高等学校教材

大学物理教程

第三册

张 霞 蔡锡祜 编

兵器工业出版社

大学物理教程

第三册

张 霞 蔡锡祐 编

兵器工业出版社

内 容 简 介

《大学物理教程》第三册共三篇：第四篇振动与波动，第五篇波动光学，第六篇近代物理。内容包括：振动、机械波和电磁波；光的干涉、光的衍射、光的偏振；相对论基础、量子物理基础、激光、半导体、超导电性；共八章。各章均配有相应的思考题和习题及相关的阅读材料。书末附有习题参考答案。

本书可作为高等院校工科专业和理科非物理专业的物理教材，也可供广大自学者使用。

图书在版编目（CIP）数据

大学物理教程．第3册／张霞，蔡锡祜编．—北京：兵器工业出版社，2002.9

ISBN 7-80172-083-0

Ⅰ．大…　Ⅱ．①张…②蔡…　Ⅲ．物理学—高等学校—教材　Ⅳ．04

中国版本图书馆CIP数据核字（2002）第069978号

出版发行：兵器工业出版社
责任编辑：李　可
责任技编：魏丽华
社　　址：100089　北京市海淀区车道沟10号
经　　销：各地新华书店
印　　刷：北京金特印刷厂
版　　次：2002年9月第1版第1次印刷
印　　数：1—5450

封面设计：底晓娟
责任校对：仝　静　王　绛
责任印制：王京华
开　　本：850×1168　1/32
印　　张：16.375
字　　数：419.80千字
定　　价：22.00元

前　言

本书是在多年教学经验，以及通过科学的调查统计方法，较全面地了解学生学习状况的基础上，参照教育部的《大学物理课程教学基本要求》，并本着努力使教学内容与科技发展水平相适应的思想，适当补充一些内容编写的。

《大学物理教程》第三册是继《大学物理教程》第一册后编写的，仍保持了第一册前言中所述的主要特点，即：利用基本原理和基本方法，采用逻辑推理和演绎的方式，对一些基本问题进行了较为详细的讨论，使内容提纲挈领，脉胳清晰，便于讲授和自学；尽可能地体现书中内容间的连惯性，以及不同领域的特点、研究方法，目的在于培养学生的物理思想，使学生对所学内容有一个系统、全面的了解。此外，为了使学生对光学、近代物理的发展有一个较为全面的认识，对与物理学密切相关的新技术有一定的了解，本书在“光学”和“近代物理”这两篇的编写上不仅讲授了基本教学内容，而且介绍了光学的发展历史、近代物理的建立过程，对相关的时代背景和主要科学事件进行了讨论，并力求使教学内容与科技发展水平同步。其目的在于提高学生的科学素养，使学生能够较为深入地了解事物的本质，建立正确的宇宙观；提高学生用科学的思想方法分析问题、解决问题的能力。

本书第四篇“振动与波动”、第六篇中的“相对论基础”和“量子

物理基础”是由蔡锡祜同志编写定稿的。第五篇“波动光学”、第六篇中的“激光、半导体、超导电性”是由张霞同志编写定稿的。

在本书出版之际，我们要特别感谢北京广播学院李鑑增教授对本书给予的帮助和支持。

编者

2002年7月

于北京广播学院

目　录

第四篇　振动与波动

第五篇 波动光学

第六篇　近代物理

第四篇　振动与波动

振动是自然界中最常见的一种物质运动形式。物体在其平衡位置附近作往返的周期性运动，称为**机械振动**。我们把机械运动范围内的这一概念推广到分子热运动、电磁运动等物质运动形式，如电量、电压、电场强度、分子中各原子的相对位置等物理量。当它们围绕一定的平衡值作周期性变化时，可称为该物理量的振动。尽管各种振动现象的具体机制不同，但它们具有共同的物理特征和数学表达形式。

振动的现象也存在于人类社会生活中，如货币的流通，生产的周期性，经济衰退与复苏等。它们虽与物理上所讨论的振动有较大的差异，但周期性的特征却是相同的。所有振动都具有往返周期性变化的特征，也反映了客观物质运动的统一性。这种统一性就是自然界和人类社会运动变化的基本规律，即对立统一规律。

振动状态的传播过程称为**波动**，简称为**波**。如声波、水波、地震波等为机械振动的传播过程，称为**机械波**。无线电波、光波等是电磁振动的传播过程，称为**电磁波**。与振动一样，虽然各类波的机制和特点有所不同，但它们在形式(特别是数学形式)上却具有共同的特征和规律。各类波还都具有共同的叠加性，如干涉和衍射等；而这些性质在宏观粒子中是观察不到的。

