业教学指导委员会讨论通过,根据该会议意见补充修改后交洪宗林教授主审。编者在此向诸位教授表示衷心的感谢。

由于编者水平所限,书中欠妥之处在所难免,恳请广大读者批评指正。

编 者

1995年1月

目 录

前言

第一章 噪声控制的声学基础	1
第一节 噪声及其危害.....	1
第二节 声波的产生及声波方程.....	2
第三节 声波性质.....	5
第四节 声场能量关系.....	8
第五节 噪声的客观量度.....	10
第六节 声波的传播特性.....	11
第七节 噪声的主观量度.....	13
第八节 电、力、声类比.....	17
第二章 噪声测量分析技术	21
第一节 汽车噪声测量分析的基本要求.....	21
第二节 声谱分析.....	21
第三节 声压测试技术.....	25
第四节 声强测试技术.....	31
第五节 声源识别.....	36
第三章 噪声控制的基本原理和方法	39
第一节 噪声控制的基本途径.....	39
第二节 吸声降噪.....	39
第三节 隔声降噪.....	46
第四节 减振与隔振降噪.....	50
第五节 阻尼降噪.....	52
第四章 消声器	54

第一节 消声器的评价指标和类型.....	54
第二节 阻性消声器.....	55
第三节 扩张式消声器.....	57
第四节 共振式消声器.....	63
第五节 阻抗复合式消声器.....	65
第六节 消声器设计中的几个问题.....	65
第五章 发动机噪声及其控制	67
第一节 发动机噪声的分类及评价方法.....	67
第二节 发动机燃烧噪声及其控制.....	68
第三节 发动机的机械噪声.....	71
第四节 发动机的空气动力噪声.....	74
第五节 发动机表面辐射噪声及其控制.....	78
第六章 汽车底盘噪声及其控制	81
第一节 汽车噪声的特性及控制标准.....	81
第二节 传动系噪声及其控制.....	87
第三节 轮胎噪声及控制.....	96
第四节 制动噪声及控制.....	98
第七章 乘员车室噪声及其控制	103
第一节 车身噪声及控制.....	103
第二节 车内噪声.....	107
第三节 车内噪声控制.....	108
第四节 车室声学有限元分析.....	111
第五节 车身振动噪声试验.....	114
参考文献	118

第一章 噪声控制的声学基础

噪声控制是一门综合性的应用技术。为了达到控制噪声的目的，首先必须弄清楚噪声的本质，了解它的产生、传播及危害过程，这将涉及到许多声学知识。本章依据学习和应用汽车噪声控制技术的实际要求，综合介绍所需要的声学基础。

第一节 噪声及其危害

在人类生活的环境中，充满着各种各样的声音。有了声音，人们才能进行语言交流、欣赏音乐等活动，但有些声音却干扰人们的工作、学习和休息，影响人们的身体健康。例如汽车、拖拉机、内燃机和空气压缩机等机器运转时发出的声音使人烦躁不安，久而久之还会引起耳聋或其它疾病。从生理声学和心理声学的角度出发，把这些不需要的声音，有碍于人们正常工作和生活、有害于人们身体健康的声音，统称为噪声。

噪声在生理和心理两方面都对人类有严重影响，并且构成社会问题。

较强噪声的持续作用，可使人听力暂时下降，严重时导致永久性听力减退，不可恢复，日积月累便产生噪声性耳聋。根据医学研究，持续的强噪声使人耳中感受细胞的亚显微结构变化，影响感受细胞的代谢过程，进而导致细胞的衰竭和死亡。由于感受细胞不可再生，人耳的功能就减退，以致于耳聋。

除了慢性伤害之外，猛烈的噪声可对人耳造成急性伤害。例如炮击声、火药爆炸声，会造成人耳鼓膜破裂、迷路出血、螺旋器从基底膜急性剥离等损伤，从而形成暴震性耳聋。

有关试验和大量调查资料表明，噪声对人的生理影响很广泛，并不局限于听觉器官。长期的噪声作用，对人的神经系统有显著影响，并引起病理改变；通过神经系统，噪声还影响和伤害人的心血管系统、消化系统、内分泌系统、血液以及视觉器官等。长期工作在高噪声环境中的人，易患神经衰弱、眼痛、视力减退、月经失调、贫血、胃功能紊乱、高血压和心脏缺血性疾患等病症。

噪声引起人的生理反应，同时也引起人的心理反应。噪声使人产生紧张感、心情烦躁、易怒的疲劳，工作效率明显降低。

噪声干扰人类正常生活，影响人们谈话、学习、休息和睡眠。

噪声是一种物理污染，具有即时性。声源发声就形成污染；声源停止发声，污染随之消失，噪声能量在空中耗散。因此，噪声没有污染物，不会积累，也无法再利用。

由于噪声源广泛存在，所以噪声污染危害最广泛，它与大气污染、水污染并称为现代社会三大公害，有的国家把噪声污染列为公害之首。

现代社会的工业日益发达，机器功率不断提高，交通日益发达，汽车速度提高，汽车保有量大幅度增加，相伴而来的就是噪声污染日益普遍和严重。在美国，仅纽约市每月对噪声污染提出的控诉就达三百余件。1966~1974年，日本全国公害起诉案件中，每年有35%左右是起诉噪声污染的。我国噪声污染也很严重，对北京、上海等十大城市进行的统计表明，环境诉

