

[美] R. A. SERWAY 著

普通物理学概念 及程序练习

下 册

李 平 译

人民教育出版社

〔美〕 R. A. SERWAY 著

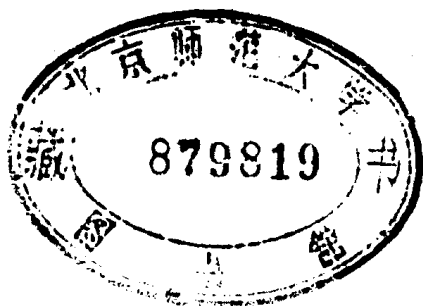
普通物理学概念

及程序练习

下 册

李 平 译

241/56/08



人民教育出版社

1981

«内 容 提 要»

这是一本大学生用的物理学习指导书。每章包括基本概念和原理、示范例题、程序练习和习题。其中程序练习是指导自学的一种新方法。

本书分上、下两册，上册包括力学和热学等内容，下册包括电磁学和光学等内容。

本书是著者为配合 Sears 等著《大学物理学》、Bueche 著《物理学导论》、Halliday & Resnick 合著《基础物理学》等美国物理教材而编写的，书中附有本书与 Sears 等书的章节对照索引，便于参考与自学。

[美] R. A. Serway

Concept, Problems & Solution in General Physics Vol. II

W. B. Saunders Co., 1975

普通物理学概念

及程序练习

下 册

[美] R. A. SERWAY 著

李 平 译

*

人民教育出版社 出版

新华书店北京发行所发行

浙江新华印刷厂印装

*

开本 787×1092 1/16 印张 16.75 字数 300,000

1981年4月第1版 1982年2月第1次印刷

印数 00,001—24,500

书号 13012·0599 定价 1.25 元

与其他教科书的对照索引

(表中数字是章号^①)

LM-S		HR-S		SZ-S		B-S		WS-S	
1,2	1	16,17	1	21,22,23	1	18,19	2	16,17	1
3,4	8,9	23,24	2	24,25	2	20	3	22,23,24	2
5,7	2	25,26	3	26,27	3	21,22	3,4	25,26	3
6,8	3	27,28	4	28,29	4	23	3	27,28	4
9	4	29,30	5	30,31,32	5	24,25	5	29,30	5
10,11	5,7	31,32,33	6	33,34	6	26	6	31,32	6
12	6	34,35	7	35,36	7	27	5	33	5
13	7	36	8	37-40	8	28,29	7	34,35	7
		37,38	9	41,42	9	30	1	36,37	8
						31	8	38,39,40	9
						32,33	9		
						35	1		

① 注: 本索引只是粗略的导引。其符号用法如下:

LM 代表 Lobkowicz & Melissinos «物理学(理工科)»(第二册)

HR 代表 Halliday & Resnick «物理学基础»

SZ 代表 Sears & Zemansky «大学物理学»

B 代表 Bueche «物理学导论(理工科)»

WS 代表 Weidner & Sells «初等经典物理学»

S 代表 Serway (本书)

目 录

第一章 波动现象 1	§ 3.12 摘要96
§ 1.1 波型 1	§ 3.13 习题97
§ 1.2 行波 1	第四章 电流、电阻和直流电路 101
§ 1.3 张紧弦上的行波 3	§ 4.1 电流101
§ 1.4 波的迭加和干涉 5	§ 4.2 电阻和欧姆定律102
§ 1.5 弦上的驻波 7	§ 4.3 不同导体的电阻率104
§ 1.6 纵波 8	§ 4.4 含有电阻器的简单电路106
§ 1.7 空管中的纵驻波10	§ 4.5 电路中的功率耗散108
§ 1.8 多普勒效应11	§ 4.6 基尔霍夫定律和直流电路109
§ 1.9 程序练习13	§ 4.7 RC 电路112
§ 1.10 摘要26	§ 4.8 程序练习115
§ 1.11 习题27	§ 4.9 摘要130
第二章 静电学 31	§ 4.10 习题131
§ 2.1 电荷和电力的性质31	第五章 磁场 135
§ 2.2 库仑定律32	§ 5.1 磁场的定义和特性135
§ 2.3 电场34	§ 5.2 均匀磁场中带电粒子的运动137
§ 2.4 电场强度的计算36	§ 5.3 作用在载流导体上的磁力137
§ 2.5 电场通量和高斯定理37	§ 5.4 洛仑兹力139
§ 2.6 均匀电场中带电粒子的运动40	§ 5.5 安培定律139
§ 2.7 程序练习42	§ 5.6 毕奥-萨伐尔定律141
§ 2.8 摘要58	§ 5.7 磁偶极矩142
§ 2.9 习题58	§ 5.8 物质的磁性143
第三章 电势和电容64	§ 5.9 程序练习143
§ 3.1 电势64	§ 5.10 摘要154
§ 3.2 均匀电场中的电势65	§ 5.11 习题154
§ 3.3 点电荷的电势67	第六章 随时间变化的场和电磁感应157
§ 3.4 连续分布电荷的电势69	§ 6.1 法拉第定律157
§ 3.5 孤立带电导体的电势71	§ 6.2 动生电动势158
§ 3.6 由电势求 E72	§ 6.3 变化的电通量产生磁场160
§ 3.7 电容和电容器73	§ 6.4 电感161
§ 3.8 电容器的组合76	§ 6.5 磁场中的能量162
§ 3.9 充有电介质的电容器77	§ 6.6 LR 电路162
§ 3.10 带电电容器所储存的能量79	§ 6.7 程序练习164
§ 3.11 程序练习80	§ 6.8 摘要173