由于波传播的同时，伴随有能量和信息的传播，所以波是能量和信息，特别是信息传递的重要载体。波动还是宏观世界与微观世界和宇观世界联系的窗口。人们正是通过这个窗口去探视微观和宇观世界的。

机械振动和机械波属力学的范围。力学中的全部规律和分析

问题的方法都适用于它们。本篇将着重讨论机械振动和机械波，同时将电磁振动与机械振动一起讨论。由于电磁波的产生和传播机制与机械波不同，所以文中单用两节做简单讨论。

第十四章 振 动

振动有简单和复杂之分，实际的振动一般都比较复杂。最简单的振动是**简谐振动**，它是最简单、最基本的振动物理模型，其振动形式为正弦或余弦函数形式。原则上，一切复杂的振动都可以分解为若干简谐振动。

第一节 简谐振动的动力学方程

一、简谐振动的动力学方程

我们从实例着手总结出简谐振动的动力学方程。

1. 弹簧谐振子

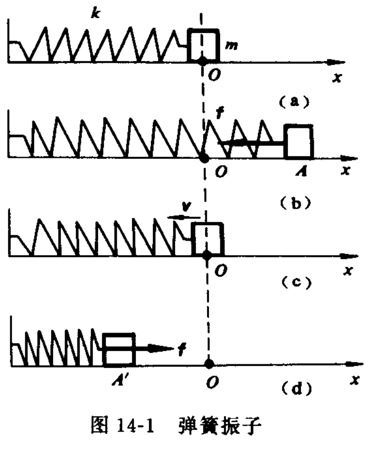

图 14-1 弹簧振子

弹簧谐振子简称**弹簧振子**，它是一个力学模型，是由一质量可忽略的弹簧（称为轻质弹簧）和一个质点组成的振动系统。这样一个系统在不计一切摩擦和阻力情况下的振动为简谐振动。如图 14-1 所示，质量为 m 的滑块系于水平弹簧（倔强系数为 k）的一端。取弹簧自由伸展时滑块的位置为坐标原点，建立如示的 $O-x$ 坐标，如

图(a)。如将滑块沿 x 方向移动一小位移到达 A 处，如图(b)，然后将它释放。可以观察到滑块将在 A 及与其对称的 A' 点之间往返运动，如图(c)、(d)。因滑块位于 $x=0$ 处所受合力为零，所以当滑块位移为 x 时，所受合力为

$$f=-kx \tag{14-1}$$

式中 k 是弹簧的倔强系数，值为正的常数；式中负号表示力 f 的方向始终与位移 x 相反。对质量为 m 的滑块应用牛顿第二定律，有

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}=f=-kx \tag{14-2a}$$

如令 $\frac{k}{m}=\omega_0^2$，则上式为

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2x=0 \tag{14-2b}$$

这就是弹簧振子的动力学方程式。

2. 单摆

用一长度为 l 不可伸长的细线悬挂一质量为 m 的小球，线的质量与小球相比可以忽略不计，小球的线度与细线长度相比可以忽略不计，这个系统就称**单摆**，如图 14-2 所示。单摆在竖直平面内摆动，当它与竖直位置(平衡位置——受合力为零)的夹角为 θ 时，小球 m 所受的拉力 $\boldsymbol{T}$ 和重力 m$\boldsymbol{g}$ 对悬点 O 的力矩为

$$\boldsymbol{M}=\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{T}+\boldsymbol{l}\times m\boldsymbol{g}=\boldsymbol{l}\times m\boldsymbol{g}$$

其值为

$$M=-lmg\sin\theta$$

负号表示力矩 M 与角位移 θ 反向。因小球对 O 点的角动量为 $ml^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}$，且当 θ 较小(小于 5°)时，$\sin\theta\approx\theta$。所以有

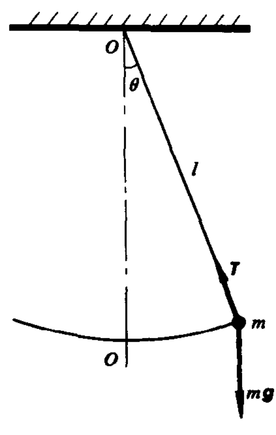

图 14-2　单摆

$$ml^2\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t^2}=-lmg\theta \tag{14-3a}$$