讼事件中的噪声污染案件,在1980年占34.6%,在1981年占44.8%。

显然,噪声污染已构成一个社会问题。各国政府为了限制噪声污染、获取适宜的生活环境,大都制定了严格的噪声允许法规。

国际上从30年代就开始了噪声允许标准的研究。1950年之前是研究的初期阶段,都是用总声压级作为评价指标。1950年之后的15年中达到研究高潮,发现噪声对人的影响与频率密切相关,并形成一些国家的听力保护法规和ISO的一系列噪声允许标准,这些法规或标准都是按频带声压级制定的,比较符合实际情况,但用起来过于繁杂。1967年,Botstord等人发现A声级与人对噪声反应的良好相关性,得出可用A声级代替倍频带声压级评价噪声的结论,并得到声学界和医学界的公认。迄今为止,ISO组织和各国公布的噪声标准都主要是以A声级或等效连续A声级的评价指标。

噪声允许标准主要包括听力保护标准、环境噪声允许标准和汽车及各种机电产品的噪声允许标准。例如,ISO听力保护标准规定,连续噪声暴露时间8h,允许等效连续A声级为85~90dB;若时间减半,则允许声级放宽3dB。我国的城市区域环境噪声标准规定,居民及文教区昼间等效连续A声级50dB,夜间等效连续A声级40dB;交通干线两侧,昼间等效连续A声级70dB,夜间等效连续A声级55dB。

汽车是城市噪声污染的主要声源。在交通繁忙的时刻,大街上的噪声有时高达90dB以上,这样强烈的噪声足以干扰人们谈话等正常活动,并对人的健康产生慢性危害。因此,各国都对汽车产品的噪声制定了允许标准。可见,学习和研究汽车噪声控制技术具有重要意义。

第二节 声波的产生及声波方程

从物理学的角度来看,噪声是声音,因此具有声波的一切物理特性。众所周知,声音源于物体的振动,凡是发出声音的振动物体就叫做声源。声源可以是固体、气体或液体,例如喇叭膜片往复振动时、发动机活塞敲击缸壁时、发动机排放废气时以及喷泉喷水时,均可发出声音。

从声源辐射出来的声音必须经过媒质才能传播。媒质可以是气体、液体或固体形式的任何物质,这些物质在宏观上都看成连续的弹性体,可用无限多个彼此弹性联系的媒质质点的集合来描述媒质空间。当声源振动时,与声源表面接触的媒质质点受迫振动,这种振动依次传递给相邻质点而扩散开来。当振动的频率和幅值合适时,人耳就可听到声音。显然,媒质所传播的仅是运动或振动能量,媒质本身并不被传播,这种运动形式就是波动,那么声音就是一种机械波。

在噪声控制技术中,主要研究的是传播媒质为气体的空气声。如果将空气看成若干彼此相连的微小体积单元,则当没有声扰动时,各体积单元内的空气压强、密度相等;当有声波传播时,空气分子微粒产生有规律的振动(有别于无规则的分子热运动),就会使各单元体积内的空气密度发生变化,从而造成一些单元内的空气密度增加,另一些单元内的空气密度降低,对整个媒质来说,就会出现稠密稀疏状态依次交替变化的现象,即形成了声的传播。声传播经过的媒质空间称为声场。

空气媒质的密度变化,必然伴随压强、温度以及媒质质点振动速度的变化,因此可用这些基本物理量来描述声波的传播过程。

设静态大气压强为 p_0 ，媒质受声扰动后的压强为 p ，则将压强的改变量（逾压）定义为声压

$$p = p' - p_0 \quad (1-1)$$

p 的单位是 Pa（帕）， $1\text{Pa} = 1\text{N/m}^2$ 。

声场中某点的声压是时间 t 的函数。某时刻的声压值称为瞬时声压。一定时间间隔中最大的瞬时声压称为峰值声压。在足够长的时间 T 内，瞬时声压对时间取均方根值称为有效声压，即

$$p_e = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt} \quad (1-2)$$

一般仪表测得的声压和使用的声压值均指有效声压。

考虑声场中任一点 (x, y, z) 处的媒质微小体积单元 $dx dy dz$ ，如图 1-1 所示。假设媒质的理想气体，无粘滞性，在无声扰动时，媒质是均匀的、静止的，静态压强为 p_0 ，静态密度为 ρ_0 ，那么在声扰动下，媒质质点获得振动速度，且速度、压强和密度都发生变化，是时间和空间位置的函数。设任

