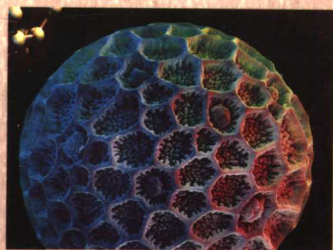


大学物理

王瑞西 主编



UNIVERSITY PHYSICS
UNIVERSITY PHYSICS
UNIVERSITY PHYSICS

III

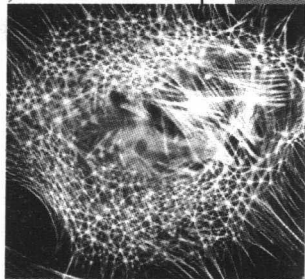
湖北科学技术出版社

大学物理

UNIVERSITY PHYSICS

主编 王瑞西
编者 张文华 黄伯坚
王瑞西

(以所编内容先后为序)



湖北科学技术出版社

图书在版编目(CIP)数据

大学物理/王瑞西主编. —武汉:湖北科学技术出版社,1998.1
(2000.7 重印)

ISBN 7-5352-2042-8

I. 大… II. 王… III. 物理学-高等学校-教材 IV. 04

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 35141 号

大学物理 III

© 王瑞西 主编

责任编辑:杨小复 王连弟

封面设计:戴 旻

出版发行:湖北科学技术出版社
地 址:武汉市武昌黄鹤路 75 号

电话:86782508
邮编:430077

印 刷:华中理工大学印刷厂

邮编:430074

787mm × 1092mm 32 开
1998 年 1 月第 1 版

9.625 印张 220 千字
2002 年 1 月第 3 次印刷

印数:11 601 - 17 600

ISBN 7 - 5352 - 2042 - 8/N·36

定价:36.00 元(套)

本书如有印装质量问题 可找承印厂更换

目 录

第 4 篇 振动与波动

第 18 章 振动学基础	2
第 1 节 机械振动	2
第 2 节 机械简谐振动与旋转矢量	13
第 3 节 机械简谐振动系统的能量	19
第 4 节 振动方向相同的简谐振动的合成	24
习题	31
第 19 章 机械波	37
第 1 节 机械波的产生	37
第 2 节 机械波的波动方程	39
第 3 节 振动曲线与波动曲线	42
第 4 节 波的传播速度与波长 波的周期与频率	47
第 5 节 波的能量	51
第 6 节 惠更斯原理	55
第 7 节 波在传播过程中的独立性与叠加性	57
第 8 节 机械波的干涉	59
第 9 节 机械驻波	63
习题	67
第 20 章 电磁振荡与电磁波	74
第 1 节 LC 电路的电磁振荡	74
第 2 节 电磁波的产生与电磁波的基本性质	78
习题	82

第5篇 波动光学

第21章 光波的干涉	85
第1节 光波 光程	85
第2节 光扰动的迭加	90
第3节 分波阵面干涉	94
第4节 分振幅干涉.....	100
第5节 干涉现象的应用.....	107
习题.....	114
第22章 光波的衍射	120
第1节 两种衍射 惠更斯—菲涅耳原理.....	120
第2节 单缝夫琅和费衍射.....	123
第3节 双缝衍射与干涉.....	134
第4节 多缝—衍射光栅.....	135
第5节 X射线衍射 布喇格公式	142
第6节 圆孔衍射 光学仪器的分辨率.....	146
第7节 全息照相.....	152
习题.....	156
第23章 光波的偏振	160
第1节 偏振光与自然光.....	160
第2节 通过选择吸收产生偏振 马吕斯定律.....	164
第3节 由反射产生偏振.....	168
第4节 双折射.....	171
第5节 波晶片 偏振光的干涉.....	176
第6节 偏振面的旋转——旋光.....	180
习题.....	183
阅读材料 光的吸收和散射	189