§ 6.9 习题	174	§ 8.9 摘要	222
第七章 交流电路、振荡和电磁波	176	§ 8.10 习题	223
§ 7.1 LC 电路中的振荡	176	第九章 波动光学	226
§ 7.2 单元件的串联交流电路	177	§ 9.1 干涉——双缝	226
§ 7.3 RLC 串联电路	179	§ 9.2 薄膜的干涉	223
§ 7.4 交流电路中的功率	181	§ 9.3 光的衍射	230
§ 7.5 RLC 串联电路中的共振	181	§ 9.4 衍射光栅	233
§ 7.6 麦克斯韦方程组	182	§ 9.5 色散和衍射光栅的分辨率	234
§ 7.7 电磁波的性质	182	§ 9.6 偏振光	235
§ 7.8 程序练习	185	§ 9.7 程序练习	237
§ 7.9 摘要	196	§ 9.8 摘要	243
§ 7.10 习题	197	§ 9.9 习题	244
第八章 几何光学	200	附录	
§ 8.1 前言	200	1 三角函数表	247
§ 8.2 反射和折射	200	2 自然对数表(以 e 为底)	248
§ 8.3 球面镜和平面镜	202	3 常用数学公式	249
§ 8.4 面镜的光线图	205	4 换算因子	250
§ 8.5 折射所成的像	205	5 基本常数	251
§ 8.6 薄透镜	207	6 习题答案	252
§ 8.7 薄透镜的组合	210	索引	257
§ 8.8 程序练习	212		

第一章 波动现象

§ 1.1 波 型

在自然界中有许多扰动都表现出波的特征。象弦上的波、水波和声波等，这些机械波都需要有传播扰动的媒质。光波和无线电波是起源于电磁的，不需要媒质来传播。本章只讨论机械波。

一般说来，由于大量粒子运动的结果，能量从媒质的一个区域传递到另一个区域。若媒质粒子的运动方向与波的传播方向相互垂直，则此波就叫做横波。另一方面，若媒质粒子沿着波的传播方向运动，则此波就叫做纵波。沿弦运动的一个脉冲波就是横波的一个例子[图 1-1(a)]，而弹簧上的波则是纵波的一个例子[图 1-1(b)]。

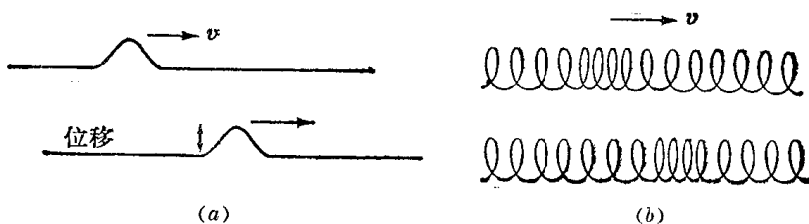


图 1-1 (a) 弦上的横波。弦上每个“粒子”的扰动都与波的传播方向垂直。(b) 在张紧弹簧上的纵波。粒子的位移(即弹簧圈的运动)是沿着波的方向。

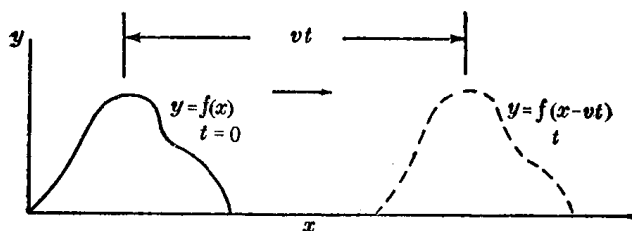


图 1-2 任意形状行波的图示。波以速度 v 向右传播。

§ 1.2 行 波

一个以速度 v 沿 x 轴向右传播的波可用下式表示：

$$y(x, t) = f(x - vt) \quad (1.1)$$

如图 1-2 所示，其中 $y(x)$ 表示在 $t=0$ 时曲线的形状。在某一时刻 t ，曲线向右移动了一段距离 vt ，但曲线 $y(x, t)$ 的形状并没有改变。若此波以速度 v 向左传播，则式 (1.1) 应写成 $y(x, t) = f(x + vt)$ 。

特别有意义的是谐波，谐波就是按正弦函数那样变化的波。此种波可用下式表示：

$$y(x, t) = A \sin(kx - vt) \quad (1.2)$$

式中的 k 叫做波数, A 叫做波的振幅。因为此波是周期性的, 假若用 $x + 2\pi/k$ 代替 x , 则函数 $y(x, t)$ 的曲线会重复出现。如图 1-3 所示, 若将曲线每重复一次所经过的距离定义为波长 λ ,

