

高等教育出版社

郑长聚 洪宗辉 王谡贤 章力 编

环境噪声 控制工程

高等学校教材

HUANJING ZAOSHENG KONGZHI GONGCHENG



高等学校教材

环境噪声控制工程

郑长聚 洪宗辉 编
王湜贤 章力

高等教育出版社

图书在版编目 (CIP) 数据

环境噪声控制工程/郑长聚等编. —北京: 高等教育出版社, (2000 重印)

ISBN 7-04-000921-8

I. 环… I. 郑… III. 环境噪声-噪声控制 N. TB53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(96)第 00816 号

出版发行 高等教育出版社

社 址 北京市东城区沙滩后街 55 号 邮政编码 100009

电 话 010—64054588 传 真 010—64014048

网 址 <http://www.hep.edu.cn>

经 销 新华书店北京发行所

印 刷 成都新华印刷厂

开 本 850×1168 1/32 版 次 1988 年 5 月第 1 版

印 张 8.625 印 次 2000 年 5 月第 10 次印刷

字 数 210 000 定 价 8.60 元

凡购买高等教育出版社图书,如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请在所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

前 言

近年来许多高等院校为适应环境保护事业发展的需要，先后设立了环境工程专业，开设了环境噪声控制课程，本书是在为同济大学环境工程专业讲授环境噪声控制的讲义基础上，经过积累多年教学和科研的经验，并汲取了近年来国内外资料的最新成就和兄弟院校教材的特点，进行补充修改编写而成的。

编写本书的指导思想是以工程实用为主，并给以必要的理论基础知识，力图使学生通过本课程学习以后，对环境噪声控制不至于拘泥套用公式和图表，而能够视工程实际情况，根据环境噪声控制原则，举一反三，进行思考和设计。

本书所用到的数学运算和物理概念，基本上限于微积分和普通物理的力学部分的一些基本知识。书中列出了一些常用的数据，对一些复杂的计算公式还用图表给出，以便于工程设计查阅。

为适应各院校授课时数的不同，书中前后章节虽有相互联系，但各章节具有一定的独立性，在教学中可根据实际教学时数适当取舍。建议教师在使用本教材时，如果条件允许，可以穿插一些实验和课程设计。

我们诚恳地欢迎使用本书的师生和其他读者对本书内容的不妥或错误之处提出宝贵意见。

本书在编写过程中，周心一同志提供了许多宝贵意见，特此致谢。

编者

一九八七年一月

目 录

前言	1
第一章 声音的基本性质	1
1.1 声波的产生	1
1.2 描述声波的基本物理量：声压、频率、波长、相位	3
1.3 平面声波	6
1.4 声能量、声功率和声强	10
1.5 声波的反射、折射和透射	12
1.6 球面声波	15
1.7 声波的叠加和驻波	17
1.8 声线和声象	20
1.9 声源的辐射	23
习题一	28
第二章 声的量度与听觉特性	30
2.1 声压级、声强级和声功率级	30
2.2 分贝的相加与“相减”	34
2.3 声音的频谱	39
2.4 响度级与等响曲线	41
2.5 计权声级	44
习题二	45
第三章 噪声测量	46
3.1 测量仪器	46
3.2 测量方法	55
3.3 数据处理与误差分析	71
习题三	79
第四章 噪声评价方法和标准	81
4.1 噪声评价方法	81
4.2 噪声标准	94

习题四	101
第五章 环境噪声控制	103
5.1 环境噪声控制概述	103
5.2 噪声的危害和影响	107
5.3 声在大气中的传播	110
5.4 交通噪声预测	116
5.5 城市环境噪声控制	132
习题五	138
第六章 吸声和室内声场	139
6.1 材料的声学分类和吸声特性	139
6.2 多孔材料的吸声机理和影响吸声性能的因素	141
6.3 共振吸声结构分类与吸声机理	149
6.4 几种新型吸声结构和材料	153
6.5 室内声场	157
习题六	168
第七章 隔声	169
7.1 声波透过单层匀质构件的传播	170
7.2 双层隔墙	178
7.3 轻质复合结构	184
7.4 门窗和孔隙对墙体隔声的影响	185
7.5 分隔墙的噪声降低量	189
7.6 声屏障	192
7.7 隔声罩	195
7.8 楼板撞击声的隔离	197
习题七	200
第八章 消声器	202
8.1 消声器的评价与设计程序	202
8.2 阻性消声器	204
8.3 抗性消声器	214
8.4 共振消声器	218
8.5 阻抗复合式消声器	223

