

北京工业大学应用物理系理论物理组编

理论物理简明教程

上册

(理论力学、热力学与统计物理)

北京工业大学出版社

理论物理简明教程

上册

(理论力学、热力学与统计物理)

北京工业大学应用物理系理论物理组编



北京工业大学出版社

内 容 简 介

本书分上下两册。上册包括理论力学、热力学和统计物理；下册包括电动力学、量子力学。上册的具体内容为：质点力学、质点组动力学、分析力学初步、热力学基本规律、均匀系的热力学、单元系及多元系的复相平衡、统计物理预备知识、麦一玻统计、量子统计初步等。书中每章后均附有适量习题，书后附有习题答案。

本书可作为高等院校应用物理、半导体、金属材料专业和师范院校物理专业本科生教材，也可作为非物理专业研究生教材和参考书。

理论物理简明教程（上册）

北京工业大学应用物理系理论物理组编

※

北京工业大学出版社出版发行

各地新华书店经销

徐水宏远印刷厂印刷

※

1998年2月第1版 1998年2月第1次印刷

850mm×1168mm 32开本 11.5印张 287千字

印数：1~2000册

ISBN 7-5639-0623-1/G·348

定价：14.00元

出版说明

本书分上下两册。上册包括理论力学、热力学和统计物理；下册包括电动力学、量子力学。并附有习题及答案。

本书可作为高等院校的应用物理、半导体、金属材料、师范院校物理专业的大学生及非物理专业的研究生的教材或参考书。

本书第一篇“理论力学”由马文滨编写，第二篇“热力学与统计物理”由严隽霖编写，第三篇“电动力学”由谢诒成编写，第四篇“量子力学”由李玉柏编写。

编者

1996年12月于北京工业大学

目 录

第一篇 理论力学

第一章 质点力学	(1)
§ 1.1 质点运动的基本原理	(1)
§ 1.2 直角坐标系	(6)
§ 1.3 自然坐标系	(19)
§ 1.4 谐振动	(29)
§ 1.5 计算机在质点力学中的应用	(40)
习题一	(51)
第二章 质点组动力学	(57)
§ 2.1 几个基本概念	(57)
§ 2.2 质点组的动量定理及动量守恒律	(61)
§ 2.3 动量矩定理及动量矩守恒律	(64)
§ 2.4 动能定理与机械能守恒律	(73)
§ 2.5 二体问题	(79)
§ 2.6 平面极坐标系	(82)
§ 2.7 有心力场	(87)
§ 2.8 质心坐标系与实验室坐标系	(103)
习题二	(110)
第三章 分析力学初步	(114)
§ 3.1 完整系与广义坐标	(115)
§ 3.2 虚功原理 (虚位移原理)	(121)
§ 3.3 拉格朗日方程	(127)

§ 3.4	小振动	(149)
§ 3.5	守恒律与对称性	(159)
§ 3.6	哈密顿正则方程	(164)
习题三	(180)

第二篇 热力学与统计物理

第四章	热力学基本规律	(185)
§ 4.1	热力学系统的分类及相互作用	(185)
§ 4.2	系统的平衡态和态参量	(186)
§ 4.3	热平衡定律和温度	(188)
§ 4.4	状态方程 (态式)	(188)
§ 4.5	非平衡态和热力学过程	(192)
§ 4.6	热力学第一定律	(193)
§ 4.7	微功的表达式	(194)
§ 4.8	热容量	(195)
§ 4.9	热力学第二定律	(197)
§ 4.10	卡诺定理	(198)
§ 4.11	克劳修斯不等式	(200)
§ 4.12	熵和热力学基本微分方程	(201)
§ 4.13	熵增定理	(202)
§ 4.14	理想气体的熵	(204)
§ 4.15	熵差计算举例	(206)
习题四	(210)
第五章	均匀系的热力学	(214)
§ 5.1	热力学函数	(214)
§ 5.2	热力学关系	(216)
§ 5.3	一些常用的热力学关系式	(218)