第 6 篇 量子物理

第 24 章 光的量子理论	196
第 1 节 普朗克量子理论	197
第 2 节 光电效应	198
第 3 节 光子 爱因斯坦光电方程	202
第 4 节 康普顿效应	205
第 5 节 光的波粒二象性	211
习题	213
第 25 章 波尔的原子量子理论	215
第 1 节 氢原子光谱的实验规律——巴耳末公式	215
第 2 节 波尔的原子量子论	218
第 3 节 波尔的氢原子理论	222
第 4 节 氢原子结构的定量研究 原子线度 能级及能级图	228
习题	235
第 26 章 量子力学基础	237
第 1 节 物质微粒的波粒二象性 德布罗意波——物质波	237
第 2 节 戴维逊—革末实验 德布罗意波的统计解释	241
第 3 节 不确定关系	245
第 4 节 波函数	249
第 5 节 薛定谔波动方程	252
第 6 节 一维无限深势阱中的粒子运动	254
第 7 节 氢原子的量子力学处理	259
第 8 节 电子的自旋 四个量子数	265

第 9 节 多电子原子 壳层结构.....	270
习题.....	273
第 27 章 激光和半导体	276
第 1 节 激光.....	277
第 2 节 半导体.....	284
思考题.....	289
思考题和习题答案.....	291

第 4 篇 振动与波动

振动与波动是自然界非常普遍的两种运动形式. 大至宇宙空间, 小至分子、原子内部无不存在振动与波动现象. 虽然振动与波动是两种不同的运动形式, 但它们之间有着极其密切的联系. 在自然界不同的物质系统中所产生的振动现象其机理不同, 但仔细分析一下就发现它们都遵守最基本的共同规律. 例如某些振动体的位置总是以某一固定点为中心而作周期性的变化, 再如 LC 电路中电场与磁场之间作周期性的交替变化, 都可用形如 $\frac{d^2Q}{dt^2} + \omega^2 Q = 0$ 的振动微分方程来表示其规律. 式中 Q 就是代表作周期性变化的某一物理量. 对于不同的波动现象也可用波动方程 $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$ 表示其波动规律. 式中 u 是波的传播速度. φ 代表某一波动现象的物理量.

对于振动而言, 广义地讲, 当某一物质系统处于振动状态时, 那么反映该系统振动状态的某一物理量就会以某一固定值为中心而随着时间作周期性的变化. 所谓周期性是指一物质系统的运动状态经过一个固定的最短时间后, 该系统的运动状态就重复出现. 这个固定的最短时间一般就称为周期. 周期性是振动现象最主要的特点.

上述振动现象若能从空间某一处传播到另一处, 而且这种传播能够持续地进行下去就形成波动现象. 从本质上来讲, 波动现象就是某一振动系统的振动状态在空间形成一定的周期性分布.

要使振动状态在空间的传播能够持续地进行下去,则波源必须不断地供给能量.所以振动状态在空间的传播也就是振动系统的能量沿着波动的传播方向以一定的传播速度向外传播的过程.因而常说波动过程就是振动能量的传播过程.振动是产生波动的根源,波动是振动状态在空间的传播.

第 18 章 振动学基础

在自然界的许多方面均表现出丰富多采的振动现象.以我们人类自身而言就存在许多振动现象,如人体内心脏的跳动是维持人类生命的一个重要标志.再如人的行走若没有手和脚的有规律的摆动,那么人的行走就不可能.光的传播、声音的传播、各种乐器的演奏,地震等都是—定的物质系统在—定的条件下产生振动的结果.在许多振动现象中,最常见的一种振动就是机械振动,即振动体以—定的位置为中心作来回往复的运动.例如挂钟里摆的运动就属于这一类.钟摆总是以其铅垂直线的位置为中心而左右摆动.

振动的基本规律很重要,这是因为它一方面是波动学的基础,另一方面它又是工程技术的重要基础知识.

第 1 节 机械振动

一、机械振动的理想模型——弹簧振子

将一个质量为 m 的小球系于弹簧的一端,弹簧的另一端固定.在研究小球振动的过程中,为使问题简化,将弹簧本身的质量及摩擦阻力均忽略不计.由弹簧及小球所组成的振动系统就称为弹簧振子.这是一个理想的机械振动模型.