8.6	微孔板消声器.....	224
8.7	放空排气消声器.....	225
8.8	放空消声器的工程应用.....	227
8.9	干涉型消声器.....	230
	习题八.....	233
第九章 隔振与阻尼		235
9.1	振动对人体的影响.....	236
9.2	振动原理.....	238
9.3	隔振材料与减振器.....	250
9.4	隔振设计与计算.....	259
9.5	振动的阻尼.....	261
	习题九.....	264
	参考文献	265

声控制原则，举一反三，进行思考和设计。

本书所用到的数学运算和物理概念，基本上限于微积分和普通物理力学部分的一些基本知识。书中列出了一些常用的数据，对一些复杂的计算公式还用图表给出，以便于工程设计查阅。

为适应各院校授课时数的不同，书中前后章节虽有相互联系，但各章节具有一定的独立性，在教学中可根据实际教学时数适当取舍。建议教师在使用本教材时，如果条件允许，可以适当增加一些实验和课程设计。

我们诚恳地欢迎使用本书的师生和其他读者对本书内容的不妥或错误之处提出宝贵意见。

本书在编写过程中，周心一同志提供了许多宝贵意见，特此致谢。

编者

一九八七年一月

第一章 声音的基本性质

在我们生活的环境中，存在着各种各样的声音，常听到的有人们的讲话声，机器的运转声，车辆奔驰声，演奏乐器的音乐声，林中的鸟鸣声等等。在所有这些声音中，凡是我们所不需要的就叫噪声。我们对噪声进行研究和控制，就必须对声音的性质有所认识，本章介绍关于声音的一些基本性质。

1.1 声波的产生

我们可以听到各种各样的声音，仔细考察和分析就可以发现，尽管它们的形式各异，但它们的共同特点是所有这些声音都来源于物体的振动。如讲话的声音是来源于人喉内声带的振动，扬声器发声来源于纸盆的振动，机械噪声来源于机器部件的振动。凡是发出声音的振动体，称为声源。声源不一定是固体，液体和气体同样会由于振动而发声，如浪涛声，汽笛声就是由流体发声的。

声源发出的声音必须通过中间媒质才能传播，例如在空气中我们可以听到声音，在真空中却听不到。那么声音是怎么在空气中传入我们耳朵的呢？设想在空气中某个局部区域由于某个声源（如扬声器纸盆）振动的激发，使这一局部区域的媒质体积元 A 离开平衡位置开始向 B 运动，如图1-1所示。空气实际上是连续的媒质，我们将连续的空气媒质划分为相连的 A, B, C, D, \dots 一个个小体积元，每一个小体积元都含有一定质量的空气分子，而每相邻体积元之间都存在着弹性作用，这样媒质相当于相互耦合的质量—弹簧—质量—弹簧—……的链形系统。当质点 A 向 B 运动时，压缩了相邻的 B 这部分空气媒质，由于媒质的弹性， B 局部的媒质在被压缩时产生了一反抗压缩的力，这个力反作用于质

点A，并使它向原来的平衡位置运动，而又由于质点A具有质量，因而具有惯性力使质点A在经过平衡位置时继续向另一侧运动，又压缩了另一侧的相邻媒质，该相邻媒质也会产生一个反抗压缩的弹性力，使质点A又回过来趋向平衡位置运动，这样由于媒质的弹性和惯性作用，就使这个最初被扰动的空气媒质体积元A在平衡位置附近来回地振动。同样的原因使质点A的邻近部分B以至于更远处的质点C、D等也在各自的平衡位置附近相继振动起来，但在时间上依次滞后。这样媒质质点的机械振动便由近及远地传播出去，当传入人耳时迫使耳膜作相应的振动，便使我们感觉为声音。