§ 5.4	热力学函数与态式及热容量的关系	(221)
§ 5.5	气体的节流过程和焦耳—汤姆逊效应	(223)
§ 5.6	平衡辐射场的热力学性质	(226)
§ 5.7	绝热去磁冷却	(228)
§ 5.8	特性函数	(230)
§ 5.9	热动平衡判据	(232)
习题五	(234)
第六章	单元系及多元系的复相平衡	(239)
§ 6.1	组元与相	(239)
§ 6.2	单元单相开放系的热力学	(239)
§ 6.3	单元系两相平衡条件	(242)
§ 6.4	单元两相系的平衡性质	(243)
§ 6.5	超导体	(249)
§ 6.6	多元单相开放系的热力学函数及热力学方程	(252)
§ 6.7	多元复相系的热力学函数	(255)
§ 6.8	多元系的复相平衡条件	(256)
§ 6.9	吉布斯相律	(258)
§ 6.10	热力学第三定律	(260)
习题六	(262)
第七章	统计物理预备知识	(266)
§ 7.1	粒子微观态及系统微观态的描述	(267)
§ 7.2	粒子相空间、相格和能格	(269)
§ 7.3	统计分布函数	(273)
§ 7.4	热力学几率和最可几分布	(276)
§ 7.5	熵与热力学几率的关系	(277)
§ 7.6	内能、热量与功的统计意义	(280)
习题七	(283)
第八章	麦—玻统计	(285)

§ 8.1	麦—玻分布函数	(285)
§ 8.2	β 的物理意义	(288)
§ 8.3	统计热力学公式	(290)
§ 8.4	对单原子理想气体的应用	(293)
§ 8.5	麦克斯韦速度分布律	(296)
§ 8.6	大气压方程	(299)
§ 8.7	能量均分定理	(300)
§ 8.8	固体热容量	(304)
§ 8.9	顺磁介质	(308)
习题八	(311)
第九章	量子统计初步	(314)
§ 9.1	量子统计的特点	(314)
§ 9.2	费密分布函数	(317)
§ 9.3	费密分布函数的特点分析	(321)
§ 9.4	费密能量 μ 的计算	(323)
§ 9.5	自由电子气的内能及热容量	(328)
§ 9.6	玻色—爱因斯坦分布函数	(331)
§ 9.7	玻色凝聚现象	(334)
§ 9.8	平衡辐射场和普朗克公式	(336)
§ 9.9	巨配分函数和统计热力学的关系	(339)
§ 9.10	三种统计分布趋于同一分布的条件	(341)
习题九	(344)
附录	(347)
习题答案	(353)

第一篇 理论力学

理论力学是理论物理的一个组成部分，它的研究对象是物体的机械运动。机械运动是指物体的空间位形的变化，是自然界中最普遍、最基本的运动形态。

第一章 质点力学

对于质点力学的基本原理，大家在普通物理“力学”中已有较详细的了解，本章对这些内容只作简要的复习。

§ 1.1 质点运动的基本原理

一、质点运动微分方程

把质点运动的加速度关系式 $\vec{a} = \ddot{\vec{r}}$ 代入牛顿第二定律 $\vec{F} = m \vec{a}$ ，即可得到质点运动微分方程的矢量形式

$$m \ddot{\vec{r}} = \vec{F}(\vec{r}, \dot{\vec{r}}, t) \quad (1.1.1)$$

上式中的 \vec{F} 是位置矢量 \vec{r} 、速度矢量 $\dot{\vec{r}}$ 和时间 t 的函数，它一般不是恒量。(1.1.1) 式是一个矢量形式的二阶微分方程，只要给出 \vec{F} 的具体形式及初始条件，就可以解出质点的运动方程 $\vec{r} = \vec{r}(t)$ 。在具体坐标系中，运动方程可以以分量形式表示。将运动方程各分量式中的 t 消去，即可得到质点运动的轨道方程。