将弹簧振子水平置放于光滑水平面上,使弹簧处于原长,小

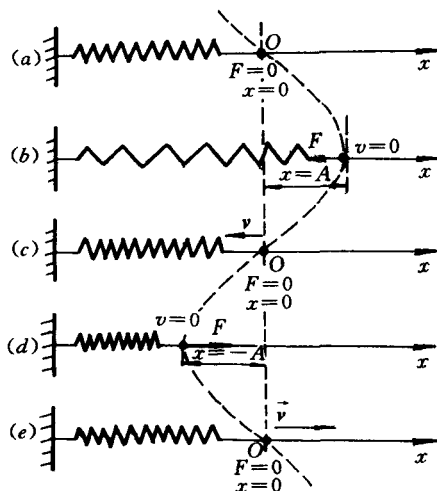


图 18-1-1 弹簧振子振动示意图

球在此位置沿水平方向不受外力的作用. 这个位置一般称为平衡位置. 并将坐标原点取在平衡位置. 如图 18-1-1(a)所示.

若将弹簧拉伸到一定长度后释放, 如图 18-1-1(b)所示. 根据胡克定律(在弹性限度内), 此时小球所受到的弹性力应是

$$F = -kx \quad (18-1-1)$$

式中 x 是弹簧被拉伸的长度, 也就是小球相对于坐标原点(即平衡位置)所发生的位移. (设坐标轴 x 向右为正方向) k 为弹性系数.

这个弹性力的特点是当小球运动到 O 点的右边, 即 $x > 0$ 的位置时, 如图 18-1-1(b), 弹性力 F 的方向沿 x 轴负方向而指向平衡位置; 当小球运动到 O 点的左边, 即 $x < 0$ 的位置时, 弹

性力 F 的方向沿 x 轴正方向并指向平衡位置. 这个特点完全可以从(18-1-1)式中的负号看出来. 当小球偏离平衡位置时, 弹性力 F 总是力图把小球拉回到平衡位置, 而且弹性力的大小总是正比于小球偏离平衡位置的位移 x .

由上面的分析可看出, 弹簧振子在弹性力的作用下, 其运动的基本特点是“振子”(即小球)被“束缚”在平衡位置附近作来回往复的运动. 如图 18-1-1 所示. 振子以平衡位置为中心作来回往复运动的轨迹是沿 x 轴的一条直线.

二、弹簧振子的振动方程

弹簧振子在弹性力 $F = -kx$ 的作用下开始振动. 根据牛顿第二定律可以建立描述振子振动的微分方程为

$$ma = -kx \quad \text{或} \quad a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{k}{m}x \quad (18-1-2)$$

因为 m 与 k 皆为正常数, 所以它们的比值可以设为某一恒量 ω_0 的平方而代之以. 为此可令

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}$$

将 ω_0 代入(18-1-2)式而得

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (18-1-3)$$

这就是弹簧振子振动的微分方程. 由导数运算可知正弦或余弦函数正好满足(18-1-3)式. 因此(18-1-3)式的解应是时间的正弦函数或余弦函数. 一般常以余弦函数

$$x = A\cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (18-1-4)$$

的形式表示弹簧振子振动的微分方程的解. 式中的 A 与 φ 是由振动状态的初始条件决定的两个待定常数. (18-1-4)式就是弹簧振子在振动过程中偏离平衡位置的位移表示式, 通常也称为振子的振动方程.

凡是用微分方程(18-1-3)式来描述一个振动系统的振动状态,则该系统的振动就称为简谐振动。

三、弹簧振子振动的速度与加速度

如果对(18-1-4)式求一次导数就得到振子振动的速度表示式为

$$V = \frac{dx}{dt} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) = A\omega_0 \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (18-1-5)$$

由此可见振子振动的加速度应是

$$\begin{aligned} a = \frac{dv}{dt} &= \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi) \\ &= \omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi) \end{aligned} \quad (18-1-6)$$

由上述两式可看出,当振子作简谐振动时,其振动的位移、速度和加速度均随时间作周期性的变化. 上述三个式中的 A 、 $\omega_0 A$ 及 $\omega_0^2 A$ 分别称为简谐振动的位移振幅(简称振幅)、速度振幅、加速度振幅. 它们的意义分别是位移、速度及加速度的最大值。