空气的振动

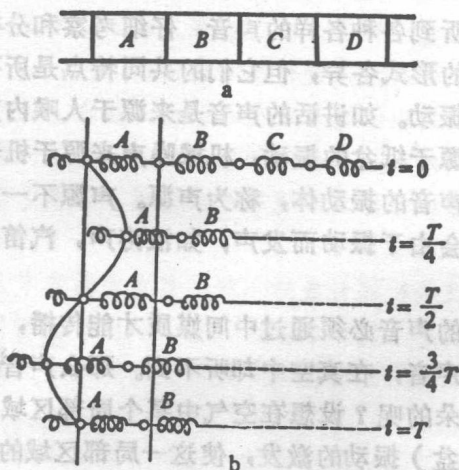


图1-1 声波传播的物理过程

声音是由于声源的振动而产生的，控制噪声必然牵涉到对声源振动的控制。这方面的内容见第九章。当声源在媒质中振动时，必须依靠媒质的弹性和惯性才能够将这种振动传播出去，媒质的弹性和惯性是传播声音的必要条件。真空中没有物质存在，因而在真空中不能传播声音。应该注意的是，声音在媒质中向四面八方的传播，只是媒质振动的传播过程，媒质本身并没有向

前运动，它只是在其平衡位置附近来回地振动，而所传播出去的是物质的运动，这种运动形式叫波动。声音是机械振动的传播，所以这种传播过程是一种机械性质的波动，叫声波。声波波及的空间，称为声场。声场可能无限大，也可能仅限于某个局部空间。

1.2 描述声波的基本物理量：声压、频率、波长、相位

声波不仅可以在空气中传播，在液体、固体等一切弹性媒质中都可以传播。根据传播媒质的不同，可分为空气声、水声、固体声（结构声）等类型。在噪声控制问题中所研究的主要是在空气中传播的空气声，在没有切向恢复力只有体积弹性的液体和气体媒质中，如在空气及水中，声波是纵波，这时媒质质点的振动方向与声波的传播方向一致。质点振动方向与波的传播方向相垂直的波，叫横波，在固体介质中，除体积弹性外，还有伸长弹性，弯曲弹性，扭转弹性等，因此声波在固体中可能以横波，也可能以纵波或二者都存在的方式传播，而在液体和气体中声波只能是纵波。

例如在空气中，由于发声体的振动使周围的空气形成周期性的疏密相间层状态（见图1-2），这种疏密相间层状态在空气中由声源向外传播，形成空气中的声波。从分子统计观点来看，可以认为，空气分子是在平衡位置附近沿着波传播方向作振动。如前所说，各邻近部分的分子振动有时间上的滞后，这样空气中的分子时疏时密，当某一部分体积内变密时，这部分的空气压强 P 变得比平衡状态下的大气压强（静态压强） P_0 大，当某一部分体积变疏时，这部分空气压强 P 变得比静态大气压强 P_0 小，即声波传播时大气中压强随着声波作周期性的变化。因此当声波通过时，可用声扰动所产生的逾量压强（逾压）来表述声波状态：

$$p = P - P_0$$

这个逾压 p 就称为声压。声压的单位是帕斯卡(Pa)，1帕斯卡=1牛

顿/米²。

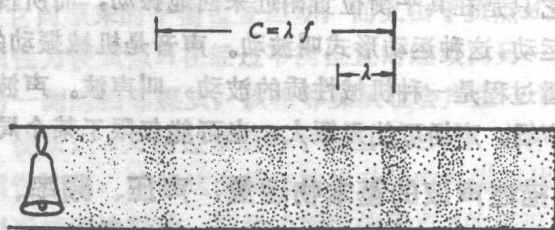


图1-2 空气中的声波

当声波在媒质中传播时，不仅媒质中的压强作周期性的变化，同时媒质质点（体积元）的振动位移、振动速度等也随着时间作周期性的变化。对媒质中的一小块体积元，由于被压缩和扩张，体积元的大小或形状也作周期性的起伏变化，体积元受压缩而使媒质稠密，体积元膨胀而使媒质变稀疏，这样，体积元内的压强，媒质密度以及温度等也都随时间作周期性变化。由于位移，速度，密度与压强之间是密切相关的，其中一个量的变化将导致其它量的变化，所以通常只需用压强的变化，亦即用声压这一个量来描述声波。一般声学仪器直接测量的也是声压，人耳对声音的感觉也直接与声压有关，因此，声压是用来描述声波的一个基本物理量。