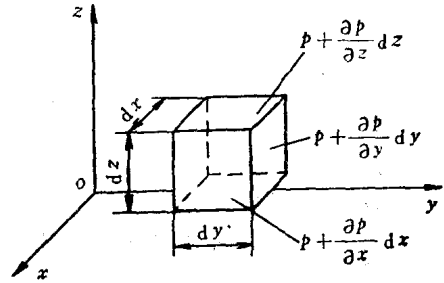


图 1-1 微体积元

一点 (x, y, z) 处的压强为 $p' = p_0 + p$ ，密度为 $\rho = \rho_0 + \rho'$ ，质点振动速度为 $\mathbf{v} = v_x \mathbf{i} + v_y \mathbf{j} + v_z \mathbf{k}$ ，对于小振幅声波，压强改变量即声压 p 、密度改变量 ρ' 和速度 $\mathbf{v}$ 都是微小的量，并可以认为微体积元内的媒质密度是均匀的，其一个表面上作用的压强也是均匀的。因此，据牛顿第二定律可列出 x 轴方向的运动方程

$$p' dy dz - \left(p' + \frac{\partial p'}{\partial x} dx \right) dy dz = \rho dx dy dz \frac{dv_x}{dt} \quad (1-3)$$

其中

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} v_x + \frac{\partial v_x}{\partial y} v_y + \frac{\partial v_x}{\partial z} v_z$$

忽略高阶微量，式 (1-3) 变为

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} \quad (1-4)$$

类似地，对 y 、 z 方向亦可分别写出运动方程

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho_0 \frac{\partial v_y}{\partial t} \quad (1-5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} \quad (1-6)$$

以上三式可合并为一个矢量方程

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \quad (1-7)$$

式中， $\nabla p = (\partial p / \partial x) \mathbf{i} + (\partial p / \partial y) \mathbf{j} + (\partial p / \partial z) \mathbf{k}$ ，是声压在空间声场分布的梯度。式 (1-7) 称为声波的运动方程。

下面考察媒质质点振动引起的媒质密度变化规律。仍取图 1-1 中的微小体积单元来分析，

由于质点振动速度 $\mathbf{v}$ 在 x 、 y 、 z 三个正交方向上均有分量, 所以要引起媒质同时沿体积元的三个正交方向上的表面流入和流出体积元。单位时间内在 x 方向的前一侧面流入体积元的媒质质量为 $\rho v_x dydz$, 在 x 方向的后一侧面流出体积元的媒质质量为 $\{\rho v_x + [\partial(\rho v_x)/\partial x]dx\} dydz$, 因此在 x 方向的媒质流动引起的体积元内媒质质量改变量为 $-[\partial(\rho v_x)/\partial x]dx dydz$ 。同样可导出在 y 、 z 方向的媒质流动引起的体积元内媒质质量改变量分别为 $-[\partial(\rho v_y)/\partial y]dx dydz$ 和 $-[\partial(\rho v_z)/\partial z]dx dydz$ 。根据质量守恒定律, 媒质不会凭空增加或消失, 因此上述单位时间内流入和流出体积元的质量之差的总和应等于该体积元内质量的变化率, 即

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z)\right] dx dy dz = \frac{\partial}{\partial t}(\rho dx dy dz)$$

将 $\rho = \rho_0 + \rho'$ 代入上式并忽略高阶微量得

$$-\rho_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \frac{\partial \rho'}{\partial t}$$

记为

$$-\rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial \rho'}{\partial t} \quad (1-8)$$

式中, $\nabla \cdot$ 称为散度符号。式(1-8)称为声波的连续性方程。

理想气体的媒质状态变化必然满足物态方程。由于声传播速度比热传导速度快得多, 所以在声传播过程中, 媒质单元尚来不及与毗邻部分进行热交换, 可以认为声波过程是绝热过程, 于是可列出一定质量的理想气体的绝热物态方程

$$\frac{p'}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1-9)$$

式中, ρ_0 、 V_0 和 p_0 分别为静态时气体的密度、体积和压强; ρ 、 V 和 p' 则是声扰动下的相应物理量; γ 为气体定压比热容与定容比热容之比, 对于空气, $\gamma = 1.4$ 。

将 $p' = p_0 + p$ 和 $\rho = \rho_0 + \rho'$ 代入式 (1-9), 然后对右端进行泰勒级数展开并忽略高阶微量, 得

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (1-10)$$

式中, $c_0^2 = \gamma p_0 / \rho_0$ 。

式 (1-10) 即声波的物态方程。

从声波的运动方程、连续性方程和物态方程, 容易导出关于声压 p 的波动方程。将式(1-10)对 t 求偏导数并代入式 (1-8) 消去变量 ρ' , 得

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1-11)$$

再对 t 求偏导数得

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \quad (1-12)$$

从式 (1-7) 解出 $\partial \mathbf{v} / \partial t$, 代入式 (1-12) 整理即有

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-13)$$

其中, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, 是拉普拉斯算子。

式 (1-13) 称为小振幅声波方程, 是在直角坐标系下导出的, 亦可在其它坐标系下导出声波方程。在柱面坐标系和球面坐标系中的声波方程, 形式上与式 (1-13) 相同, 但拉普拉

斯算子的定义有所不同。对于柱面坐标，拉普拉斯算子为

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1-14)$$

对于球面坐标，拉普拉斯算子为

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (1-15)$$

当已知声场的边界条件和初始条件时，就可以求解上述声波方程，从而可以深入了解和认识声传播规律和声场特征。但一般说来，要求解声波方程是很困难的，除个别特殊形式的声波能求出解析解之外，通常只能借助于有限元法或其它数值算法得到数值解。

