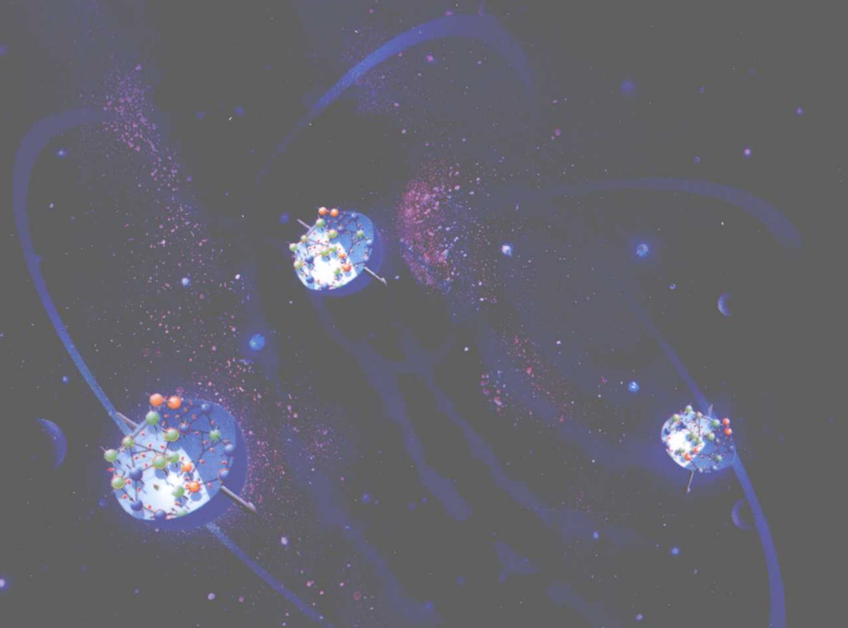
基础物理学

专 题 选 讲



殷传宗 邓昭镜 罗琬华 林辛未 编著

JICHU WULIXUE ZHUANTI XUANJIANG

西南师范大学出版社

西南大学出版基金资助项目

基础物理学专题选讲

JICHU WULIXUE ZHUANTI XUANJIANG

殷传宗 邓昭镜 罗琬华 林辛未 编著

西南师范大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

基础物理学专题选讲/殷传宗等编著.—重庆:西南师范大学出版社,2006.8

ISBN 7-5621-1932-5

Ⅰ.基... Ⅱ.殷... Ⅲ.物理学 Ⅳ.04

中国版权图书馆 CIP 数据核字(2006)第 105208 号

基础物理专题选讲

殷传宗　邓昭镜　罗琬华　林辛未　编著

责任编辑:李　红　张浩宇

封面设计:余黔川

出版发行:西南师范大学出版社

地址:重庆市北碚区

网址:http://www.xscbs.com

印 刷 者:重庆大学建大印刷厂

开　　本:890mm×1240mm　1/32

印　　张:10.75

字　　数:280 千字

版　　次:2006 年 12 月　第 1 版

印　　次:2006 年 12 月　第 1 次印刷

书　　号:ISBN 7-5621-1932-5/G・1176

定　　价:20.00 元

前 言

《基础物理学专题选讲》一书，是重庆市教育委员会新世纪高等教育改革工程立项项目——面向 21 世纪物理专业主干基础课程创新体系的研究结题验收的主要成果之一. 本书对基础物理学的基本内容(基础性概念、基本规律和基本方法)作了较深入的分析、反思和探讨. 对基础物理学的教材、教学改革提出了一些可供借鉴的设想和构想，并与时俱进地对一些最新的发展给予了介绍和讨论.

本书属基础物理教学专题研究性质，其特色是：

1. 它源于教学、高于教学、回归教学. 这些专题的选材，有相当部分是在教学中学生提出的问题，有的是作者在长期教学实践中积累的"真知灼见". 对这些问题的剖析，虽然超出了教学和教材的范围，但最后还是回归到了教学中，因此它不只是"授知"，更是解惑.

2. 它是作者长期教学的心得体会，有独到之处，而不是教材重组，更不是教材搬家，其中相当部分是在有关核心期刊上发表过的论文(例如，其中有作者与原渝州大学物理系刘学行教授一起发表过的 5 篇文章，并经作者修改补充).

3. 有的专题是利用已有理论，解决了某些别人没有解决的问题，或在已有理论的基础上提出了新的发展.

4.有的专题是发掘现行教材中某些内容更深刻的含义和实质,以纠正其中某些提法上的错误.

5.与时俱进,对某些定义和概念表达更精确,反映了某些理论和实验的新进展、新成果在技术领域的新应用.

本专著的出版与现行有关内容的出版物并无多少雷同之处,相反地可能成为本科教学"百花园"中一朵奇葩.我们坚信它对本学科教学"百花园"中辛勤耕芸的园丁是大有裨益的.

本书执笔分工如下:力学和热学由邓昭镜教授撰写;电磁学和光学由罗琬华教授撰写;近代物理学中有关量子力学部分由林辛未教授撰写,原子物理、原子核物理和粒子物理由殷传宗教授撰写.全书最后由殷传宗、邓昭镜负责定稿.