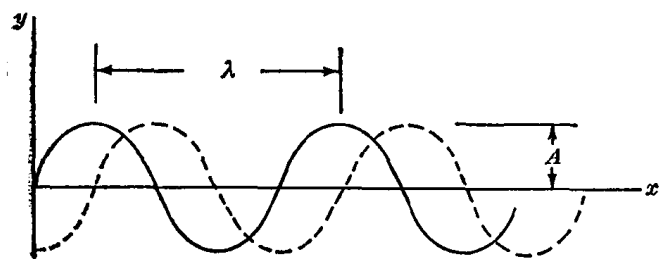


图 1-3 谐波的示意图。实线表示 $t=0$ 时的波; 虚线表示经过一段时间 t 后的波。

则有

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (1.3)$$

或

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.4)$$

根据式(1.2)可得谐波的角频率为

$$\omega = kv = \frac{2\pi}{\lambda}v \quad (1.5)$$

角频率也可以用频率 f (每秒振动的次数) 和周期 T (一次振动所需的时间) 表为

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \quad (1.6)$$

将式(1.5)与式(1.6)比较, 即得出波速、波长和频率的重要关系式

$$v = \lambda f \quad (1.7)$$

所以, 向右传播的正弦波也可写成如下的等价形式:

$$y(x, t) = A \sin(kx - \omega t) = A \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \quad (1.8)$$

学生应注意的是谐波有两个周期性: 一个是空间的(由 λ 给出); 另一个是时间的(由周期 T 给出)。

式(1.8)中的 $y(x, t)$ 满足 $y(0, 0) = 0$, 这已在图 1-3 中表示出, 但并不是必须如此。若波的横向位移 $y(0, 0) \neq 0$, 如图 1-4(a) 所示, 则我们必须在 $y(x, t)$ 的表示式中引入一个相位常数 ϕ (叫做初相), 并写成

$$y(x, t) = A \sin(kx - \omega t - \phi) \quad (1.9)$$

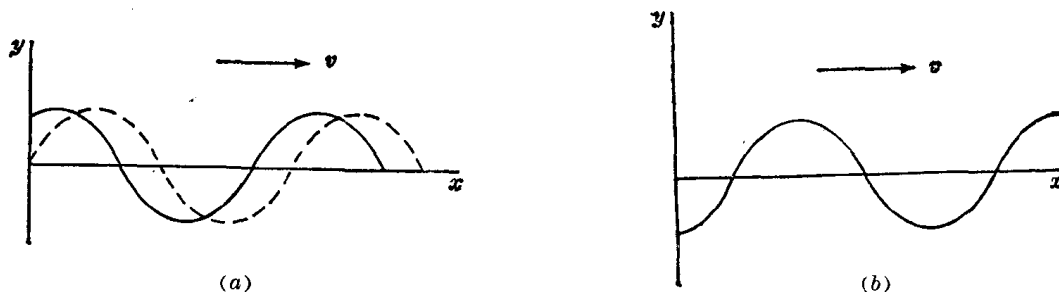


图 1-4 (a) 根据式(1.9), 具有 $\phi \neq 0$ 的向右传播的谐波。实线表示 $t=0$ 时的波, 虚线表示经时间 t 后的波。(b) 一行波, 具有 $\phi = \pi/2$ 。

例题 1.1 如图 1-4(b) 所示, 设一行波向右运动, 其横向位移为 $y(0, 0) = -A$ 。试问, 其相位角 ϕ 有多大? $y(x, t)$ 的表示式是什么?

根据式(1.9),在此情况中我们要求

$$y(0,0) = -A = A \sin(-\phi)$$

或

$$\sin(-\phi) = -1$$

但 $\sin(-\phi) = -\sin\phi = -1$, 所以可得

$$\phi = \frac{\pi}{2}$$

而且, 因为 $\sin(a-b) = \sin a \cos b - \cos a \sin b$, 此行波也可表示为如下的等价形式

$$y = A \sin\left(kx - \omega t - \frac{\pi}{2}\right) = A \left[\sin(kx - \omega t) \cos \frac{\pi}{2} - \cos(kx - \omega t) \sin \frac{\pi}{2} \right]$$

或

$$y(x, t) = -A \cos(kx - \omega t)$$

§ 1.3 张紧弦上的行波

设有一根质量均匀的柔性弦, 每单位长度的质量为 μ , 弦上的恒定张力是 F , 如图 1-5(a) 所示. 弦上的某一小段受到一扰动并形成一向右运动的脉冲. 如果此小段的曲率很小时, 便可把它看成是一段半径为 R 的圆弧.

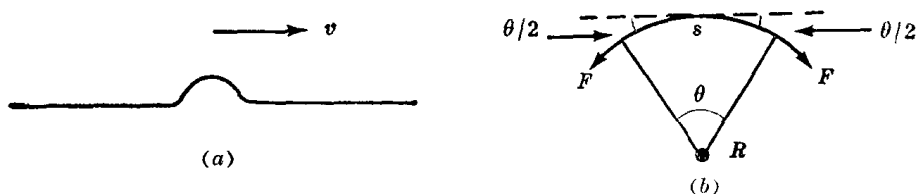


图 1-5 (a) 一脉冲以速率 v 在一柔性弦上向右运动. (b) 此脉冲的一小段, 此弦所受的是恒定张力.

从图 1-5(b) 中可见, 这段弦所受的合力指向曲率中心, 并等于 $2F \sin \frac{\theta}{2}$. 因此, 根据牛顿第二定律, 得

$$\sum F_r = 2F \sin \frac{\theta}{2} = ma_r = m \frac{v^2}{R} \quad (1.10)$$

但因 $m = \mu s = \mu R \theta$, 而且对于小的 θ 有 $\sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2}$, 于是式(1.10)可简化为

$$2F \frac{\theta}{2} = \mu R \theta \frac{v^2}{R}$$

或

$$v = \sqrt{\frac{F}{\mu}} \quad (1.11)$$

即当张紧弦上行波的横向位移很小时, 其传播速率只与弦的张力和每单位长度的质量有关.

