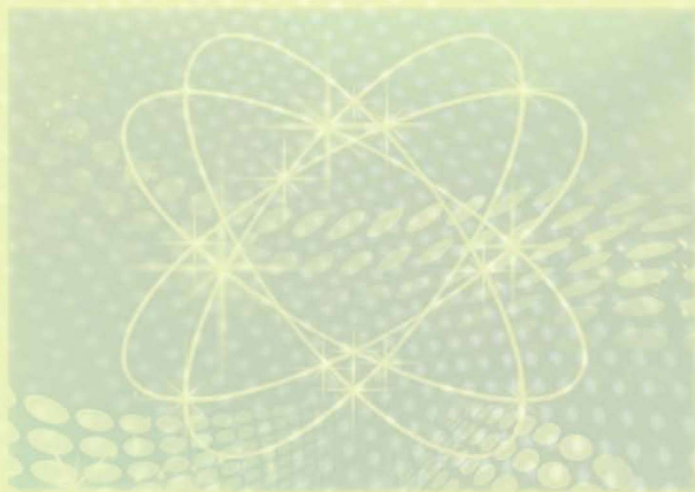


大学物理（下）

李文斌 主编



中南大学出版社

大学物理(下)

主 编 李文斌
副主编 傅晓玲 荣识广



中南大学出版社
www.csupress.com.cn

图书在版编目(CIP)数据

大学物理. 下/李文斌主编. —长沙:中南大学出版社, 2015. 12
ISBN 978-7-5487-2020-1

I. 大... II. 李... III. 物理学—高等学校—教材
IV. 04

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 266929 号

大学物理(下)

主 编 李文斌

副主编 傅晓玲 荣识广

☐责任编辑 刘 灿

☐责任印制 易红卫

☐出版发行 中南大学出版社

社址:长沙市麓山南路 邮编:410083

发行科电话:0731-88876770 传真:0731-88710482

☐印 装 长沙市宏发印刷有限公司

☐开 本 787×1092 1/16 ☐印张 14 ☐字数 346 千字 ☐插页

☐版 次 2015 年 12 月第 1 版 ☐2015 年 12 月第 1 次印刷

☐书 号 ISBN 978-7-5487-2020-1

☐定 价 29.00 元

图书出现印装问题,请与经销商调换

前言

物理学研究的是物质的基本结构及物质运动的普遍规律，它是一门严格的精密基础科学。

这套《大学物理》教材是适应当前教学改革的需要，根据教育部高等学校非物理类专业物理基础课程教学指导分委员会审订的“非物理类理工科大学物理课程教学基本要求”，结合编者多年的教学实践和教学改革经验编写的。根据课程的性质，教材中着重阐述了基本概念、基本知识及运用它们分析一般问题的思路和方法。教材难度适中、适用范围广，适合各类高等学校的工科物理课程教学使用。

本教材注意了以下两点：

1. 贯彻基本要求，力求简炼、综合。本教材对基本要求中规定要掌握、理解和了解的内容分别作了不同的处理；抓住主要内容，去粗取精，突出物理学中的重要定律与定理，从物理学发展过程和教学实际情况两个方面组织教学内容，精选例题、习题，用基本的、通俗的方法讲述物理内容；努力满足广大师生的教学需要，激发学生的学习兴趣，培养学生的创新能力。

2. 尽量避免和中学物理内容的简单重复。中学物理学习中应该掌握的内容本教材中一般不再重复论述，与此同时，教材中注意充分利用中学物理基础知识，并按需要给予总结、提高。

本教材分上下两册，共六篇，十八章。上册包括力学、振动和波、热学三篇，下册由电磁学、波动光学、近代物理基础三篇组成。全书内容可以用 120 学时讲完，如果学时较少，教师可将有关内容做适当调整。

参加全书编写工作的有李文斌、吴松安、傅晓玲、荣识广、姜春蕾、王桃芬、傅响云、何雄辉、李光辉、谭丛兵、黄锋、贾春霞，全书由李文斌主编及统稿。

由于编者时间仓促，水平有限，书中难免存在不足之处，恳请广大读者不吝批评指正。

李文斌
2015 年 12 月

目 录

第四篇 电磁学

第 10 章 静电场

- 10.1 电荷 库仑定律
- 10.2 电场 电场强度
- 10.3 高斯定理
- 10.4 静电场力的功 电势
- 10.5 等势面 电场强度和电势的关系
- 10.6 静电场中的导体
- 10.7 静电场中的电介质
- 10.8 电介质中的电场
- 10.9 电容器的电容
- 10.10 电场的能量
- 思考题 10
- 习题 10