如令 $\omega_0=\sqrt{\frac{g}{l}}$，则上式为

$$\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2\theta=0 \tag{14-3b}$$

这就是单摆的动力学方程。

3. LC 电磁振动

将电感为 L 的电感器、电容为 C 的电容器和直流电源连接成如图 14-3 所示的电路，其中 K 为双向开关。当 K 倒向 1 时，电源给电容器 C 充电，使其带电量 $\pm Q$；然后将 K 倒向 2，则电容器上的电量将通过电感器放电。放电过程起初，电感器的自感电动势将反抗电流的增加。当电容器上电荷减少到一定值后，由于电流开始减小，电感器上的自感电动势则会阻止电流的减小，即与电流同向。因此，当电容器上电荷为零时，电路中仍会有电流，即电容器将反向充电。这样就形成了电容器被往返正、反向充放电的振动。这种振动就称为 **LC 振动**（也称振荡）。

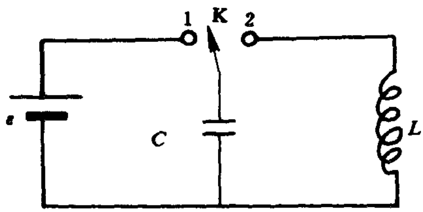

图 14-3　LC 振动电路

设某时刻电容器上电量为 q，电路中电流强度为 i，则此时电容器中电场能和电感器中的磁场能分别为 $\frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$ 和 $\frac{1}{2}Li^2$。因电路无电阻，所以电路总能量就应为常数，即

$$E=\frac{1}{2}\frac{q^2}{C}+\frac{1}{2}Li^2=\text{常数}$$

因此有

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}=\frac{q}{C}\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}+Li\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}=0$$

因
$$i=\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t},\qquad \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}^2q}{\mathrm{d}t^2}$$
所以有
$$\frac{\mathrm{d}^2q}{\mathrm{d}t^2}+\frac{1}{LC}q=0 \tag{14-4a}$$
如令 $\omega_0=\sqrt{\frac{1}{LC}}$，则上式为
$$\frac{\mathrm{d}^2q}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2q=0 \tag{14-4b}$$
这就是 LC 振动电路的动力学方程。

现在我们分析一下(14-2b)、(14-3b)和(14-4b)式，振动的物理量 x、θ、q 所满足方程的形式是一样的，而且振动物理量对时间的二阶导数(加速度)都与相应的物理量成正比，加速度的方向始终指向物理量的平衡位置或状态，其中比例系数$\frac{k}{m}$、$\frac{g}{l}$、$\frac{1}{LC}$都仅与振动系统本身的性质有关。因此，我们可以将简谐振动的动力学方程用一个通式表示。用 ζ 代表任意作简谐振动的物理量，它可以是线位移 x、可以是角位移 θ、也可以是电量 q、电场强度 E 等等。用 ω_0 表示仅与振动系统性质有关的常量。则方程的形式就为
$$\frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}t^2}+\omega_0^2\zeta=0 \tag{14-5}$$
我们以后见到这种形式的方程，其物理量 ζ 随时间变化的规律必为简谐振动。

[例 14-1]　悬吊的轻质弹簧下面悬一物体。在不计阻力的情况下，证明物体在平衡位置附近的运动为简谐振动。

[解]　首先把现象搞清楚。如图 14-4(a)所示为弹簧的自然伸展状态，悬挂上物体后，弹簧被拉长了 l，为图(b)所示状态。此状态下质量为 m 的物体受力平衡，即有
$$mg=kl \tag{1}$$
式中 k 为弹簧的倔强系数。若对物体施一上下的扰动，它将上下振

动。因此建立坐标 $O—x$，原点 $x=0$ 位于图(b)中的平衡位置处，x 方向向下。设物体在振动过程中某时刻的位置坐标为 x，如图(c)所示，这时它受重力 mg 和弹性力 $-k(x+l)$ 作用，则有