由于声波的存在，在媒质中形成周期性的疏密变化。在同一时刻，从某一个密度最稠密或最稀疏的地点到邻近的一个最稠密或最稀疏的对应地点之间的距离，或者说两个声压最大值（或最小值）地点之间的距离叫声波波长，记为 λ ，单位是米（m），如图1-2所示。实际上，质点运动状态相同的两相邻层之间的距离都等于波长。前已谈到，媒质中某一部分的扰动将引起相邻部分以至更远部分也被扰动起来，但各自在时间上分别有所延迟，也就是说振动状态的传播需要一定的时间，这种振动状态或它具有的振动能量在媒质中自由传播的速度叫声速 c ，单位为米/秒，（m/s）。如果媒质质点振动的频率为 f ，则有

$$c = \lambda f \quad (1-1)$$

频率 f 为每秒钟媒质质点振动的次数，因此它也就是声波的频率，单位为赫兹，记作Hz，1赫兹=1秒⁻¹。质点振动是周期性的，每重复一次所需的时间叫周期 T ，单位为秒(s)，显然，有

$$f = \frac{1}{T} \quad (1-2)$$

由(1-1)式表明质点每振动一次，波就向前移动一个波长 λ ，在一秒钟内质点振动了 f 次，因而一秒钟内波向前行进了 λf 的距离，这就是波的传播速度 c ，如图1-2所示。

声波的传播速度与媒质的温度有关，在空气中，声速与空气温度的关系是

$$c = 331.4 + 0.61t \text{ } ^\circ\text{C} \quad (\text{m/s}) \quad (1-3)$$

式中 t 为摄氏温标的温度。从(1-3)式可见，声速 c 随温度而有一定的变化，但在一般情况下这个变化值不大，实际计算时可取 c 为340米/秒。

从(1-1)式可看出，声波波长 λ 与频率 f 成反比，频率越高，波长越短；频率越低，波长越长，声波的频率，即声源振动的频率决定了声波的波长。人耳可听域的频率范围为20赫—20000赫，相应声波的波长从17米到1.7厘米。人耳对声波的频率响应，以及材料的声学性能又随频率而异，面对如此宽广的频率范围，给噪声控制带来了很大困难。

声波通过时，媒质中各点的振动频率虽相同，但各自的振动相位却不同。所谓相位是指任一时刻 t 的质点振动状态，包括振动的位移及运动方向或者压强的变化。如图1-1，质点 A, B 都以同一频率在振动，但 B 比 A 在运动时间上有一定的滞后， C, D, E 等质点依次在时间上相继滞后，当 A 质点处于被压缩状态，即压强增加时，它同时又随着离 A 点的距离增加而减小，以至到达较远处的 D 质点可能正处于膨胀状态，即压强比平衡值 P_0 小，也就是说质点间在振动相位上依次落后，存在着相位差。正是由于

各个质点振动在时间上有超前和滞后，才在媒质中形成向前传播的行波。所以相位也是描述声波的一个重要物理量，在声波的叠加中起着重要的作用。可以看出，距离为波长 λ 的两质点间的振动状态是完全相同的，只不过后者在时间上延迟了一个周期 T 。

(2-1-3 平面声波

一般常用声压 p 来描述声波，在均匀的理想流体媒质中的小振幅声波的波动方程是

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-4 a)$$

或记为：

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-4 b)$$

式中 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ，为直角坐标的拉普拉斯计算符号， c 为声速，(1-4)式表明声压 p 为空间坐标 (x, y, z) 和时间 t 的函数，记为 $p(x, y, z, t)$ ，表示不同的地点在不同时刻的声压变化规律。

声波在空气中传播，振动声源处于三维空间中，振动将向四面八方传播，所以空间坐标要用 x, y, z 三个变量来表示。如声场在空间的两个方向上是均匀的，则声压 p 只随 x 方向变化，在垂直 x 轴的平面上不论 y, z 如何， p 都不变，即在同一 x 的平面上各点相位都相等。这时三维问题就只有一维了，可用一个坐标 x 来描述声场。于是(1-4)式变成