第 11 章 磁场

- 11.1 基本磁现象
- 11.2 磁场 磁感应强度
- 11.3 磁通量 磁场的高斯定理
- 11.4 运动电荷在磁场中所受的力——洛伦兹力
- 11.5 安培定律 …
- 11.6 磁场对载流线圈的作用
- 11.7 毕奥—萨伐尔定律及其应用
- 11.8 安培环路定律
- 11.9 介质中的磁场
- 思考题 11
- 习题 11

第 12 章 电磁感应

- 12.1 电动势

- 12.2 电磁感应定律
- 12.3 动生电动势和感生电动势
- 12.4 自感和互感
- 12.5 磁场的能量
- 思考题 12
- 习题 12

第 13 章 电磁场和电磁波

- 13.1 麦克斯韦的电磁场理论
- 13.2 电磁振荡
- 13.3 电磁波
- 思考题 13
- 习题 13

第五篇 波动光学

第 14 章 光的干涉

- 14.1 相干光 光程
- 14.2 双缝干涉
- 14.3 薄膜干涉
- 14.4 干涉现象的应用
- 思考题 14
- 习题 14

第 15 章 光的衍射

- 15.1 光的衍射现象 惠更斯—菲涅耳原理
- 15.2 夫琅禾费单缝衍射
- 15.3 光栅衍射
- 15.4 夫琅禾费圆孔衍射 光学仪器的分辨本领
- 15.5 X 射线的衍射
- 思考题 15
- 习题 15

第 16 章 光的偏振

- 16.1 自然光 偏振光
- 16.2 起偏和检偏 马吕斯定律
- 16.3 反射和折射时光的偏振
- 16.4 光的双折射

思考题 16

习题 16

第六篇 近代物理基础

第 17 章 狭义相对论基础

17.1 力学相对性原理 伽利略坐标变换式

17.2 爱因斯坦狭义相对论基本假设 洛伦兹变换…

17.3 狭义相对论的时空观

17.4 相对论动力学的主要结论

思考题 17

习题 17

第 18 章 从经典物理到量子物理

18.1 黑体辐射和普朗克量子假说

18.2 光电效应

18.3 康普顿效应

18.4 玻尔的氢原子理论

18.5 微观粒子的波粒二象性 不确定关系

18.6 薛定谔方程

18.7 粒子物理与天体物理简介

思考题 18

习题 18

习题参考答案

参考文献

第四篇 电磁学

电磁学是一门研究电磁现象基本规律和应用的学科，它主要是研究电荷、电流及其激发的电场、磁场的规律，着重讨论场和场源之间的关系以及在这个过程中的能量关系，电场和磁场之间的相互联系，电磁场对电荷、电流的作用，以及电磁场对物质的各种效应等。电磁学是物理学的一个重要分支，并渗透到天文、化学、生物、地质等各个学科。随着对物质运动认识的深入，人们发现整个物质世界，从天体到基本粒子，无一不与电磁现象有着密切的联系。

电磁作用是自然界四大基本作用之一，人类对电磁相互作用的观察和认识有着非常悠久的历史，但直到 17 世纪以后，人们才开始对摩擦生电、地磁、电流等方面进行实验研究，并取得有价值的成果：1745 年，英国电学家瓦特孙发现了电荷守恒定律；1747 年，美国电学家富兰克林也发现了电荷守恒定律；1785 年，法国工程师库仑发现了静电力的平方反比定律；1811 年，物理学家泊松引入了电势，完成了静电理论。但是此时人们认为电和磁现象是互不相关的，电学和磁学还是彼此独立、平行地发展的两门学科。

直到 1820 年，丹麦物理学家奥斯特观察到导线中的电流可以影响罗盘中的磁针，从而发现这两门学科之间的联系，开启了把电学和磁学作为统一体进行研究的时代。1820 年安培在一系列实验的基础上，证明了闭合电流和磁的等效性，建立了磁的分子电流理论，揭示了磁现象的本质，同时得到了磁场对电流作用力的公式。1831 年，英国物理学家法拉第发现了电磁感应现象，从而确定了电磁感应定律，奠定了电工学的基础，从此电磁理论进入生产技术领域。1865 年，英国物理学家麦克斯韦在此基础上，提出了位移电流概念，以完美的数学形式建立了电磁场的基本方程(麦克斯韦方程组)，建立了系统的电磁场理论并预言了电磁波的存在。1888 年，德国物理学家赫兹证实了这一预言，开辟了电磁波研究和应用的新纪元。