学生应证明式(1.11)在量纲上是正确的.

例题 1.2 如图 1-6 所示, 有一根长为 15 m、质量为 0.3 kg 的均匀弦, 其一端通过一无摩擦滑轮并悬挂一 4 kg 的重物, 使其沿水平方向张紧。(a) 求一脉冲在此弦上的速率。(b) 求此脉冲从 A 点移至 B 点所需的时间。

解

(a) 张力 $F = mg = 4 \times 9.8 \text{ N} = 39 \text{ N}$

$$\text{每单位长度的质量} = \mu = \frac{0.3 \text{ kg}}{15 \text{ m}} = \frac{1}{50} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$$

$$\therefore v = \sqrt{\frac{F}{\mu}} = \sqrt{39 \times 50 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}} = 44 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

(b) $t = \frac{d}{v} = \frac{14 \text{ m}}{44 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}} = 0.32 \text{ s}$

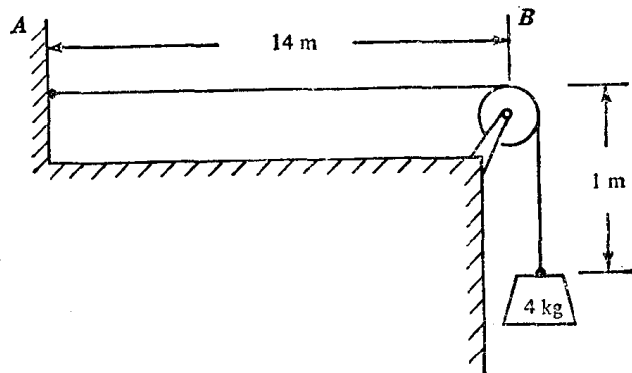


图 1-6

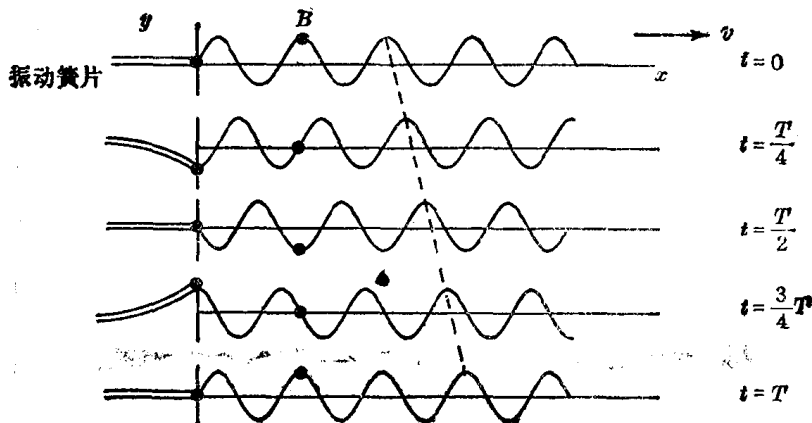


图 1-7 连续弦的一端振动时, 谐波在弦上传播。注意, 弦上每一质点都是在 y 方向以周期 T 作简谐运动 (简称 SHM)。

使一连续弦的一端上下振动作简谐运动, 则将有一周期性的行波沿此弦传播, 如图 1-7 所示。假如此振动的振幅不大时, 弦上每一质点都在沿 y 方向作简谐运动。这可用图 1-7 中的 B 点来说明。所以弦的每一部分都可以看作是一个简谐振子。

但必须注意, 虽然这些质点是沿 y 方向振动的, 但是波 (或扰动) 却是以速度 v 沿 x 方向传

播；这就是把它叫做横波的含义。我们知道行波是从弦的一端向另一端传递能量的，而这能量是由某一外部振子所供给的（在实验室中，通常是用音叉作为振动源）。弦上每一质点都具有相同的周期 T 。若在时刻 $t=0$ ，此波如图 1-7 所示，我们可将其写作

$$y = A \sin(kx - \omega t)$$

如图 1-7 所示，当 B 点（或弦上的任一点）运动时，其 x 坐标保持不变，所以我们可求出此弦上一点的横向速度和横向加速度（即速度和加速度在 y 方向上的分量）。

$$v_y = \left. \frac{dy}{dt} \right|_{x=\text{常量}} = -A\omega \cos(kx - \omega t) \quad (1.12)$$

$$a_y = \left. \frac{dv_y}{dt} \right|_{x=\text{常量}} = -A\omega^2 \sin(kx - \omega t) \quad (1.13)$$

因此，最大横向速度和最大横向加速度分别为：

$$(v_y)_{\max} = \omega A \quad (1.14)$$

$$(a_y)_{\max} = \omega^2 A \quad (1.15)$$

例题 1.3 设在例题 1.2 中所述的弦的左端被一音叉驱动，此音叉的固有振动频率为 400 Hz，并产生一最大振幅为 2 mm 的行波。（a）求此波的周期和波长。（b）求弦上一点的横向速度和横向加速度的最大值。