第三节 声 波 性 质

一、声线和波阵面

在声学中，常用声线和波阵面来形象地描述声波在三维空间中的传播。声线又叫声射线，是沿声传播方向或途径自声源绘出的带箭头的线，箭头代表声传播方向。波阵面是指声传播过程中运动状态在某瞬时完全相同的媒质质点形成的面。波阵面总是与传播方向垂直，即与声线垂直。

当波阵面为一平面时，声线为垂直该平面的一系列平行直线，如图 1-2 所示，这样的波叫平面声波。例如声音在细长管道中传播时，一般可近似视为平面声波。

图 1-3 所示的是球面声波，其波阵面是以点声源 S 为中心的球面，声线则是发自声源 S 的射线。

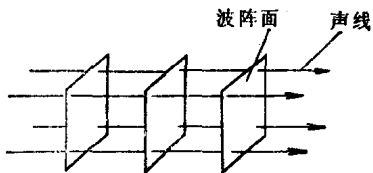


图1-2 平面声波

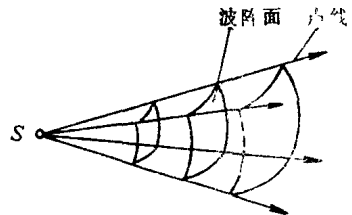


图1-3 球面声波

只有满足特定的条件才会形成平面波或球面波。在一般声场中，波阵面是较复杂的曲面。

二、平面声波

平面声波仅沿一个固定方向传播，媒质运动状态与其它两个坐标无关。不失一般性地设声波沿 y 轴传播，则由式 (1-13) 得平面声波方程

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-16)$$

该方程用分离变量法容易求解。不妨设解为

$$p(y, t) = \bar{p}(y) e^{i\omega t} \quad (1-17)$$

式中， $\bar{p}(y)$ 为声压随传播距离变化的函数。

将式 (1-17) 代回式 (1-16) 得

$$\frac{d^2 \bar{p}(y)}{dy^2} + k^2 \bar{p}(y) = 0 \quad (1-18)$$

式中, $k = \omega/c_0$, 称为波数。可写出此二阶常微分方程的解为

$$\bar{p}(y) = Ae^{-iky} + Be^{iky}$$

再代回式 (1-17) 得

$$p(y, t) = Ae^{j(\omega t - ky)} + Be^{j(\omega t + ky)} \quad (1-19)$$

式中, A 、 B 为待定常数, 由声波方程的定解条件来确定。

设所讨论声场为无限大媒质空间, 且无障碍物存在, 即不存在反射声波, 而式 (1-19) 中的第一项代表由声源辐射出来沿 y 轴正向传播的声波, 即直达声波, 第二项代表由外界返回沿 y 轴负向传播的声波, 即反射声波, 因此必有 $B = 0$; 又设平面声源做简谐振动, 在相邻媒质中引起声压为 $p_{y=0} = p_A e^{j\omega t}$, 代入式 (1-19) 得 $A = p_A$, 故平面声波方程的解为

$$p(y, t) = p_A e^{j(\omega t - ky)} \quad (1-20)$$

将式 (1-20) 代入式 (1-7), 可求得媒质质点振动速度

$$v(y, t) = v_A e^{j(\omega t - ky)} \quad (1-21)$$

式中, $v_A = p_A/(\rho_0 c_0)$ 。

再代入式 (1-8) 得媒质密度变化量为

$$\rho'(y, t) = \rho_A e^{j(\omega t - ky)} \quad (1-22)$$

式中, $\rho_A = p_A/c_0^2$ 。

上述三式给出了平面声场的完整描述, 可见在平面声场中波阵面是平面, 声压、媒质质点振动速度和密度变化量三者同相位变化, 它们的幅值不随传播距离和时间变化。

设任意时刻 t_0 、某位置 y_0 的振动状态, 经 Δt 时间后传播到 $y_0 + \Delta y$ 处, 即有

$$\begin{aligned} p(y_0, t_0) &= p(y_0 + \Delta y, t_0 + \Delta t) \\ v(y_0, t_0) &= v(y_0 + \Delta y, t_0 + \Delta t) \\ \rho'(y_0, t_0) &= \rho'(y_0 + \Delta y, t_0 + \Delta t) \end{aligned}$$

从以上三式中的任意一式可得

$$e^{j(\omega \Delta t - k \Delta y)} = 1$$

$$\text{即} \quad \Delta y = \frac{\omega}{k} \Delta t = c_0 \Delta t > 0 \quad (1-23)$$

说明声波是沿 y 轴正向传播的 (由声源辐射出去)。

由式 (1-23) 得

$$c_0 = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad (1-24)$$

显然, 参量 c_0 代表声波传播速度, 即声速。从上节引入 c_0 的过程可见, 它反映了媒质的弹性特征, 与温度有关。媒质的温度越高、弹性模量越大, 则声波传播速度越快。例如在 0°C 的空气中, 声速为 331.5m/s ; 在 20°C 的空气中为 344m/s , 在 20°C 的水中为 1480m/s 。