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-5)$$

(1-5)式表达的是沿 x 方向传播的声波方程。相位相等的共同面称波阵面。所以平面波的波阵面为垂直于 x 轴的一系列平面。设声源只作单一频率的简谐振动，位移是时间的正弦或余弦函

数，那么媒质中各质点也随着作同一频率的简谐振动。设 $x = 0$ 原点处的声压

$$p(0, t) = P_0 \cos \omega t$$

$\omega = 2\pi f$ 为振动圆频率， f 为频率，那么声场中任一点 x 的声压幅值也应当是 P_0 ，因为在理想媒质中声波无衰减，同样 x 点处的声波频率也是 f ，但 x 点处的相位却比 0 点落后了。 x 点的声压是由 0 点传递来的，若传播所需时间为 t' ，那么在 t 时刻 x 点的声压是 $(t - t')$ 时刻的 0 点的声压，即有

$$p(x, t) = P_0 \cos [\omega(t - t')]]$$

而媒质中声波传播速度为 c ，则

$$t' = x/c$$

代入则有：

$$p(x, t) = P_0 \cos [\omega(t - x/c)]]$$

为方便起见定义（圆）波数

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1-6)$$

其物理意义是长为 2π 米的距离上所含的波长 λ 的数目，于是 $p(x, t)$ 又可写成

$$p(x, t) = P_0 \cos (\omega t - kx) \quad (1-7)$$

(1-7) 式表示沿正 x 方向传播的平面波。又声波只含有单频 ω ，没有其它频率成分，所以叫简谐平面声波， P_0 为声压的幅值， $(\omega t - kx)$ 为其相位，它描述在不同地点 x 和各个时刻 t 声波运动状况。

如果我们仅考虑某一定时刻 $t = t_0$ 时声波在空间沿 x 分布的情况，则其波形如图 1-3a 所示，如果我们要观察的是声波在 $x = x_0$ 固定位置上随时间 t 的变化情况，则可以看到在 $x = x_0$ 这一无限大波阵面上各个质点均以同相位 $(\omega t - \varphi_0)$ 而振动的情况，其中 $\varphi_0 =$

$\frac{2\pi}{\lambda} x_0$ 为其初相位，见图 1-3b。

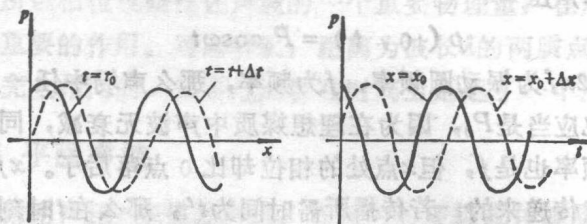


图 1-3 声压 p 随时间 t , 空间坐标 x 的变化波形

- a. 固定时间 t 声压 p 随空间坐标 x 的变化曲线
 b. 在某一定点 x 处声压 p 随时间 t 的变化曲线

现在研究一下声波的传播过程。当 (1-7) 式中时间由 t 增加至 $t + \Delta t$ 时, 原来的声压状态 (例如, 声压极大, 或最稠密层) 不再处于 x 处, 而是传播到 $x + \Delta x$ 处, 这样在 $t + \Delta t$ 时刻 $x + \Delta x$ 处的声压应与 t 时刻 x 处的声压状态 (相位) 相同, 于是有

$$P_0 \cos [\omega t - kx] = P_0 \cos [\omega (t + \Delta t) - k(x + \Delta x)]$$

这就要求

$$\omega \Delta t - k \Delta x = 0$$

因 $k = \omega / c$, 所以

$$c = \Delta x / \Delta t \quad (\text{m/s})$$

也就是说, x 处 t 时刻的声压经过 Δt 时间后传播到 $x + \Delta x$ 处, 整个声压波形以速度 c 沿正 x 方向移动, 可见声速 c 是波的相位传播的速度, 也是自由空间中声能量的传播速度, 而不是质点的振动速度 u , 质点的振动速度 u 可由力学的牛顿定律得出。

