声学原理概要和习题

浙江科学技术出版社

声学原理概要和习题

〔美〕W. 塞托　编著
金树武　姜锦虎　沈保罗　等译
魏墨盦　审校

浙 江 科 学 技 术 出 版 社

Schaum's Outline of
Theory and Problems of Acoustics
by William W.Seto
Schaum's Outline Series
McGraw-Hill Book Company
1971

声学原理概要和习题

〔美〕W.塞托著

金树武　姜锦虎　沈保罗等译

魏墨盦　审校

*

浙江科学技术出版社出版

浙 江 新 华 印 刷 厂 印 刷

浙 江 省 新 华 书 店 发 行

开本787×1092　1/32　印张11.375　字数259,000

1985年6月第　一　版

1985年6月第一次印刷

印数：1—4,450

统一书号：15221·81

定　　价：1.95 元

内 容 提 要

本书涉及声学的各个方面，包括振动和波；平面声波和球面声波；声波传播；扬声器和传声器；声音和听觉；建筑声学；水声学和超声学等九章。每章均从原理概要开始，继而用很多例题说明分析方法和解题步骤。最后列出大量附有答案的习题。

本书可用作大学各种声学课程的补充读物或习题课参考书，也可成为具有大学初年级数理基础的工程技术人员或医务人员自学声学的一本入门参考书。对于从事各种声学工作的教师和科技工作者也都有参考价值。

序　　言

声学是门既古老而又年轻的科学。它的起源可追溯到古代人类对于听觉、语言、音乐等的认识。到十九世纪中叶，便已发展为一门体系严密的学科，当时瑞利所写的《声学理论》就是一部集“经典声学”之大成的巨著。

二十世纪以来，人类文明的高速发展迫使各门科学技术相互渗透、相互促进。声学的研究对象已从“可听声”延伸到“次声”和“超声”，其应用范围已经遍及生产、国防、医疗等各个部门，而且与很多其他学科相互结合并形成了不少新的边缘性的声学分支。古老的声学已经获得新生，年轻的“近代声学”正在继续蓬勃发展，愈来愈受到各方面的重视。

我国高等学校中不仅已有声学专业，而且部分理、工、医等专业也已开设了声学课程。我国与声学有关的科技、生产、医学等单位为数不少，有些也曾结合各自的需要开办了各种与声学有关的进修班、短训班等。为了适应科研、教学和自修的需要，我国已经出版了一些自编或翻译的声学专著、教材和参考书，然而尚嫌残缺，不能成套。以最基本的声学原理来说，虽已有教材出版，但与之配套的习题集尚付阙如。本书的译者有鉴于此，故译出了塞托所编著的《声学原理概要和习题》一书。此书共分九章，每章先作简要的原理概述，然后配有大量例题，帮助读者领会分析问题的方法，从而更深入地掌握基本原理。每章末均列出许多附有答案的习题，以供读者自我练

习，巩固深化所学的内容。本书编写方式，颇有特色，符合习题集的要求。它既可作为声学原理习题课的教材或教学参考书，同时，也可供读者自学和练习时参考。尽管本书也有其不足之处，特别是原文误植和计算的错误较多，但从总体来说不失为一本声学习题方面的好书。因此，我乐于接受译者们的要求，校对全书，并为此译本的出版写几句序言。

本书由浙江大学金树武（1—3章）、苏州大学姜锦虎（4—6章）、同济大学洪宗辉（7章）、沈保罗（8章）、朱士明（9章）合译。

原书中的错误已尽可能改正或注明。术语译名和单位代号已尽可能采用我国标准，书后附录国家标准局批准的“声学的量和单位”，以便读者查阅参照。但限于译校者水平，难免有疏漏和不当之处，热忱欢迎读者指正。

魏墨盦

1984年4月于上海

前　　言

大量解题是理解和掌握基本原理的最好方法之一。有鉴于此，编写本书的首要目的在于补充大学高年级的物理或应用声学的通用教材。但本书的理论部分论述得相当完整，只要适当利用习题课学时，就能用它作为教材。对声学及其应用感兴趣的物理和工程学的同学来说，本书将有很大的价值。书中对声学和振动领域里许多实际问题的数值解，也可供在职工程师参考。