解

$$(a) \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f} = \frac{1}{400} \text{ s} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ s}$$

从例题 1.2 知 $v = 44 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ，所以

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{44 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{400 \text{ s}^{-1}} = 0.11 \text{ m}$$

$$(b) \quad (v_y)_{\max} = \omega A = 2\pi f A = 2\pi \times 400 \times 2 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$(v_y)_{\max} = 1.6\pi \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$(a_y)_{\max} = \omega^2 A = 4\pi^2 f^2 A = 4\pi^2 \times (400)^2 \times 2 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

$$(a_y)_{\max} = 1.28\pi^2 \times 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$$

在行波（例如沿弦运动的脉冲）中，能量是通过媒质传递的。此能量是由激起扰动的某一外源所供给的，例如按在张紧弦一端的振动簧片。单位时间内通过弦上一定点的平均能量，或功率，可用下式给出

$$P = \frac{1}{2} \omega^2 A^2 \mu v \quad (1.16)$$

例如，学生可证明，例题 1.2 和例题 1.3 中所述的弦上传递的功率为 11 W。

（为了复习以及其他应用，可看程序练习 1、2 和 3。）

§ 1.4 波的迭加和干涉

当两个或两个以上的行波在同一媒质中（如在同一根弦中）传播时，此媒质中质点的合位移

等于每一个波所引起的位移的矢量和。这就叫做迭加原理，它对于离开平衡偏移微小的机械波是适用的。这就相当于假定这些偏移质点所受的恢复力是线性的。

波的干涉是用来描述两个或两个以上波的迭加结果的。例如，设有两个向右传播的正弦波，具有相同的频率和振幅，但其相位差为 ϕ 。

$$y_1 = A \sin(kx - \omega t) \quad (1.17)$$

$$y_2 = A \sin(kx - \omega t - \phi) \quad (1.18)$$

迭加原理就是合位移 y 等于 $y_1 + y_2$ 。应用三角恒等式

$$\sin a + \sin b = 2 \cos\left(\frac{a-b}{2}\right) \sin\left(\frac{a+b}{2}\right)$$

可得
$$y = y_1 + y_2 = 2A \cos\frac{\phi}{2} \sin\left(kx - \omega t - \frac{\phi}{2}\right) \quad (1.19)$$

从这一结果我们可以推断，合成波与原始波具有相同的频率，但其振幅是 $2A \cos\frac{\phi}{2}$ 。当相位差 ϕ 等于 $0, 2\pi, 4\pi, \dots$ 时，合成波的振幅为 $2A$ ，于是我们就说这两列原始波处处同相。这些波是干涉相长的。在这一情况中，两列波的波峰和波谷分别出现在相同的位置上，如图 1-8(a) 所示。与此相反，当相位差 ϕ 等于 $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ 时，合成波的振幅为零，这些波是干涉相消的。在这一情况中，一列波的波峰与另一列波的波谷“相消”，如图 1-8(b) 所示。对于任意的 ϕ 值来说，

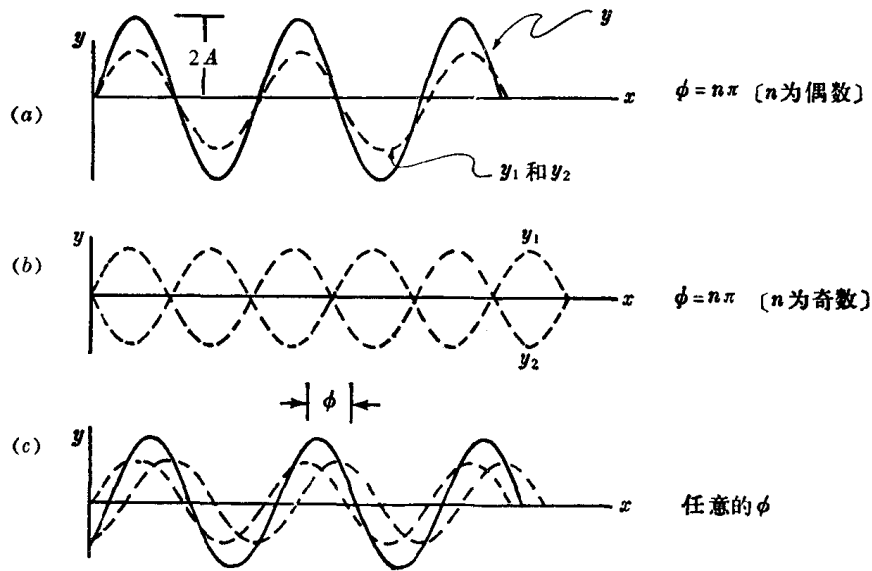


图 1-8 相同振幅与相同频率的两列波迭加，它们之间的相位差 ϕ 为：(a) $n\pi$ (n 为偶数)，(b) $n\pi$ (n 为奇数)，(c) 任意的 ϕ ，图中虚线表示 y_1 和 y_2 ，实线表示 $y = y_1 + y_2$ 。

合成波的振幅介于 0 与 $2A$ 之间，如图 1-8(c) 所示。

仔细观察图 1-8(a)，可看出当相长干涉时(如虚线所示) y_1 和 y_2 之间的程差是 $0, \lambda, 2\lambda$ 等。同样，从图 1-8(b) 可看出，当相消干涉时 y_1 与 y_2 之间的程差是 $\lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2$ 等。程差 δ 和相位差 ϕ 之间的一般关系是

$$\delta = \frac{\phi}{k} = \frac{\lambda \phi}{2\pi} \quad (1.20)$$

(为了复习可看程序练习 4.)