本书的出版自始至终得到了重庆市教委、西南师范大学出版社的大力支持和协助,在此致谢.

由于本书涉及面广,时间仓促,作者水平有限,书中一定存在这样或那样的错误和缺点,恳请读者予以批评指正!

编著者(由殷传宗执笔)

2006年4月

目 录

一 力学

二 热学与热力学

三 电磁学与光学

四 近代物理学

一 力学

(一) 经典力学中的基础性概念

1.“力学状态”和运动微分方程[1,2]

我们知道牛顿第一定律表述如下:“物体恒保持其静止或做匀速直线运动状态,直到它所受的外界作用足以改变其运动状态为止.”这条定律很明确地将决定力学状态的参量规定为坐标$\vec{r}$和速度$\vec{u}$.事实上,定律所指的力学状态只有两种,一种是静止(当然是相对参考系静止),这种静止状态只需用相对静止参考系中的坐标矢径来描写;另一种是匀速运动状态,显然它应由匀速运动的速度来描写.在一般情况下物体的“力学状态”是由其坐标矢径和速度共同描写.关于这一点朗道(E. M. Landau)在他的《力学》讲义中讲得很清楚.他指出:“给出广义坐标数值的情况下,体系还可以沿任意速度(方向)运动,而由于速度不同,体系在下一时刻(即经过无限小的时间间隔 dt 后)的位置也将不相同.”[1] 因此,一般的

“力学状态”必须由坐标$\{x_i\}$和速度$\{u_i\}$两组值确定.接着朗道又指出:“同时给定体系的所有坐标$\{x_i\}$和速度$\{u_i\}$就能完全确定体系的‘力学状态’,并且在原则上(尤其对线性体系)可以预言它以后的运动.从数学观点来看,这就是说,若给定某一时刻的坐标和速度,也就单值地(尤其对线性体系)确定了在该时刻的加速度.”[2] 因此,一般的“力学状态”只需由坐标$\{x_i\}$和速度$\{u_i\}$两组值来确定.

把加速度和坐标、速度联系起来的关系式就是运动微分方程.一般而言,由于力是时间t、坐标$\vec{r}$和速度$\vec{u}$的函数,即$\vec{F}$呈$\vec{F}(\vec{r},\vec{u},t)$的形式,因此在牛顿第二定律中只要给出力作为$\vec{r},\vec{u},t$的具体函数形式,则第二定律就给定了这种具体力作用下的物体运动微分方程.例如当给出了以下形式的力时,即

$$\left.\begin{aligned}&\vec{F}=-k\vec{r},\ \vec{F}=-G\frac{mM}{r^3}\vec{r},\\&\vec{F}=\eta\vec{u},\ \vec{F}=-\gamma u\vec{u},\\&\vec{F}=\vec{F}_0\cos(\omega t+a).\end{aligned}\right\}\tag{1-1-1}$$

将这些力代入牛顿第二定律中就给出了相应力的运动微分方程.为了便于将力代入牛顿第二定律中,我们特将该定律写成以下形式:

$$\vec{F}=\frac{\mathrm{d}\vec{p}}{\mathrm{d}t}=m\ddot{\vec{r}}+\frac{\vec{F}\cdot\vec{u}}{c^2}\vec{u}.\tag{1-1-2}$$

与以上几种力相应的运动微分方程分别是

$$\left.\begin{aligned}
m\ddot{\vec{r}} &= k\left(\frac{\vec{r}\cdot\vec{u}}{c^2}\vec{u}-\vec{r}\right),\\
m\ddot{\vec{r}} &= \frac{GmM}{r^3}\left(\frac{\vec{r}\cdot\vec{u}}{c^2}\vec{u}-\vec{r}\right),\\
m\ddot{\vec{r}} &= (\beta^2-1)\eta\vec{u},\ \beta=\frac{u}{c},\\
m\ddot{\vec{r}} &= (\beta-1)\gamma u\vec{u},\ \beta=\frac{u}{c},\\
m\ddot{\vec{r}} &= \left(\vec{F}_0-\frac{\vec{F}_0\cdot\vec{u}}{c^2}\right)\cos(\varepsilon t+a).
\end{aligned}\right\}\tag{1-1-3}$$

这些运动微分方程都是二阶微分方程，只要给出初始条件（即 $t=0$ 时的坐标 $\vec{r_0}$ 和速度 $\vec{u_0}$），在原则上，就可以通过它们决定体系的运动规律（即坐标对时间的函数关系）和运动轨道（即坐标间的函数关系）. 当 $\frac{u}{c}\ll 1$ 时，(1-1-3) 式可以简化为非相对论情况，即

$$\left.\begin{aligned}
m\ddot{\vec{r}} &= -k\vec{r},\\
m\ddot{\vec{r}} &= -G\frac{mM}{r^3}\vec{r},\\
m\ddot{\vec{r}} &= -\eta\vec{u},\\
m\ddot{\vec{r}} &= -\gamma u\vec{u},\\
m\ddot{\vec{r}} &= F_0\cos(\omega t+a).
\end{aligned}\right\}\tag{1-1-3$'$}$$