二、质点力学的基本定理与守恒律

1. 动量定理与守恒律

动量定理的微分形式为 $d(m\vec{v}) = \vec{F} dt$, \vec{F} 为作用在质点上的合外力, 对此式积分, 即得到动量定理的积分形式

$$m\vec{v} - m\vec{v}_0 = \int_{t_0}^t \vec{F} dt \quad (1.1.2)$$

其中, $\int_{t_0}^t \vec{F} dt = \vec{I}$ 称为合外力的冲量, $m\vec{v} = \vec{p}$ 是质点的动量。

(1.1.2) 式表明: 质点动量的变化, 等于合外力在这段时间内给予质点的冲量, 它是个矢量式。

若 t_0 到 t 这段时间内合力 $\vec{F} = 0$, 则

$$\vec{p} = m\vec{v} = m\vec{v}_0 = \text{恒矢量} \quad (1.1.3)$$

即质点所受的合外力为零时, 它的动量守恒。

2. 动量矩定理与动量矩守恒律

我们首先回顾一下: \vec{F} 对任一点 A 的力矩 \vec{M} 的定义式为

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F} \quad (1.1.4)$$

其中 \vec{r} 为受力质点相对于 A 点的位矢。

质点对空间任一点 A 的动量矩 (也称角动量) 的定义是

$$\vec{J} = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{r} \times m\vec{v} \quad (1.1.5)$$

其中 \vec{r} 为质点对 A 点的位矢。

下面我们可以借助于牛顿第二定律导出动量矩定理。将 (1.1.5) 式两边对 t 求导, 有

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \frac{d\vec{r}}{dt} \times m\vec{v} + \vec{r} \times \frac{d}{dt}(m\vec{v})$$

因式内第一项中 $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$, 所以此项为零, 则上式变为

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{r} \times \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \vec{r} \times \vec{F}$$

即

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{M} \quad (1.1.6)$$

这是动量矩定理的微分形式。对上式积分，就得出动量矩定理的积分形式

$$\vec{J}_2 - \vec{J}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{M} dt \quad (1.1.7)$$

其中 $\int_{t_1}^{t_2} \vec{M} dt$ 称为冲量矩。上式表明，动量矩的变化等于这段时间内质点所受的冲量矩。

若质点相对于定点 A 所受的合力矩 $\vec{M} = 0$ ，则得到质点的动量矩守恒律

$$\vec{J} = \text{恒矢量}$$

\vec{J} 为质点对 A 点的动量矩。

3. 动能定理与机械能守恒律

若质点所受的合外力为 \vec{F} ，在空间由一点 A 移动到另一点 B ，则此过程中合外力的功为

$$W = \int_{(L)A}^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = \frac{1}{2}mv_B^2 - \frac{1}{2}mv_A^2 \quad (1.1.8)$$

其中，标量 $\frac{1}{2}mv^2 = T$ 是质点的动能。上式表明：合外力对质点所作的功等于质点动能的增量，这就是质点的动能定理。其中

$\int_{(L)A}^B \vec{F} \cdot d\vec{r}$ 一般与路径有关。

若 \vec{F} 只是 \vec{r} 的单值函数，即 $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r})$ ，则在空间每一点上都有一定的力作用在质点上，称这种空间为力场。按照 $W = \int_{(L)A}^B \vec{F} \cdot d\vec{r}$ 计算功，是线积分问题。一般说来，在 A 、 B 两点固定时，这个积分值还应与积分路径有关。但自然界存在一些特殊而重要的力场，质点在这些力场中移动，场力所作的功与路

径无关，只与始末两点位置有关，我们称这种力为保守力，相应的力场叫保守力场。这时，可以用一个只与空间位置有关的标量函数之差表示 W ，令 $-V(\vec{r})$ 为此标量函数，则

$$\begin{aligned} W &= \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = [-V(\vec{r}_B)] - [-V(\vec{r}_A)] \\ &= V(\vec{r}_A) - V(\vec{r}_B) \end{aligned}$$