四、周期、频率或圆频率、位相的意义

1. 周期的意义

周期就是简谐振动系统作一次完全振动所需的时间. 也就是振动体作简谐振动时经过一个周期后,其振动状态要恢复到原来的状态. 由周期函数

$$\begin{aligned} x(t) &= A \cos(\omega_0 t + \varphi) = x(t + T) \\ &= A \cos[\omega_0(t + T) + \varphi] \end{aligned}$$

的性质可知余弦函数的变化周期为 2π , 故有

$$\omega_0 T = 2\pi$$

于是

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

由此可见周期 T 的大小由振动系统本身的性质 m 与 k 决定. 由 k 与 m 的量纲分析可知周期 T 具有时间的量纲.

2. 频率及圆频率的意义

频率是简谐振动系统在单位时间内所作的完全振动的次数. 频率与周期之间的关系是

$$\nu = \frac{1}{T}$$

ν 亦称为简谐振动系统的固有频率. 它的单位是 1/秒. 这个单位一般称为赫兹(Hz).

由 $\omega_0 T = 2\pi$ 及 $\nu = \frac{1}{T}$ 立刻可得到圆频率 ω_0 与频率 ν 之间的关系为

$$\omega_0 = 2\pi\nu$$

这表明 ω_0 是简谐振动系统在单位时间内所作的完全振动次数的 2π 倍. ω_0 亦称为简谐振动的固有圆频率. 它的单位是弧度/秒(rad/s).

3. 位相与初位相的意义

由 $x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$

$$v = \frac{dx}{dt} = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

可看出 $(\omega_0 t + \varphi)$ 是一个非常重要的物理量. 对于一个确定的简谐振动系统来讲, 当振幅 A 一定时, 由 $(\omega_0 t + \varphi)$ 就可完全决定简谐振动系统在任一瞬时振动的位移、速度及加速度. 于是 $(\omega_0 t + \varphi)$ 对简谐振动系统就是一个重要的物理量. 在简谐振动系统中 $(\omega_0 t + \varphi)$ 称为位相. 而 φ 称为初位相, 即 $t=0$ 时刻的位相.

为了说明位相 $(\omega_0 t + \varphi)$ 对简谐振动系统的振动状态所起的

作用,下面我们看一个例子.

[例题 18-1] 设一质点按照 $x = A\cos(\omega_0 t + \varphi)$ 规律作简谐振动. 假设在某些时刻, 其位相 $(\omega_0 t + \varphi)$ 分别为下列数值: 0 、 π 、 $\frac{\pi}{2}$ 、 $-\frac{\pi}{2}$, 试问在这些时刻, 该质点的运动状态如何?

[解] 质点在任一瞬时作简谐振动的位移、速度分别为

$$x = A\cos(\omega_0 t + \varphi)$$

$$v = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

将上述 $(\omega_0 t + \varphi)$ 的各个值代入 x 与 v 中可分别得到 x 与 v 值, 列表如下:

$\omega_0 t + \varphi$	0	π	$\frac{\pi}{2}$	$-\frac{\pi}{2}$
x	A	$-A$	0	0
v	0	0	$-\omega_0 A$	$\omega_0 A$
质点的 振动状态	质点在正的最大位移处, 速度为零	质点在负的最大位移处, 速度为零	质点在平衡位置, 以最大速度沿 x 轴负方向运动	质点在平衡位置, 以最大速度沿 x 轴正方向运动

从这个图表中我们清楚地看出位相 $(\omega_0 t + \varphi)$ 对简谐振动系统在任一时刻的振动状态所起的作用.

五、由初始条件决定振幅 A 及初位相 φ 的大小

对于一定的简谐振动系统, 它的圆频率(或频率)是一定的, 而它的振幅 A 及初位相 φ 却因简谐振动系统初始时刻的运动状态不同而有不同的大小. 故振幅 A 及初位相 φ 均由 $t=0$ 时刻

的运动状态所决定.