全书虽强调了基础理论，而其讨论的问题和习题涉及声学的许多方面和应用。本书按公认的理论和研究领域把内容分为若干章。每章开始是简明的定义、原理和理论，随之用例题来加以解释和深化。然后是循序渐进的一组例题，继之列有许多习题。通过例题进一步阐明理论；说明分析方法；提供应用实例；列出数字细节；集中归纳要点，以培养学生能有把握地正确运用基本原理。例题中包括许多定理的证明和基本结果的推导。备有答案的习题，可用作每章内容的全面复习。

使用本书的基本要求是具有力学、电学、材料强度以及包括微积分和偏微分方程在内的高等数学的基本理论知识。

本书各章题目分别为振动和波；平面和球面声波；声波的传输；扬声器和传声器；声音和听觉；建筑声学；水声学和超声学。为使本书更为灵活多用，书中所包含的内容比许多半学年课程的内容多得多。

感谢丹尼尔·肖姆先生非常耐心和诚恳的帮助。

W.塞托

目　录

第一章 振动和波

术语符号

a＝波的传播速度，米/秒(m/s)；加速度，米/秒²(m/s²)

A＝面积，米²(m²)

A_o＝波的振幅，米（m）

A,B＝常数

c＝阻尼系数，牛顿·秒/米（N·s/m）

C,D＝常数

d＝直径，米（m）

f＝频率，赫，即周/秒(c/s)

f_b＝拍频，赫，即周/秒(c/s)

h＝长度，米（m）

I_o＝第一类零阶贝塞尔双曲线函数

J_o＝第一类零阶贝塞尔函数

k＝弹簧常数或倔强系数，牛顿/米(N/m)

K_o＝第二类零阶贝塞尔双曲线函数

m＝质量，千克(kg)

p_n＝固有频率，赫，即周/秒(c/s)

P＝周期，秒(S)

P_b＝拍频周期，秒(S)

r＝频率比；径向距离，米(m)

S＝张力，牛顿(N)

SHM＝简谐运动

t＝厚度，米(m)

W＝作功系数，焦耳/周(J/c)

Y＝杨氏弹性模量，牛顿/米^2(N/m^2)

ω＝圆频率，弧度/秒(rad/s)

ω_d＝阻尼圆频率，弧度/秒(rad/s)

ω_n＝固有圆频率，弧度/秒(rad/s)

λ＝波长，米(m)

ζ＝阻尼因数

θ,ϕ＝角度，弧度(rad)

ρ＝密度，千克/米^3(kg/m^3)

ρ_a＝质量/面积，千克/米^3(kg/m^2)

ρ_L＝质量/长度，千克/米(kg/m)

μ＝泊松比

σ＝应力，牛顿/米^2(N/m^2)

$\in$＝应变

引言

声学是声波的物理学。虽然声学的基本理论在于研究振动和波的传播，但我们能把它看作一门多科性的科学。

例如，利用在实物性媒质中波传播的概念，物理学家正在对物质的性质进行研究。声学工程师感兴趣于声音重放的保真度、机械能和电能变为声能的转换以及声学换能器的设计。建筑师则对建筑中的吸声和隔声以及大礼堂和音乐厅中的控制混响和消除回声更感兴趣。音乐家则喜欢了解如何通过弦、气柱和膜的振动来获得音的节奏性组合。

另一方面，生理学家和心理学家正在积极地研究人的听觉

机制与声带的特性和作用、听觉现象及人对声音和乐音的反应以及舒适噪声级和满意收听条件的心理声学标准。语言学家则对复合噪声的主观感觉和合成语言的产生感兴趣。

超声学是涉及20千赫以上频率声波的一个声学分支，它在海洋学、医学和工业中已获得日益广泛的应用。

而且，由于人们对飞机、汽车、重工业和家用器具产生的噪声级的不断升高，并造成耳朵损伤、身体和心理刺激等有害作用，已有普遍的认识和反感，因而对深入了解声波及其产生、效应和控制就成为更高的要求。