简记为

$$W = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = V_A - V_B \quad (1.1.9)$$

其中， $V = V(\vec{r})$ 就是势能。再改写上式，得

$$\int_B^A \vec{F} \cdot d\vec{r} = -(V_B - V_A) = -\Delta V$$

若 A 、 B 两点无限靠近，则 $\Delta V \rightarrow dV$ ，上式变为

$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = -dV \quad (1.1.10)$$

这是 (1.1.9) 的微分形式。

当质点只受保守力作用时，(1.1.8) 和 (1.1.9) 两式同时成立，则得到

$$\frac{1}{2}mv_A^2 + V_A = \frac{1}{2}mv_B^2 + V_B = \text{const} \quad (1.1.11)$$

即只在保守力作用下运动的质点，其动能与势能的总和在运动中保持不变，即机械能守恒。以 E 表示总机械能，上式简记为

$$E = T + V = \text{const}$$

三、非惯性平动参照系

若两个参照系之间作无相对转动的平动时，我们可以选定其中的一个作为静止参照系 s ，而另一个相对 s 作平动的参照系称为平动参照系 s' (见图 1.1.1)。质点 p 在 s 、 s' 两参照系中的位矢变换式为

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}' \quad (1.1.12)$$

上式两边同时对 t 求导，则

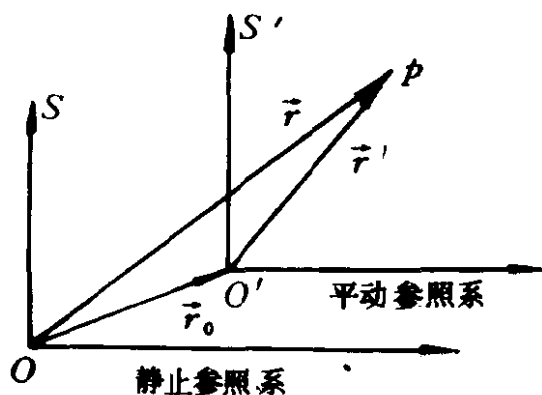


图 1.1.1

$$\dot{\vec{r}} = \dot{\vec{r}}_0 + \dot{\vec{r}}'$$

式中, $\dot{\vec{r}} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ 是 p 点对 s 的速度, 叫绝对速度; $\dot{\vec{r}}_0 = \frac{d\vec{r}_0}{dt} = \vec{v}_0$ 是 s' 相对 s 的速度, 叫牵连速度; 最后一项 $\dot{\vec{r}}' = \frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{v}'$ 是 p 点对 s' 的速度, 叫相对速度, 于是上式可写成

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}' \quad (1.1.13)$$

此式再对 t 求导, 得

$$\dot{\vec{v}} = \dot{\vec{v}}_0 + \dot{\vec{v}}'$$

即得到加速度变换关系, 上式可直接写成

$$\vec{a} = \vec{a}_0 + \vec{a}' \quad (1.1.14)$$

其中 \vec{a} 、 \vec{a}_0 、 \vec{a}' 分别为绝对的、牵连的和相对的加速度。

下面再导出非惯性平动参照系中质点的运动定律。

设 s 为惯性系, s' 相对 s 以加速度 \vec{a}_0 作平动, 则 p 点在 s 参照系中的动力学方程为

$$m\vec{a} = \vec{F}$$

其中, \vec{F} 为质点 p 所受的合外力, m 为其质量, \vec{a} 为绝对加速度。将上面的加速度变换式代入, 则有

$$m \vec{a}_0 + m \vec{a}' = \vec{F}$$

这是 \vec{F} 与 \vec{a}' 的关系，可见对于 s' 参照系来说牛顿第二定律并不成立，即 $m \vec{a}' = \vec{F}$ 并不成立。

将上式改写成

$$m \vec{a}' = \vec{F} + (-m \vec{a}_0)$$

而把 $-m \vec{a}_0$ 看成是一个力，并称之为惯性力，即

$$\vec{F}_{\text{惯}} = -m \vec{a}_0 \quad (1.1.15)$$

则有

$$m \vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{\text{惯}} \quad (1.1.16)$$