简谐振动系统的位移及速度表示式分别为

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

设 $t=0$ 时刻

$$x = x_0 = A \cos \varphi$$

$$v = v_0 = -\omega_0 A \sin \varphi$$

x_0, v_0 分别为简谐振动系统的初始位移与初始速度. 这就是简谐振动系统的初始条件. 由此可见, 振幅 A 与初位相 φ 可用下述两个式子表示:

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega_0^2}} \quad (18-1-7)$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi &= \frac{-v_0}{\omega_0 x_0} \\ \text{或} \quad \varphi &= \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{-v_0}{\omega_0 x_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (18-1-8)$$

因为振幅恒为正值, 故(18-1-7)式根号前仅取正号.

在这一节里所论述的简谐振动是在忽略了阻力的情况下得到的. 一般都视这种简谐振动为无阻尼自由简谐振动. 它是一种理想化的模型. 如果我们所讨论的振动系统仅仅是在弹性力作用下, 该振动系统的位置在其平衡位置附近作周期性来回往复的变化, 则该振动系统所作的振动就属于机械简谐振动.

[例题 18-2] 若将一个弹簧振子铅直地悬挂起来. 如图 18-1-2 所示. 并使它作铅直方向的振动. (1) 求证该系统的振动是简谐振动. (2) 当此弹簧振子在铅直方向取得平衡以后, 再将振子向下拉长 10cm, 且以 2.4cm/s 的速度迅速向下运动并开

始计时. 求振子振动的位移表示式. (弹簧质量可忽略不计).

[解] (1)如图 18-1-2 所示. 其中(a)图为弹簧没有系重物的情况,此时弹簧原长为 l . (b)图是弹簧系了重物后处于静止平衡状态. 此时弹簧被拉长 Δl . 在此情况下,振子所受的合外力应
为零. 即 $mg - k(\Delta l) = 0$. 为了便于下面的讨论,将系统的坐标
原点 o 取在平衡位置,并由 o 点作 x 轴垂直向下,并规定向下为
正方向. 如图 18-1-2 所示. (m 为重物的质量)

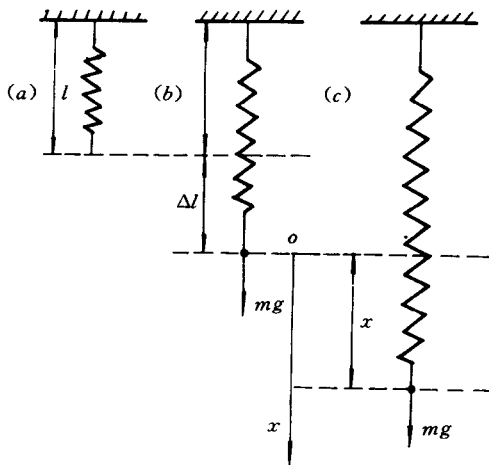


图 18-1-2 竖直悬挂的弹簧振子

当振子从原点 o 向下拉伸使弹簧再伸长 x , 在此情况下振子所受合外力应为

$$f_{\text{合}} = mg - k(\Delta l + x)$$

根据牛顿第二定律则必有

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

若将 $mg=k(\Delta l)$ 代入上式并化简可得

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = mg - k\Delta l - kx = mg - mg - kx = -kx$$

于是

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

若令

$$\omega^2 = \frac{k}{m}, \text{ 则上式可改写为}$$

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

这个微分方程与在水平方向作简谐振动的弹簧振子的微分方程完全一样. 故铅直悬挂的弹簧振子被拉伸(或压缩)后使其振动, 该振动是简谐振动, 其振动圆频率是

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

在这里, 弹性系数 k 可通过平衡状态的条件 $k \Delta l = mg$ 确定为 $k = \frac{mg}{\Delta l}$. 式中 Δl 是振子在静止平衡条件下弹簧的静伸长. 可通过实验测定 Δl 值. 于是将 k 代入 ω 中可得到

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{mg}{\Delta l m}} = \sqrt{\frac{g}{\Delta l}}$$

同样可得到振动频率 ν 及周期 T 分别为