如图 1-4, 在存在声波的介质中取小体积元 ΔV , 由于受声波的作用, 在 ΔV 的两边所受声压分别为 p 和 $p + \Delta p$, 设 ΔV 的截面积为 S , 则体积元 ΔV 受到的总合力为

$$pS - (p + \Delta p) \cdot S = -S \cdot \Delta p$$

由于该力的作用使体积元 ΔV 产生加速度, 在我们所讨论的一般声音的情况下, 由牛顿第二定律得

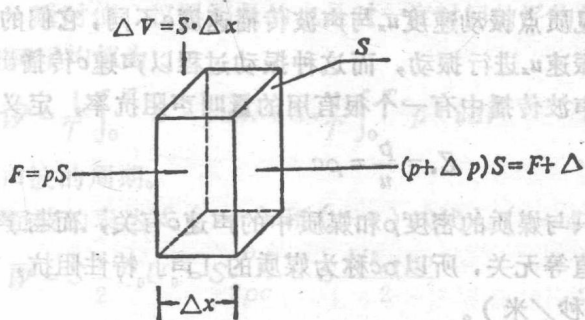


图1-4 声场中媒质体积元 ΔV 受力示意图

$$-S \cdot \Delta p = \rho \cdot \Delta V \frac{\partial u}{\partial t}$$

式中 ρ 为媒质的密度， $\frac{\partial u}{\partial t}$ 为加速度。

又由于

$$\Delta V = S \cdot \Delta x$$

所以，

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial t}$$

写成微分形式为

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1-8a)$$

或写成积分形式

$$u_x = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} \cdot dt \quad (1-8b)$$

u 的下标 x 表示振动速度沿 x 方向。将(1-7)式代入(1-8b)式，经计算便得到沿 x 方向传播的简谐平面声波的质点速度

$$u_x = \frac{P_0}{\rho c} \cos(\omega t - kx) = U_0 \cos(\omega t - kx) \quad (1-9)$$

式中 $U_0 = \frac{P_0}{\rho c}$ 为质点振动幅值。

可见质点振动速度 u_x 与声波传播速度 c 不同，它们的关系是：质点以振速 u_x 进行振动，而这种振动过程以声速 c 传播出去。

在声波传播中有一个很有用的量叫声阻抗率，定义为

$$Z_s = \frac{p}{u} = \rho c \quad (1-10)$$

因为它只与媒质的密度 ρ 和媒质中的声速 c 有关，而与声波的频率，幅值等无关，所以 ρc 称为媒质的〔声〕特性阻抗，单位是瑞利（帕·秒/米）。

（1-7）式表示的是沿正 x 方向传播的平面简谐声波，将式中的 k 换成 $-k$ ，就可得到沿负 x 方向传播的平面简谐声波的表示式

$$p(x, t) = P_0 \cos(\omega t + kx) \quad (1-11)$$

此时质点振动速度为

$$u(x, t) = \frac{-P_0}{\rho c} \cdot \cos(\omega t + kx) \quad (1-12)$$

1.4 声能量、声功率和声强

声波传播到原先静止的媒质中，一方面使媒质质点在平衡位置附近作来回的振动，获得振动动能，同时在媒质中产生了压缩和膨胀的疏密过程，使媒质具有形变的势能，两部分能量之和就是由于声扰动使媒质得到的声能量，以声的波动形式传递出去。所以声波是媒质质点振动能量的传播过程，这一能量可从力学中作用在物体上的力所做的功率推导出。

力 F 作用在物体上所做的功率 $W = Fu$ ， u 为物体的运动速度，现在作用力 F 为声压 p 所引起，它作用在媒质中的一小块体积 ΔV 上，如图1-4所示， $\Delta V = S \cdot \Delta x$ ， S 为体积元的截面积，则有 $F = pS$ ，于是得到声压作用在 ΔV 上的瞬时声功率为

$$W = Sp \cdot u \quad (1-13)$$

由（1-7）和（1-9）式可知，声波作用时，声压 p 与质点振动速度 u 都是交变的。一般地，人耳对于声的感觉是一个平均效应，听