从式 (1-20)~式 (1-22) 中还可见, 声波频率 $f = \omega/(2\pi)$ 的单位为 Hz , 周期 $T = 1/f$, T 的单位为 s 。当媒质质点振动一次, 声波所传播的距离称为波长, 记作 λ , 单位为 m 。利用式 (1-24) 的关系, 可得声速、声波频率和波长三者之间的关系为

$$c_0 = \lambda f \quad (1-25)$$

描述声场的另一个重要参数是声阻抗率, 它被定义为声场中某点的声压与质点振动速度

的比值,即

$$Z_s = \frac{p}{v} \quad (1-26)$$

一般而言, p 和 v 是不同相位的, 即声阻抗率 Z_s 是一个复数, 其实部反映了能量的损耗。但须注意, 在理想媒质中实部声阻抗率的“损耗”, 意为所谓的“传播损耗”, 是指能量从本位置向下一位置的转移, 而非指能量转化为热能耗散。

在平面声场中, p 、 v 同相位, 故声阻抗率恒为实数; 对平面前进声波, 可求出其为 $\rho_0 c_0$; 对平面反射声波, 可求出为 $-\rho_0 c_0$ 。这说明平面声场各位置都不贮存能量, 而将能量完全传播到相邻位置。

须特别指出的是, $\rho_0 c_0$ 值是媒质固有的常数, 其大小对声波传播产生重要影响, 考虑到它的量纲与声阻抗率相同, 故称 $\rho_0 c_0$ 为媒质的特性阻抗, 单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$ 。

三、球面声波

当声源很小, 其尺寸比所辐射声波的波长小得多时, 其大小和形状可被忽略而视为一个点, 该声源称为点声源。点声源在各向同性的均匀媒质中发声时, 声波朝各个方向均匀传播, 形成均匀球面波。这时媒质空间的运动状态仅与距声源的距离有关, 而与方位无关。声波方程式 (1-13) 在球面坐标下写成

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-27)$$

用分离变量法容易求得方程式 (1-27) 的解为

$$p(r, t) = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} + \frac{B}{r} e^{j(\omega t + kr)} \quad (1-28)$$

式中, $k = \omega/c_0$ 为波数; A 、 B 是由定解条件确定的待定常数。

显然, 式 (1-28) 中的第一项代表由声源向外辐射的球面波, 即波阵面为球面, 并沿传播方向不断扩张; 第二项代表由外界向声源汇聚的球面波, 即反射波, 其波阵面亦为球面, 并且越靠近声源, 球面收缩得越小。若设媒质空间无限大, 且无障碍物, 则不存在反射波, 必有 $B = 0$; 又设声源为半径 r_0 的脉动球源, 在声源表面处引起媒质中的声压为 $p_A e^{j(\omega t - kr_0)}$, 则代入式 (1-28) 得 $A = p_A r_0$, 那么在这样的定解条件下, 球面声波方程的解为

$$p(r, t) = \frac{p_A r_0}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (r \geq r_0) \quad (1-29)$$

再利用式 (1-7) 得

$$v(r, t) = \frac{v_A r_0}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (r \geq r_0) \quad (1-30)$$

式中, $v_A = [p_A / (\rho_0 c_0)] [1 - j/(rk)]$ 。

球面声波声场的声阻抗率为

$$Z_s = \frac{p}{v} = \rho_0 c_0 \frac{jkr}{1 + jkr} = \rho_0 c_0 \frac{j2\pi r/\lambda}{1 + j2\pi r/\lambda} \quad (1-31)$$

可见, 球面声波的传播特性如下: 在理想媒质中, 声压与球面波的半径成反比; 声压与振动速度之间的相位差与 r/λ 成反比, 当 r 很大时, 相位差趋于零, 媒质声阻抗率是复数, 其幅值小于平面声波时的声阻抗率幅值; 当 r 很大时, 声阻抗率的纯抗分量 (虚部) 可以忽略, 趋于平面波的声阻抗率。

第四节 声场能量关系

声波的传播过程实质上是声振动能量的传播过程。本节定量地讨论声能量传递关系，并引入声功率和声强的概念与定义。

一、声能量和声能量密度

声波是机械波，因此声场中某处的声能量，包含声扰动下该处媒质发生振动的动能和发生形变的位能。考察声场中的微小体积元，其初始体积为 V_0 ，压强为 p_0 ，密度为 ρ_0 。在声扰动下，该体积元处的质点振动速度为 v ，压强为 $p_0 + p$ ，于是体积元的动能 E_k 和位能 E_p 分别为

$$E_k = \frac{1}{2}(\rho_0 V_0) v^2 \quad (1-32)$$

$$E_p = - \int_{V_0}^V p dV \quad (1-33)$$

考虑体积元在变形中质量恒定，则体积与密度之间有关系 $d\rho/\rho = -dV/V$ ，注意 $\rho = \rho_0 + \rho'$ ， $V = V_0 + dV$ ；在小振幅条件下 $\rho' \ll \rho_0$ ， $dV \ll V_0$ ，故有 $d\rho'/\rho_0 = -dV/V_0$ 。将此关系代入式(1-33)，并注意物态方程 $p = c_0^2 \rho'$ ，可得

$$E_p = \int_0^{\rho'} c_0^2 \rho' \frac{V_0}{\rho_0} d\rho' = \frac{c_0^2 V_0}{2\rho_0} \rho'^2 = \frac{V_0}{2\rho_0 c_0^2} p^2$$

于是，体积元内的总声能量为

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} \rho_0 V_0 \left(v^2 + \frac{1}{\rho_0^2 c_0^2} p^2 \right) \quad (1-34)$$