§ 1.5 弦上的驻波

如将一张紧的弦两端固定,并拨动此弦使其产生行波,则波将从两固定端反射回来,产生在两个相反方向上传播的波。这些波彼此迭加及干涉。若有两列具有相同振幅和频率的正弦波沿相反方向传播,则其合位移可写为

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(kx - \omega t) + A \sin(kx + \omega t)$$

但由于 $\sin(a \pm b) = \sin a \cos b \pm \cos a \sin b$, 所以上式可化简为

$$y = 2A \sin kx \cos \omega t \quad (1.21)$$

此式就是驻波方程。注意,此式必须满足的边界条件:当 $x=0$ 时 $y=0$, 如图 1-7 所示。合成波所有的零振幅点都叫波节,在图 1-9 中标以 N。二相邻波节相距为半个波长,这些波节出现在 kx 为如下值的各处:

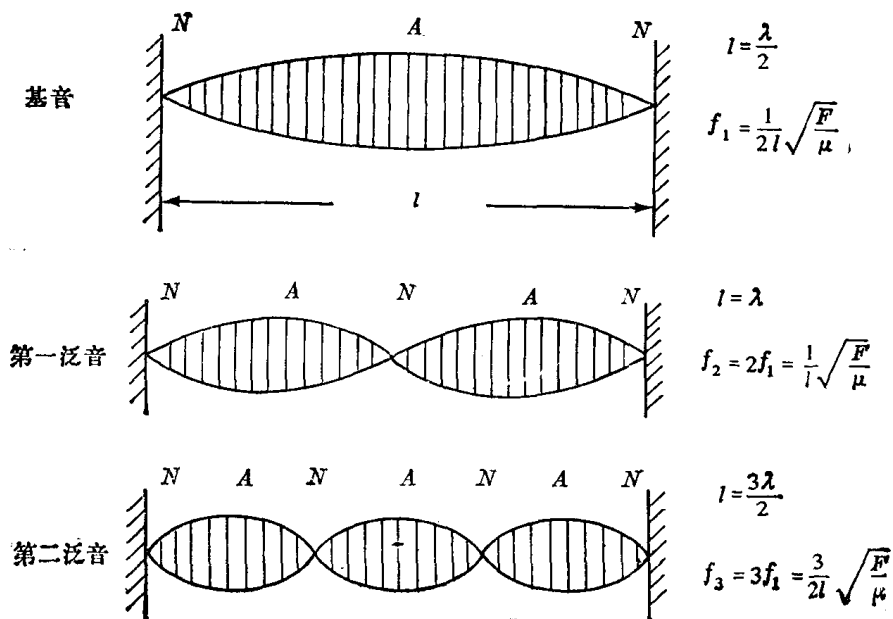


图 1-9 长为 l 张紧弦上驻波的示意图,图中的包络表示许多相继出现的振动。振幅为零的点叫做波节,振幅最大的点叫做波腹。

$$kx = n\pi \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

波节的条件

$$x = \frac{n\lambda}{2} \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

同样,此时弦上也出现最大振幅为 $2A$ 的各点,这些点叫做波腹,标以 A ,并出现在 kx 为如下值的各处:

$$kx = \frac{n\pi}{2} \quad (n \text{ 为奇数})$$

$$x = \frac{n\lambda}{4} \quad (n \text{ 为奇数}) \quad \text{波腹的条件}$$

因为此弦的两端都是固定的,我们还必须要求:当 $x=l$ 时 $y=0$ 。应用此条件以及波节对 x 所要求的条件, 得出

$$\frac{n\lambda}{2} = l \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

或
$$\lambda = \frac{2l}{n} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1.22)$$

如用某一机械振子来驱动此弦两固定端中的一个, 而振子的频率又接近于此张紧弦的一个固有频率 $f = v/\lambda$, 则此弦将以很大的振幅来振动, 从而建立起一共振状态。应用式(1.22)可得共振频率为

$$f_n = \frac{v}{\lambda} = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{F}{\mu}} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1.23)$$

在实际中, 我们可固定张力 F 而改变振子的频率, 直到有一个(或更多个)波腹在两固定端之间出现。一个波腹对应于式(1.23)中的 $n=1$ 和频率 f_1 。两个波腹对应于 $n=2$ 和频率 $f_2 = 2f_1$, 以此类推。另一方面我们也可以固定 f 而改变张力。若 F_1 是对应于一个波腹 ($n=1$) 的张力, 则对应于两个波腹的张力是 $F_2 = F_1/4$, 并且一般地有 $F_n = F_1/n^2$ 。

例题 1.4 在钢琴的大音阶 C 上, 音符 C 的基频是 264 Hz, 音符 A 的基频是 440 Hz。(a) 计算音符 A 前两个泛音的频率。(b) 假如钢琴中音符 A 和 C 的两根弦每单位长度具有相同的质量, 并具有相同的张力, 求这两根弦的长度比。