在引入这种假想的力——惯性力后牛顿定律在形式上仍然成立。这里的 \vec{F} 是物体之间相互作用的力，通常称为牛顿力。

§ 1.2 直角坐标系

上节的各基本原理中的矢量式，在具体计算时要考虑在什么坐标系中进行。因此，要讨论在各种坐标系中，这些公式的具体表示形式。在解算力学问题时，用得最多的是直角坐标系。

直角坐标系可以用于自由质点运动的情况。所谓自由质点，是指质点的运动不受任何其它物体的约束限制，受力后，可向空间任意方向发生位移。我们常称这种力为主动动力，如拉力、引力、弹性力、电磁力等。这些力单独存在时都能引起物体的运动。

一、运动微分方程

自由质点在直角坐标系中的运动微分方程可以写成三个标量方程。取定坐标原点 O 及 $O-xyz$ 坐标后， $m \ddot{\vec{r}} = \vec{F}(\vec{r}, \dot{\vec{r}}, t)$ 的分量式是

$$\left. \begin{aligned} m \ddot{x} &= F_x(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) \\ m \ddot{y} &= F_y(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) \\ m \ddot{z} &= F_z(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) \end{aligned} \right\} \quad (1.2.1)$$

上式是三个二阶常微分方程，再加上质点运动的起始条件，即 $t = 0$ 时的 $x = x_0, y = y_0, z = z_0$ 及 $\dot{x} = u_0, \dot{y} = v_0, \dot{z} = w_0$ ，就可以解出质点的运动方程

$$\left. \begin{aligned} x &= x(t) \\ y &= y(t) \\ z &= z(t) \end{aligned} \right\} \quad (1.2.2)$$

此式消去 t 后，即得到质点的轨道方程。

[例 1] 质量为 m 的小球在空气介质中自由下落，初速度为零，求质点的运动规律。已知小球受的阻力 $R = -cv$ ， $c > 0$ 为恒量。

解 取 x 轴向下为正，出发点为原点，则质点受两个力：一是重力 $\vec{W} = mg \vec{i}$ ，一是阻力 $\vec{R} = -c \dot{x} \vec{i}$ 。根据以上条件可作出图 1.2.1，图中右边画出了小球的受力图。