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=mg-k(x+l)$$

根据(1)式，上式可写为

$$\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{k}{m}x=0$$

它与(14-5)式的形式一样，故物体的运动为简谐振动。

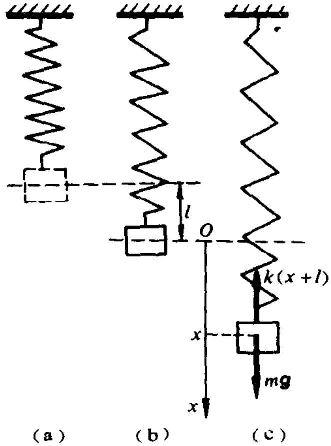

图 14-4 例 14-1 用图

[例 14-2] 证明一绕非质心轴作小角度摆动的刚体，其摆动为简谐振动。

[解] 题意中可摆动的刚体称为复摆。如图 14-5 所示，刚体质心 C 距转轴 O 为 l，当复摆稍离开平衡位置偏角为 θ 时，它将受到一力矩

$$M=-mgl\sin\theta\approx-mgl\theta$$

设复摆对转轴的转动惯量为 I，则有

$$I\frac{d^2\theta}{dt^2}=-mgl\theta$$

若令 $\omega_0=\sqrt{\frac{mgl}{I}}$，则有

$$\frac{d^2\theta}{dt^2}+\omega_0^2\theta=0$$

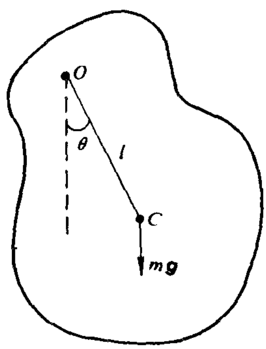

图 14-5 例 14-2 用图

它与(14-5)式一样，所以刚体的小角度摆

动为简谐振动。在此还可看出，单摆为复摆的一个特例。

二、弹性力和准弹性力

我们由以上的三个例子看到，在弹簧振子中，物体是在弹簧**弹性力**作用下作振动，此力的特征是与位移成正比，且指向平衡位置。在单摆的例子中，维持振动的是重力的力矩 $M=-mgl\theta$，也可以说是重力的一个分力 $f=-mg\theta$。此力虽不是弹性力，但其特征却与弹性力相似，也是与位移成正比且指向平衡位置的一种线性恢复力。在 LC 电路的例子中，振动物理量是电量 q，振动过程是电容器往返充放电的过程。电容器电量为零时为平衡状态；当电容器带电量为$(\pm)q$ 时，其间电势差 $U=-\frac{q}{C}$（负号表示电势差 U 起促使电容器放电——回到平衡状态的作用）。可见，在 LC 电路中，电势差 U 的特征也与弹性力相似。我们把具有与弹性力特征相类似的各种力（或力矩）称为**准弹性力**。

由以上三例还可以看出，在弹性力或准弹性力作用下的物体的运动（或物理量的变化）应为简谐振动。这也是简谐振动的判据。在此还应说明一点，只有弹性力或准弹性力并不能实现振动。若只有弹簧而没有所系的物体或只有电容器而没有电感器的存在都不会有振动。在弹簧振子中物体的质量、在 LC 电路中电感器的电感都是惯性体现。在振动中惯性的作用是使物体（或振动物理量）不会停留在平衡位置，而是以最大的速度通过平衡位置。

第二节　简谐振动的描述

由运动学知道，如果已知作简谐振动物体（或物理量）的位置（状态）随时间变化的规律，也即运动方程，那就能充分地描述运动和变化的情况。现在就由简谐振动的动力学方程给出其运动学方程，并讨论简谐振动的特征和不同的表示方式。

一、简谐振动的运动学方程

由微分方程理论，简谐振动动力学方程(14-5)式的解为

$$\zeta = A\cos(\omega_0 t + \varphi) \tag{14-6a}$$

这就是简谐振动的运动学方程，也称为**振动方程**。其中 A 和 φ 为两个待定的积分常数，可以根据振动的初始条件，即 $t=0$ 时振动的状态来确定。

由于 $$\cos(\omega_0 t+\varphi)=\sin\left(\omega_0 t+\varphi+\frac{\pi}{2}\right)$$

所以如令 $\varphi'=\varphi+\dfrac{\pi}{2}$

则(14-6a)式就可写为

$$\zeta = A\sin(\omega_0 t + \varphi') \tag{14-6b}$$

可见，简谐振动的规律可以用正弦函数或余弦函数的形式表示。本书和一般的教科书都采用余弦函数形式。

这里应说明，简谐振动的规律为用余弦函数所表示的形式；但用余弦函数所表示的振动并不一定是简谐振动。这点在第四节中将进一步说明。区别一振动是否是简谐振动的标准是(14-5)式而不是(14-6a)式。

将(14-6a)式对时间求一阶和二阶导数，就得振动体的速度和加速度随时间的变化规律。

$$v=\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}t}=-\omega_0 A\sin(\omega_0 t+\varphi)=\omega_0 A\cos\left(\omega_0 t+\varphi+\frac{\pi}{2}\right) \tag{14-7a}$$

$$a=\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}=-\omega_0^2 A\cos(\omega_0 t+\varphi)=\omega_0^2 A\cos(\omega_0 t+\varphi+\pi) \tag{14-8}$$

(14-8)式也可写为

$$a=-\omega_0^2\zeta$$

它与动力学方程(14-5)式一致。