解

$$(a) f_1 = \frac{v}{2l} = 440 \text{ Hz}$$

$$f_2 = 2f_1 = 880 \text{ Hz}$$

$$f_3 = 3f_1 = 1320 \text{ Hz}$$

$$(b) f_{1A} = \frac{1}{2l_A} \sqrt{\frac{F}{\mu}}$$

$$f_{1C} = \frac{1}{2l_C} \sqrt{\frac{F}{\mu}}$$

$$\frac{f_{1A}}{f_{1C}} = \frac{440}{264} = \frac{l_C}{l_A}$$

或
$$\frac{l_C}{l_A} = 1.67 \quad (\text{作为复习可看程序练习 5.})$$

§ 1.6 纵 波

正象前面所讲过的, 纵波的传播方式是质点的位移与波的传播方向平行。纵波的一个例子

就是图 1-1(b)所示的在可伸缩的弹簧上,压缩的(或伸长的)形变沿着弹簧传播。在固体、液体或气体中传播的任何压缩弹性波也是纵波。这些压缩波可用媒质中密度或压力的变化来描述。当纵波传播时,我们说媒质发生了弹性形变。

声波是纵波的一个常见的例子,并可分为三种:(1)可闻声波,是可以刺激人类听觉范围内的声波,其频率从20Hz到20000 Hz;(2)次声波,其频率低于可闻声波的范围;(3)超声波,其频率高于可闻声波的范围。声源,例如一个扬声器的膜片,可引起空气分子在其平衡位置附近作平行于声波传播方向的振动。与横波不同,纵波中媒质粒子的位移、速度和加速度都平行于波的传播方向,若声源按正弦式振动,则空气分子的位移也是按正弦式变化。所以纵波的数学描述与横波是一样的。在密度为 ρ 的媒质中纵向压缩波的速率为

$$v = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (1.24)$$

式中 B 是媒质的体积弹性模量,它是媒质对于压缩的阻抗的一种量度。若由于纵向应力使压力增加 Δp ;由于形变使体积增加 ΔV ,则体积弹性模量为

$$B = -\frac{\Delta p}{\Delta V/V} \quad (1.25)$$

注意,式(1.24)与式(1.11)具有相同的形式,在这两种情况中都等于一个弹性量除以一个惯性量后的平方根。由于比值 $\frac{\Delta p}{\Delta V}$ 永远是负的(例如,当压力增加时 Δp 为正,但体积减小了,所以 ΔV

为负),所以式(1.25)中的负号保证了 B 永远为正。声速通常在固体中较大(例如在铝中为 $5100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$),在气体中较小(例如在标准状态下的空气中为 $331 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)。在扩展固体这一情况中,纵波的速度取决于所谓切变模量。切变模量是媒质对于切变力的阻抗的一种量度。由于流体不具有切变力,所以式(1.24)适用于所有的流体。在一扩展的非晶态固体中纵波速度的正确表示式是

$$v = \sqrt{\frac{B + \frac{4}{3}S}{\rho}} \quad (1.26)$$

式中 S 是这种物质的切变模量。若此固体的形状是一根长的细棒,则沿此棒纵波的速度为 $\sqrt{Y/\rho}$, 式中 Y 是该物质的杨氏模量。

例题 1.5 试计算纵波在铜中的速度。应用以下数据,即铜在室温时: $B = 14 \times 10^{10} \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$, $S = 4.1 \times 10^{10} \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ 和 $\rho = 8.89 \times 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 。

应用式(1.26),得

$$v = \sqrt{\frac{\left[14 \times 10^{10} + \frac{4}{3}(4.1 \times 10^{10}) \right] \text{N}\cdot\text{m}^{-2}}{8.89 \times 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}}} = \sqrt{22 \times 10^6 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}} \approx 4700 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$$

当声波在一气体中传播时,压力的变化是如此之快,以致此变化基本上是绝热的。现将以下的证明留作练习,即应用绝热假设和式(1.24)证明在理想气体中声波的速率为

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho}} \quad (1.27)$$

式中 p_0 是平衡压力, γ 是比值 C_p/C_v , 它与所研究的气体有关。下面的证明也留作练习, 即对于理想气体来说, v 实际上只是气体温度的函数而与压力无关。

例题 1.6

(a) 计算声波在(大气压和 273 K)氢气中的速度。应用以下数据, 即对于氢气: $\gamma = 1.41$ 和 $\rho = 9 \times 10^{-2} \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。(b) 当声波的频率为 300 Hz 时, 求其在氢气中的波长。

解

$$(a) \quad v = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{1.41 \times 1.01 \times 10^5 \text{N} \cdot \text{m}^{-2}}{9 \times 10^{-2} \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}}} = \sqrt{1.58 \times 10^6 \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}} = 1260 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$(b) \quad \lambda = \frac{v}{f} = \frac{1260 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}}{300 \text{s}^{-1}} = 4.2 \text{m}$$

(为了进一步了解和复习可看程序练习 6 和 7.)