先列出矢量形式的微分方程

$$m \ddot{\vec{r}} = \vec{W} + \vec{R}$$

代入 \vec{W} 、 \vec{R} 表示式，并考虑 $\ddot{\vec{r}} = \ddot{x} \vec{i}$ ，则

$$m \ddot{x} \vec{i} = mg \vec{i} - c \dot{x} \vec{i}$$

标量方程只有一个

$$m \ddot{x} = mg - c \dot{x} \quad (1)$$

起始条件为： $t = 0$ 时

$$x_0 = 0, \dot{x} = 0 \quad (2)$$

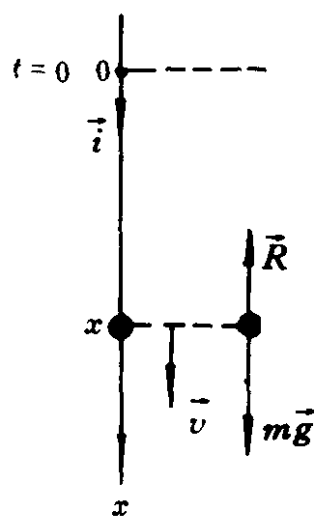


图 1.2.1

令 $v^* = \frac{mg}{c}$, 代入①式, 并整理, 得

$$\ddot{x} = g \left(1 - \frac{\dot{x}}{v^*} \right) = \frac{d\dot{x}}{dt}$$

取积分

$$\int_0^{\dot{x}} \frac{d\dot{x}}{1 - \frac{\dot{x}}{v^*}} = \int_0^t g dt$$

积分后得到

$$v^* \ln \left(1 - \frac{\dot{x}}{v^*} \right) = -gt$$

故

$$\dot{x} = v^* \left(1 - e^{-gt/v^*} \right) \quad \text{③}$$

讨论: 当 $t = 0$ 时 $\dot{x} = 0$, 而 $t \rightarrow \infty$ 时 $\dot{x} = v^*$, 称 v^* 为极限速度。计算结果表明, 空气中自由下落的质点不会被无限加速。

对③式再积分, 得到质点的运动方程

$$x = v^* t - \frac{v^{*2}}{g} \left(1 - e^{-gt/v^*} \right) \quad \text{④}$$

讨论: 令 $\tau = \frac{m}{c} \left(= \frac{v^*}{g} \right)$, 以此作为判断时间长短的一个参考,

称为特征时间。比如 $t = 3\tau$ 时, $\dot{x} = 0.95v^*$, 可以认为已接近极限速度。将 τ 表达式代入④式, 消去 g 得

$$\frac{x}{v^* \tau} = \frac{t}{\tau} - \left(1 - e^{-t/\tau} \right) \quad \text{⑤}$$

当 $t \ll \tau$ 时, 将⑤按 $\frac{t}{\tau}$ 小量的幂级数展开

$$\frac{x}{v^* \tau} = \frac{t}{\tau} - \left[1 - \left(1 - \frac{t}{\tau} + \frac{1}{2} \frac{t^2}{\tau^2} - \frac{1}{6} \frac{t^3}{\tau^3} + \dots \right) \right]$$

$$= \frac{1}{2} \frac{t^2}{\tau^2} - \frac{1}{6} \frac{t^3}{\tau^3} + \dots$$

略去高阶小量，并把 $\tau = \frac{v^*}{g}$ 代入得

$$x \approx \frac{1}{2} g t^2$$

可见开始下落时，在 $t \ll \tau$ 阶段，小球几乎作无阻尼的自由落体运动。

下面再举一个三维空间运动问题。

[例 2] 求带电粒子在均匀磁场中的运动。已知粒子质量为 m ，所带电量为 q 。

解 取直角坐标系，使 z 轴沿 \vec{B} 的相反方向， x 轴的方向取在使初速度在 x 轴上的投影为零的方向（见图 1.2.2）。于是 \vec{B} 的分量是 $(0, 0, -B)$ ，并设 $t=0$ 时

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0, \quad y = y_0, \quad z = z_0 \\ v_{0x} &= 0, \quad v_{0y} = u, \quad v_{0z} = w \end{aligned} \right\} \quad \textcircled{1}$$

由电磁学可知，带电粒子受力 $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$ 是洛伦兹力。运动微分方程为

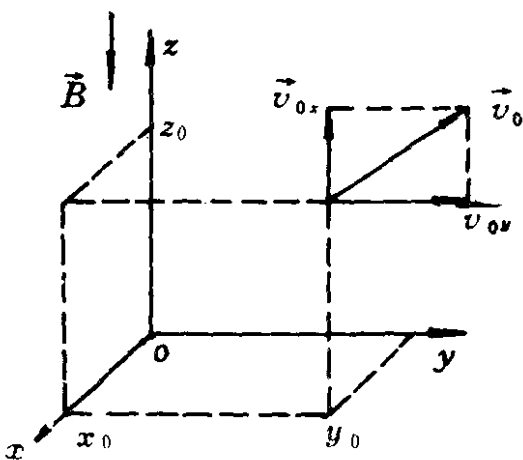


图 1.2.2