声能密度定义为单位体积里的声能量，即

$$w = \frac{E}{V_0} = \frac{1}{2} \rho_0 \left(v^2 + \frac{1}{\rho_0^2 c_0^2} p^2 \right) \quad (1-35)$$

在以上推导过程中并没有对声场作任何特殊限制，因此结论式(1-34)和式(1-35)普遍适用于各种形式的小振幅声波。

对于平面声波，其声压 p 和振动速度 v 已在本章第三节中解出，取解的实部代入以上两式得

$$E = \frac{1}{2} \rho_0 V_0 \left[\frac{p_A^2}{\rho_0^2 c_0^2} \cos^2(\omega t - ky) + \frac{p_A^2}{\rho_0^2 c_0^2} \cos^2(\omega t - ky) \right]$$

$$\text{即} \quad E = V_0 \frac{p_A^2}{\rho_0 c_0^2} \cos^2(\omega t - ky) \quad (1-36)$$

$$W = \frac{p_A^2}{\rho_0 c_0^2} \cos^2(\omega t - ky) \quad (1-37)$$

可见，平面声场中动能与位能的变化总是同相位的，它们同时达极大值和同时达零值，且动能与位能总是相等。这种规律与保守系统的动能位能转化规律是完全不同的，说明声场不贮存能量，能量在声场中传播。

声能量的时间平均值为

$$\bar{E} = \frac{1}{T} \int_0^T E dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{V_0 p_A^2}{\rho_0 c_0^2} \cos^2(\omega t - ky) dt = \frac{1}{2} \frac{V_0 p_A^2}{\rho_0 c_0^2} \quad (1-38)$$

式中, T 为声波周期。

单位体积内的平均声能量即平均声能密度为

$$w = \frac{\bar{E}}{V} = \frac{p_A^2}{2\rho_0 c_0^2} = \frac{p_e^2}{\rho_0 c_0^2} \quad (1-39)$$

式中, $p_e = p_A / \sqrt{2}$, 是有效声压。

可见平面声波在理想媒质中传播时, 声场内平均声能密度处处相等, 即声能量不随传播距离改变, 没有衰减。

对于球面声波亦可作类似讨论。在球面声场中, 声能量和声能密度为

$$E = V_0 w \quad (1-40)$$

$$w = \frac{1}{2} \frac{p_A^2 r_0^2}{\rho_0 c_0^2 r^2} \left[\cos^2(\omega t - kr) + \left(1 + \frac{1}{r^2 k^2} \right) \cos^2(\omega t - kr - \theta) \right] \quad (1-41)$$

式中, $\theta = \arctg[1/(rk)]$, 可见球面声场中动能与位能变化之间存在一不随时间改变的相位差 θ , 但随传播距离 r 增大而减小, 渐趋于零, 且最大相位差小于 90° 。这种规律亦完全不同于保守系统的动能位能转化规律, 说明声场不贮存能量, 能量在声场中传播。声能密度随传播距离的增加而减小, 呈现反平方比规律。这种衰减是由于球形波阵面随传播距离增加而扩大造成的, 因此称为扩散衰减, 但整个波阵面上的总声能量并未衰减。

二、声功率和声强

在单位时间内通过垂直于声传播方向的面积 S 的平均声能量称为平均声功率 (平均声能通量), 即

$$\bar{W} = \bar{w} c_0 S \quad (1-42)$$

$\bar{W}$ 的单位为 W , $1W = 1N \cdot m/s$ 。

声强则定义为流过垂直于声传播方向上的单位面积的平均声能通量, 又称作平均声能通量密度, 单位为 W/m^2 。定义式为

$$I = \frac{\bar{W}}{S} = \bar{w} c_0 \quad (1-43)$$

对于平面声波, 将式 (1-39) 代入上两式得

$$\bar{W} = \frac{S p_A^2}{\rho_0 c_0} \quad (1-44)$$

$$I = \frac{p_A^2}{\rho_0 c_0} \quad (1-45)$$

把平面波声场中 p 、 v 、 ρ' 的关系式代入式 (1-44) 和式 (1-45), 还可得到用 v 和 ρ' 参量表示的声功率和声强。

必须注意, 声功率是一个标量, 它反映了外力在媒质单元体积上单位时间所做功的大小, 也即反映了声源的振动辐射能量的大小; 而声强则是一个矢量, 它不但反映了声能量的大小, 还反映了声能量的流向, 声强矢量的指向就是声传播的方向。

以上声功率及声强的定义是针对平均声能量而言的, 反映的是声场的时间平均效应。类似地, 也可以定义瞬时声功率和声强, 此处从略。

第五节 噪声的客观量度

描述声音的物理量常用声压、声强和声功率。这些物理量在数值上不大,但变化范围很大。例如人耳能听到的最小声音的声压为 $2 \times 10^{-5} \text{Pa}$, 声强为 10^{-12}W/m^2 , 而使人耳产生痛觉的声音的声压为 20Pa , 声强为 1W/m^2 , 可见人耳可闻的声音幅值范围高达 10^{12} ; 又如人们通常谈话的声功率约 10^{-6}W , 而喷气式飞机起飞时的声功率约 10^6W , 可见变化范围也高达 10^{10} 的数量级。为了方便地描述如此大范围变化的物理量, 通常使用对数标度。另一方面, 人耳对声音的感受并不正比于声音的实际强弱, 而是与其对数值大致成正比。因此, 在声学中普遍使用对数标度来度量声压、声强和声功率等物理量, 称为声压级、声强级和声功率级等, 单位用 dB (分贝) 表示。