波

波是由某一点上开始的扰动（或感应）所引起的，并按预定的方式传输或传播到其他点上。传播方式决定于扰动传输所经过的弹性媒质的物理特性。

当振动物体离开静平衡位置向前运动时，就推动它前面的空气，并将其压缩。同时，物体后方立即出现稀疏状态，空气就会赶来填补这一留在后面的空间。这样，空气压缩被传送到远方，而空气就进入了称为**声波**的运动状态，其结果就是声音。对于人耳来说，声音是由空气扰动造成的听力感觉。因为液体和固体都具有惯性和弹性，它们都能传递声波。

声波是纵波，即质点沿波动方向运动。声波传播涉及能量经过空间的传递。声波携带的能量一部分是动能，一部分是势能。动能起因于媒质质点的运动，势能起因于同一质点的弹性位移。从声源发出的声波向各个方向扩散时，声波可能被反射、折射、散射、衍射、干涉和吸收。声波传播需要一种媒质，声速取决于该媒质的密度和温度（见题1·1—1·7）。

简谐运动

一个作直线运动的质点，如果它的加速度总是与运动路径上离固定点的距离 x 成正比，而其方向指向固定点，则就说该质点在作**简谐运动**(SHM)，它是**周期运动**的最简形式。用微分方程的形式，简谐运动可表示为

$$a=-\omega^2 x \qquad \frac{d^2x}{dt^2}+\omega^2 x=0$$

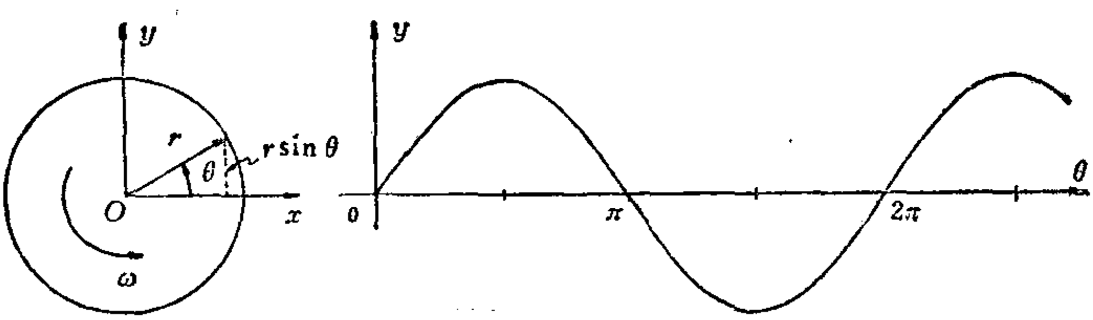
其解为 $x(t)=A\sin\omega t+B\cos\omega t$

或 $x(t)=\sqrt{A^2+B^2}\sin(\omega t+\theta)$,

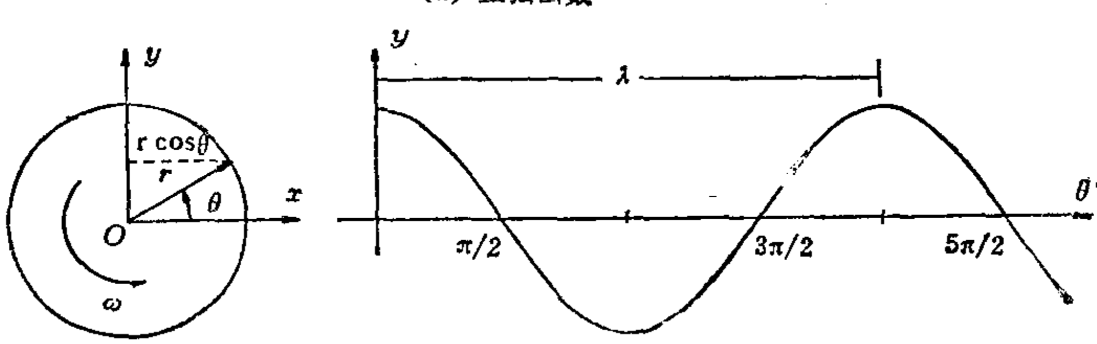
$x(t)=\sqrt{A^2+B^2}\cos(\omega t-\phi)$