§ 1.7 空管中的纵驻波

在 1.6 节中我们已知, 一根两端固定的张紧弦具有一组分立的固有振动频率, 它们取决于弦的张力、质量和长度。这种振动方式是提琴、钢琴和六弦琴等这类弦乐器所共有的。另一些乐器, 例如横笛和风管, 则是利用空管中声波的固有频率。在这些情况中, 驻声波是在空管中形成, 其固有频率取决于管子的长度以及管子的一端是开口的还是闭口的。声波在开端和闭端反射而形成驻波。其边界条件是: 开端为波腹(此处空气分子以最大的振幅运动); 闭端为波节(在这些点空气分子基本上没有纵向运动)。

图 1-10 表示在两端开口的空管中振动所产生的前三个固有音调。注意到基频 $f_1 = v/2l$, 第一泛音是 $2f_1$ 等等。

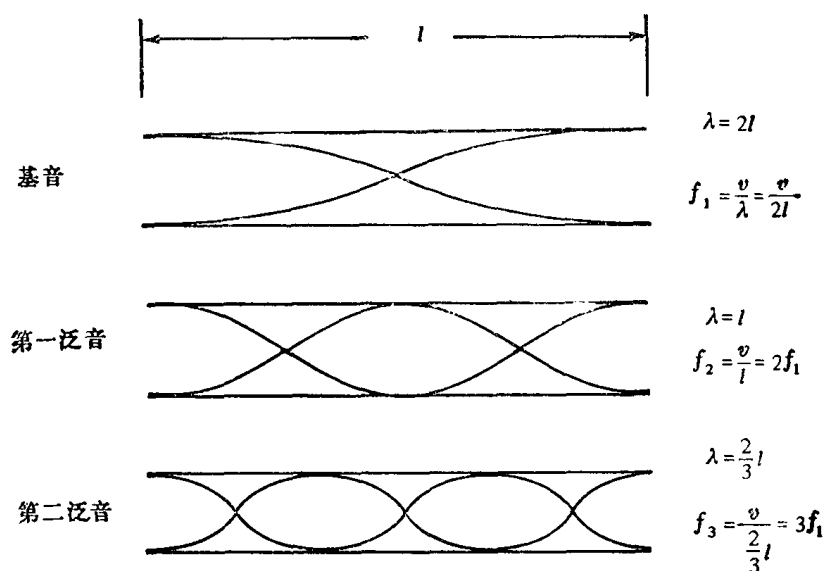


图 1-10 在两端开口空管中振动的固有音调, 所有的谐音都出现。

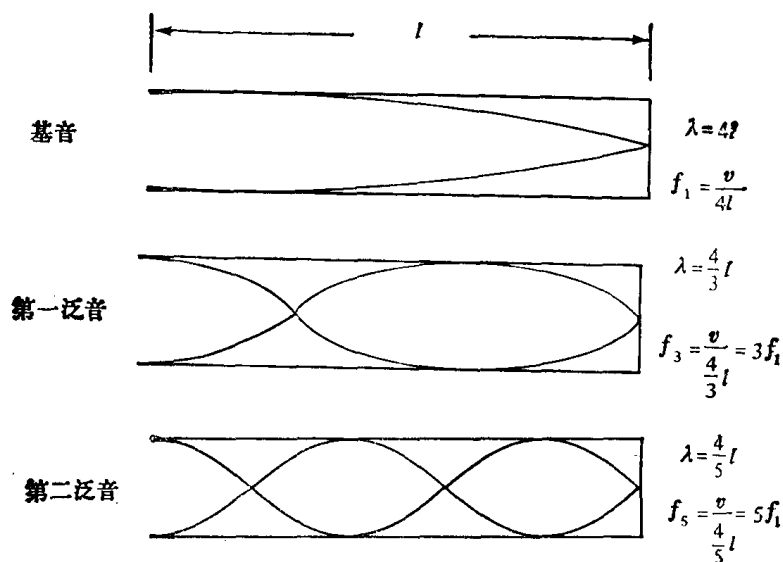


图 1-11 在一端闭口空管中振动的固有音调,只有奇次谐音出现。

即所有谐音都出现,于是我们可写为

$$f_n = n \frac{v}{2l} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1.28)$$

图 1-11 说明一端闭口的空管中振动所产生的前三个固有音调。在此情况中,基频是 $f_1 = v/4l$,第一泛音是 $3f_1$ 等等。即在一端闭口的空管中只有奇次谐音出现,并由下式给出

$$f_n = (2n+1) \frac{v}{4l} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1.29)$$

例题 1.7 有一长为 2 m 的空管。若(a)此管的两端都是开口的;(b)此管的一端是闭口的,试求以上两种情况中的基音和前两个泛音的频率。假设空气中的声速 $v=330 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

解

$$(a) f_1 = \frac{v}{2l} = \frac{330}{2(2)} = 82.5 \text{ Hz}$$

$$f_2 = 2f_1 = 165 \text{ Hz}, f_3 = 3f_1 = 248 \text{ Hz}$$

$$(b) f_1 = \frac{v}{4l} = \frac{330}{4(2)} = 41.3 \text{ Hz}$$

$$f_3 = 3f_1 = 124 \text{ Hz}, f_5 = 5f_1 = 207 \text{ Hz}$$

§ 1.8 多普勒效应

一个常见的有关声波的现象是当运动声源趋近或离开一观察者时(或观察者趋近或离开声源运动时),将会听到表观音调(或频率)。这种现象叫做多普勒效应。任何一个人只要他听到过从他身边驶过的汽车喇叭声,就会对这现象有所感受。

首先,讨论声源沿 $+x$ 方向朝着一静止的观察者 A 运动,如图 1-12(a)所示。为简单起见,假设空气是静止的。对观察者 A 来说声波的波长变短了。所短的那一段就是声源振动一周其走过