声压级 (dB) 定义为

$$L_p = 20 \lg \frac{p_e}{p_0} \quad (1-46)$$

式中, p_e 为待测声压; $p_0 = 2 \times 10^{-5} \text{Pa}$, 是人耳对 1kHz 空气声所能感觉到的最低声音的声压 (称可听阈声压), 用作基准值。

声强级 (dB) 定义为

$$L_I = 10 \lg \frac{I}{I_0} \quad (1-47)$$

式中, I 为待测声强; $I_0 = 10^{-12} \text{W/m}^2$, 为可听阈声强, 用作基准值。

利用式 (1-45) 给出的声强与声压的关系, 可导出声强级与声压级的关系

$$L_I = L_p + 10 \lg \frac{\rho_0' c_0'}{\rho_0 c_0} \quad (1-48)$$

式中, 参考状态的空气特性阻抗 $\rho_0' c_0'$ 通常取为 $400 \text{Pa} \cdot \text{s/m}$; $\rho_0 c_0$ 为测试时的空气特性阻抗。当 $\rho_0 c_0 = 400 \text{Pa} \cdot \text{s/m}$ 时, $L_I = L_p$; 一般情况下, $\rho_0 c_0$ 接近 $400 \text{Pa} \cdot \text{s/m}$, 可见 $L_I \approx L_p$ 。

事实上, 这一结论不仅对平面声波成立, 对球面声波也成立。在一般声场中, 也存在这种关系。

声功率级 (dB) 定义为

$$L_w = 10 \lg \frac{W}{W_0} \quad (1-49)$$

式中, W 是待测声功率; $W_0 = 10^{-12} \text{W}$, 是基准值。

利用式 (1-43) 定义的声强与声功率的关系, 可得声强级与声功率级的关系

$$L_I = L_w - 10 \lg S \quad (1-50)$$

式中, S 是测量面积。若选择 S 为包围声源的封闭曲面面积, 则 L_w 为声源辐射噪声的总声功率级。

值得注意的是, 声级的单位 dB (分贝) 是对数单位, 因此声级的求和求差不能按一般的自然数直接进行, 而应按照能量叠加的关系进行运算。

声功率和声强都直接代表声能量, 其叠加关系为

$$W = \sum_{i=1}^n W_i \quad (1-51)$$

$$I = \sum_{i=1}^n I_i \quad (1-52)$$

声压本身不代表能量,但其平方代表了声能量[参见式(1-34)],故其能量叠加关系为

$$p_e^2 = \sum_{i=1}^n p_{e,i}^2 \quad (1-53)$$

于是声级的相加或相减公式可据上述叠加关系导出来。例如,已分别测得第 $i = 1, 2, \dots, n$ 个声源单独作用时,在某点的声压级分别是 $L_{p1}, L_{p2}, \dots, L_{pn}$, 则这 n 个声源共同作用时,在该点的总声压级

$$L_p = 20 \lg \frac{p_e}{p_0} = 10 \lg \sum_{i=1}^n \frac{p_{e,i}^2}{p_0^2} = 10 \lg \sum_{i=1}^n 10^{\lg \frac{p_{e,i}^2}{p_0^2}}$$

$$\text{即} \quad L_p = 10 \lg \sum_{i=1}^n 10^{0.1 L_{pi}} \quad (1-54)$$

按类似方法亦可导出声级的相减公式,此处不再赘述。

第六节 声波的传播特性

声波是由振动的声源表面辐射到空气介质中,并按振动规律向外传播的。声波在传播过程中遇到障碍物时,会发生反射、折射、衍射和干涉现象。由于声波的波长在空气中大约为 $0.0172 \sim 17.2\text{m}$, 变化范围大且与一般物体尺寸可比拟,所以发生的物理现象比较复杂。

一、声波的反射和折射

声波从一种媒质进入另一种媒质时,后者对前者所传播的声波来讲就是一种“障碍物”。当声波遇到障碍物,即遇到不同媒质的交界面时,一部分声被反射回去,另一部分声则透过界面进入另一种媒质中传播,且传播方向发生改变。这就是声波的反射与折射现象,如图 1-4 所示,它满足著名的斯奈尔声波反射与折射定律:

反射波线和折射波线都在由入射波线与界面法线组成的平面内,且与入射波线分居法线两侧。各声线与法线所夹锐角分别称为入射角 θ_i 、反射角 θ_r 和折射角 θ_t 。反射角大小与入射角相等;折射角的正弦与入射角的正弦之比等于声波在两种媒质中的传播速度之比,即

$$\theta_i = \theta_r \quad (1-55)$$

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{c_2}{c_1} \quad (1-56)$$

显然,声波在第二媒质中的传播速度 c_2 大于在第一媒质中传播速度 c_1 时, $\theta_t > \theta_i$, 即声波从声速小的媒质入射到声速大的媒质时,折射线折离法线;反之,声波从声速大的媒质入射到声速小的媒质时,折射线折向法线。可见,声波发生折射是由两种媒质中的声速不同决定