式中 A、B 是任意常数，ω 是圆频率（弧度/秒），而 θ、ϕ 是相位角（弧度）。

简谐运动可为时间的**正弦或余弦函数**，还能用图 1—1 所



(a) 正弦函数



(b) 余弦函数

图 1—1

示的旋转矢量简便地加以表示。等幅矢量 r 以等角度 ω 逆时针旋转；它在 x 和 y 轴上的投影分别是时间的余弦和正弦函数（见题1.8）。

谐和波是其质点位移图形的轮廓或形状为正弦（即正弦或余弦曲线）的一种波。以速度 c 在 x 轴正方向运动的谐和波为

$$u(x,t)=\begin{cases}A_o\sin m(x-ct)\\A_o\cos m(x-ct)\end{cases}$$

而以速度 c 在 x 轴负方向运动的谐和波为

$$u(x,t)=\begin{cases}A_o\sin m(x+ct)\\A_o\cos m(x+ct)\end{cases}$$

式中 A_o 是波的**振幅**。这些波均称为**谐和行波**。

以速度 c 从坐标原点向外发散的球面波可表示为

$$u(r,t)=\frac{A_o}{r}f(ct-r)$$

同样，一个**球面谐和行波**可表示为

$$u(r,t)=\frac{A_o}{r}e^{i(\omega t-mr)}=\frac{A_o}{r}e^{i(\omega t-2\pi kr)}\text{(*)}$$

式中 $i=\sqrt{-1}$，$k=\dfrac{1}{\lambda}$是波数，即每单位长度上的波周期数。在一个 $\lambda=\dfrac{2\pi}{m}$的间隔之后波形重现，λ 称为波长。

振动

具有质量和弹性的系统都能作相对运动。如果在一个给定的时间间隔之后，该系统的运动重复出现，这样的周期运动就称为**振动**。要分析振动，首先要利用分别代表系统内物体、弹

(*)校注：原书中印的是$u(r,t)=\dfrac{A_o}{r}e^{i(\omega t-kr)}$与上下文不符，故改为现式。

性和摩擦的**质量**m，**弹簧**k和**阻尼器**c来将系统理想化和简单化。然后以运动方程把系统位移表示成**时间的函数**。**周期**p是周期运动自身重现需要的时间（秒），**频率**f是单位时间内的周期数。

自由振动，即**瞬态振动**，是系统移离静态平衡位置时观察到的周期运动。作用力是弹簧力、摩擦力和质量块的重力。摩擦将使振动随时间而减小，并由下式给出

$$X_C(t)=e^{-\zeta\omega_n t}(A\sin\omega_d t+B\cos\omega_d t)$$

式中 ζ＝阻尼因数，

ω_n＝固有圆频率（弧度/秒），

ω_d＝阻尼固有圆频率（弧度/秒），

A、B＝任意常数（见题1·9—1·10）。

当通解形式为$F(t)=F_o\sin\omega t$或$F_o\cos\omega t$的外力作用到正在运动的系统时，合成运动称为**强迫振动**。强迫振动时，系统将趋向于既按其固有频率振动，又按激励力的频率振动。阻尼的存在，将使没有正弦激励力加以维持的固有振动逐渐消失。结果，系统将以激励力频率作振动，而与系统初始状态或固有频率无关。合成运动称为系统的**稳态振动**或**响应**，并表示为

$$X_p(t)=\frac{F_o}{\sqrt{(k-m\omega^2)^2+(c\omega)^2}}\cos(\omega t-\theta)$$

式中 F_o＝激励力幅值，

k＝弹簧常数，

m＝系统的质量，

c＝阻尼系数，

ω＝激励力圆频率（弧度/秒），

$\theta=\tan^{-1}\dfrac{c\omega}{k-m\omega^2}$＝相角（见题1·11）。

当激励力频率等于系统固有频率时，出现共振。共振发生时，振幅将无约束地增加，仅取决于系统中存在的阻尼量。

振动能量

作有阻尼自由振动时，其能量将不断地被阻尼器吸收，而作为热能耗散。因此系统不断损失能量，结果使振动的振幅将减小。无阻尼自由振动的总能量是恒量，等于其最大动能或最大势能，系统作连续振动。