(1-1-3) 式和 (1-1-3′) 式都是运动微分方程的矢量形式，在具体处理问题时，往往采用与力的对称性相适应的坐标系. 如果当力始终沿一轴线时，例如重力，则应选择直角坐标系. 而对于始终沿径向 $\vec{r}$ 的力，如万有引力，则应选择极坐标系. 对于不同的坐标系选择，运动微分方程将有不同形式的分量形式. 例如 (1-1-3′) 式中的第二个式子，在直角坐标系中的分量投影形式分别为

$$
\left.\begin{aligned}
m\ddot{x} &= -G\frac{mM}{r^3}x\vec{i},\\
m\ddot{y} &= -G\frac{mM}{r^3}y\vec{j},\\
m\ddot{y} &= -G\frac{mM}{r^3}y\vec{k}.
\end{aligned}\right\}\qquad(1\text{-}1\text{-}4)
$$

式中 $\vec{i},\vec{j},\vec{k}$ 是直角坐标中三个坐标轴的单位矢量. 而在极坐标系中,该式分量的投影式分别为

$$
\left.\begin{aligned}
m(\ddot{r}-r\dot{\theta}^2) &= G\frac{mM}{r^2}, &&\text{(径向分量式)}\\
m(r\dot{\theta}+2\dot{r}\dot{\theta}) &= 0. &&\text{(横向分量式)}
\end{aligned}\right\}\qquad(1\text{-}1\text{-}4')
$$

可以看出对径向作用力(或称中心力),如万有引力$(-G\frac{mM}{r^3}\vec{r})$,极坐标系是很适合的坐标系,因为在这种坐标系中,中心力只有沿径向的力分量,因此可以大大简化积分运算.

现在来求解万有引力作用下的行星运动. 首先从(1-1-4′) 式的第二式中很容易导出面积速度守恒,即

$$
r^2\dot{\theta} = C,\qquad(1\text{-}1\text{-}5)
$$

式中 C 是由初始条件 $r_0{}^2\dot{\theta}_0$ 决定的积分常数,然后再利用(1-1-4′) 式的第一式(径向分量式),结合(1-1-5) 式很易于求得径向分量的如下形式:

$$
\frac{\mathrm{d}^2(\frac{1}{r})}{\mathrm{d}\theta^2}+\frac{1}{r}=\frac{1}{p},\ p=\frac{C^2}{GM}.
$$

由此可以求出在万有引力作用下行星运动的轨道方程

$$
r=\frac{p}{1+e\cos(\theta+\theta_0)}.\qquad(1\text{-}1\text{-}6)
$$

这是一个椭圆方程,其中 $p(\equiv\frac{C^2}{GM})$ 是椭圆参数,e 是椭圆的偏心

率，θ_0 是初相角，p，e 和 θ_0 都由初始条件决定.

2. 关于质量、惯性和动量[3]

牛顿最初(1987年)将质量定义为物质之量的量度，即质量为物质之荷. 约50年后(1736年)欧拉以牛顿的定义有逻辑循环错误为由，否定了质量是物质之量的量度，提出了质量是惯性的量度的定义. 两个多世纪来，人们一直沿袭欧拉的这个定义 —— 质量是惯性的量度. 然而，我们却认为这个已维持了两个多世纪的"质量是惯性的量度"的这个定义实质上是错误的. 我们的理由有如下三点：

(1) $\vec{f}=m\vec{a}$ 不能作为引入"惯性"概念的根据

长期以来在力学中引入惯性概念时，总是以初级的(或不严格的)牛顿第二定律 $\vec{f}=m\vec{a}$ 为依据，并由此论证了"质量是惯性的量度"的定义. 但是，我们认为，在引入作为物理学中最基础性的概念 —— 惯性时，所依据的必须是牛顿定律的严格形式，而不应该是很不严格的 $\vec{f}=m\vec{a}$ 形式. 牛顿第二定律的严格形式应当表示为

$$\vec{f}=\frac{\mathrm{d}\vec{p}}{\mathrm{d}t}=m\frac{\mathrm{d}\vec{u}}{\mathrm{d}t}+\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t}\vec{u}=m\vec{a}+\frac{\vec{f}\cdot\vec{u}}{c^2}\vec{u}. \qquad (1\text{-}1\text{-}2)$$

(1-1-2)式中的最后一项不能随意丢掉，因为它与速度平方成比例，随着速度的增大，这一项的惯性效应会愈显著. 更重要的是由于第二项 $\frac{\vec{f}\cdot\vec{u}}{c^2}\vec{u}$ 中包含着 $\vec{f}$ 因子，它使 m 和 $\vec{a}$ 之间的关系不可能是简单的反比关系，而应是以 $\vec{f}$ 因子反复迭代所形成的 $\vec{a}$ 的复杂函数，而且这个函数又以 $(\frac{u}{c})^2$ 的比例依赖于速度，并随着速度的增大，这种迭代式的复杂函数关系会愈来愈重要. 由此可见，用 m