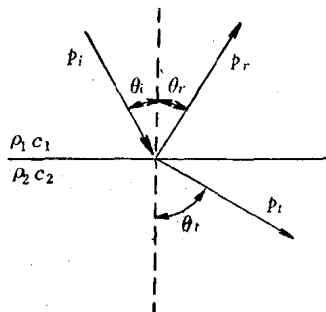


图1-4 声波的反射与折射

的。因此,即使在同一种媒质中,若存在声速梯度时,也同样会产生声线偏转现象。

为了深入地讨论声波反射和折射的能量关系,通常定义反射波的声压幅值与入射波声压幅值之比为声压反射系数 r_p ,定义折射波的声压幅值与入射波声压幅值之比为声压透射系数 τ_p 。类似可定义声强反射系数 r_I 、声强透射系数 τ_I 等。对于各向同性均匀媒质中的平面声波,有如下关系成立

$$r_p = \frac{p_{rA}}{p_{iA}} = \frac{\rho_2 c_2 \cos \theta_i - \rho_1 c_1 \cos \theta_t}{\rho_2 c_2 \cos \theta_i + \rho_1 c_1 \cos \theta_t} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (1-57)$$

$$\tau_p = \frac{p_{tA}}{p_{iA}} = \frac{2\rho_2 c_2 \cos \theta_i}{\rho_2 c_2 \cos \theta_i + \rho_1 c_1 \cos \theta_t} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (1-58)$$

$$r_I = \frac{I_{rA}}{I_{iA}} = \left(\frac{\rho_2 c_2 \cos \theta_i - \rho_1 c_1 \cos \theta_t}{\rho_2 c_2 \cos \theta_i + \rho_1 c_1 \cos \theta_t} \right)^2 = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \quad (1-59)$$

$$\tau_I = \frac{I_{tA}}{I_{iA}} = \frac{4\rho_1 c_1 \rho_2 c_2 \cos^2 \theta_i}{(\rho_2 c_2 \cos \theta_i + \rho_1 c_1 \cos \theta_t)^2} = \left(\frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} \quad (1-60)$$

式中, $Z_1 = \rho_1 c_1 / \cos \theta_i$, $Z_2 = \rho_2 c_2 / \cos \theta_t$ 分别称为媒质对入射波及折射波的法向阻抗率。

当 $r_p = 0$ 、 $\tau_p = 1$ 时,不出现反射声波,声波全部透过界面进入第二媒质中,称全透射。由式(1-57)可解出发生全透射时的入射角 θ_{i0} ,它称全透射角。

当折射角 $\theta_t = 90^\circ$ 时,入射角 $\theta_i = \theta_{ic}$, θ_{ic} 称为全内反射角,此时没有折射波,声波全部由界面反射回原媒质中。进一步增大入射角时, $\sin \theta_t > 1$,无实数解,说明发生全内反射。

当入射角 $\theta_i < \theta_{ic}$,且 $\theta_i \neq \theta_{i0}$ 时,为一般的反射折射情况。注意斜入射($\theta_i \neq 0$)时, $r_I + \tau_I \neq 1$,这似乎与能量守恒定律发生了矛盾,但事实上是斜入射时的折射作用使声束截面积发生了改变,如图1-5示,所以声强透射系数不能完全反映透射的能量关系。若考察平均声能量流,则可证明折射波与反射波的平均声能量流之和等于入射波平均声能量流,证明过程从略。

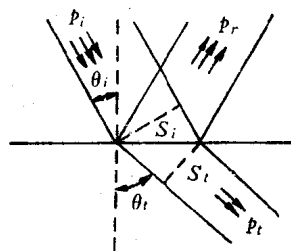


图1-5 折射引起声束截面积变化

由以上讨论可见,两种媒质的特性阻抗之比决定了声波的反射系数和透射系数。因此,声波在传播过程中遇到特性阻抗不相等的媒质交界面就发生反射,可利用此原理来控制噪声的传播。例如用两种或两种以上的材料相叠构成隔声屏障,并注意使相邻层的材料特性阻抗相差得尽可能大,利用多个界面对声波的反复反射作用,使更多声能量被各层介质阻尼所消耗。

二、声波的绕射

当声波越过障碍物边缘时,声波传播方向会发生偏转绕过障碍物,这种现象称为声波的绕射或衍射,如图1-6所示。声绕射同障碍物的尺寸与声波波长的比值有关,比值越小,则绕射现象越显著,波阵面畸变越大。显然,使用同一块隔声屏板时,高频声波的声影区大,隔声保护好,低频声波的声影区小,隔声保护作用差。

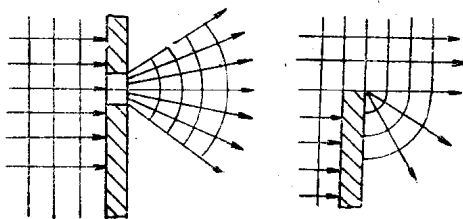


图1-6 声波的绕射现象

三、声波的叠加与干涉

当空间存在由两个以上的声源分别发出