作有阻尼强迫振动时，系统的能量不断地由外加能源补给，以维持稳态振动（见题1·12—1·15）。

弦振动

弦是具有连续媒质特性的单个振子，也是波在媒质中传输的最简单例子。弦质量沿其长度均匀分布，是具有无限频率数系统的最简单形式。

其通用运动微分方程由下式给出

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=a^2\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

式中 y = 弦的偏移，

x = 弦纵轴的坐标，

$a=\sqrt{S/\rho_L}$ = 波的传播速度，

S = 张力，

ρ_L = 单位长度弦的质量。

方程的通解可用驻波或行波表示，如下述两式所示：

$$y(x,t)=\sum_{i=1,2,\cdots}^{\infty}\left(A_i\sin\frac{p_i}{a}x+B_i\cos\frac{p_i}{a}x\right)\times(C_i\sin p_it+D_i\cos p_it)$$

式中　A_i, B_i 是由边界条件确定的任意常数，C_i, D_i 是由初始条件确定的任意常数，p_i 是系统的固有频率；

$$y(x,t)=f_1(x-at)+f_2(x+at)$$

式中　f_1 和 f_2 是任意函数。第一部分 $f_1(x-at)$ 表示以速度 a 沿 x 轴正方向行进的任意形状的波，而 $f_2(x+at)$ 则表示以速度 a 沿 x 轴负方向行进的类似的波（见题1·16—1·20）。

棒的纵振动

棒是在一个方向上无限延伸的一种物体，由各向同性的均匀材料制成，且到处没有横向约束。如果突然在其轴向敲击，则棒任一垂直截面的延伸特性将随时间作周期性变化，但具有不同的振幅。这就是棒的纵振动。

运动的一般微分方程由下式给出

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=a^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

式中　u = 任意横截面的位移，

x = 纵轴的坐标，

$a=\sqrt{Y/\rho}$ = 波传播速度，

Y = 杨氏弹性模量，

ρ = 密度。

方程的通解与弦振动相同（见题1·21—1·25）。

膜振动

膜是大小有限、厚度均匀的一种物体，以均匀的张力固定在刚性框架中。膜是完全柔性的，其厚度远小于其他两维的尺寸。受激励时，假设无阻尼自由振动发生在垂直于膜平面的方向上。

振动的膜是最易观察到的在实际两维空间中波动的具体例子。与它的一维对照物（柔弦）相比，膜具有更多的运动自由度。

通用运动微分方程由下式给出

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 y}{\partial z^2}=\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

式中　y = 膜的垂直偏移，

$a=\sqrt{S/\rho_s}$ = 波传播速度，

S = 张力，

ρ_s = 单位面积膜的质量，

x,z = 膜平面中的坐标。

方程的通解可用级数解或行波解来表示，如下：

$$\begin{aligned} y(x,z,t)=\sum_{i=1,2,\cdots}^{\infty}&\left(A_i \sin\sqrt{(p_i/a)^2-k_i^2}\,x\right.\\ &\left.+B_i\cos\sqrt{(p_i/a)^2-k_i^2 x}\right)\\ &\times(C_i\sin k_iz+D_i\cos k_iz)\\ &\times(E_i\sin p_it+F_i\cos p_it)\end{aligned}$$

式中　A_i，B_i，C_i 和 D_i 是由边界条件确定的任意常数，E_i 和 F_i 是由初始条件确定的任意常数，而 p_i 是膜的固有频率；

$$y(x,z,t)=f_1(mx+nz-at)+f_2(mx+nz+at)$$

式中　$m^2+n^2=1$

此种解的形式表明两个相同的任意形状的波以速度 a 沿 x 和 z 轴的反方向传播（见题1·26—1·31）。

圆板振动

板振动是梁的横振动的两维类比。与膜比较，板的厚度与其他两维尺寸相比不再是微小的。而且，由圆板的刚度和弯曲所