今天，电磁学已成为许多物理理论和应用科学的基础。从生产到科学研究，乃至日常生活，电磁学都有着广泛的应用。可以说是电磁理论把我们带入了信息时代，电磁理论是信息技术的赖以发展的基石。

本篇以场的概念为基础，着重介绍静电场、稳恒磁场及电磁感应等电磁现象与规律，并给出电磁场理论——麦克斯韦方程组。

第10章 静电场

本章将从库仑定律出发,讨论静电场的基本属性,引入描述电场属性的物理量:电场强度和电势。介绍静电场中的场强叠加原理和电势叠加原理、高斯定理、环流定理、静电场与导体、电介质的相互作用以及电容器、电场能量等内容。

10.1 电荷 库仑定律

10.1.1 电荷

人类对电荷的认识是从摩擦起电现象开始的。经摩擦后的物体处于一种与原来情况不同的状态,我们称它为**带电状态**,或者说它带了电荷。像这种处于带电状态的物体,称为**带电体**。

摩擦起电及其他大量实验表明,自然界中只存在两种性质不同的电荷:一种为正电荷,以“+”表示;另一种为负电荷,以“-”表示。实验表明:同种电荷互相排斥,异种电荷互相吸引。

摩擦起电等现象可以由物质的电结构得到解释。任何物质都是由大量的分子、原子组成的。原子是由原子核和绕核运转的电子组成的。原子核包含两种粒子:质子和中子。每个质子带一个单位的正电荷(+e),每个电子带一个单位的负电荷(-e),中子不带电。在正常情况下,原子内的质子数和电子数相等。因此由大量原子组成的物质无净电荷存在,物质呈电中性。如果原子中有一个或多个电子离去,原子就出现过剩正电荷,表现为带正电。如果原子获得了一个或多个电子,原子就出现过剩负电荷,表现为带负电。通过摩擦或别的方法可以使原子失去或得到电子,从而使物体带电,对外显现电性。很明显,当一个物体失去一些电子带正电时,必然有另外的物体获得了这些电子而带负电。实验表明:在一个与外界无电荷交换的系统内,无论发生什么过程,系统内正、负电荷的代数和总保持不变。这个结论称为**电荷守恒定律**。它是物理学中的基本定律之一。

带电物体所带过剩电荷的总量称为**电量**。自然界中存在的电荷的最小单元,是电子所带电荷的绝对值 $e=1.602\times 10^{-19}$ 库仑(C),称为**元电荷**。任何物体所带的电量只能是元电荷 e 的整数倍。电荷的这一性质称为**电荷的量子化**。不过,在宏观现象中,由于 e 的数值非常小,因此电荷的量子性难以显现出来。

10.1.2 库仑定律

1. 点电荷

所谓**点电荷**,就是带有电荷的质点。点电荷是一个理想模型。当带电体的大小远小于它到观察点的距离因而在所考虑的问题中可以忽略不计时,带电体可以被视为点电荷,点电荷

不一定是很小的带电体。例如,地球和太阳都是庞然大物,但由于它们之间的距离比它们的半径要大得多,因此在考虑它们之间电的相互作用时,仍然可以视为点电荷来处理。反过来,很小的带电体不一定就是点电荷。例如,两个相距 0.5 cm、半径为 0.1 cm 的带电体就不能视为点电荷。因此,一个带电体能否当做点电荷,完全取决于所考虑的具体问题。

2. 库仑定律

1785 年法国物理学家库仑在扭秤实验中总结出电荷之间相互作用的规律——**库仑定律**:在真空中,两个静止的点电荷之间的相互作用力的方向沿着它们的连线,同号电荷相斥,异号电荷相吸;作用力的大小与它们的电量的乘积成正比,与它们之间的距离的平方成反比。如果两个点电荷的电量分别为 q_1 和 q_2 , q_2 相对于 q_1 的位置矢量为 $\mathbf{r}_{12}$, 那么电荷 q_2 受到电荷 q_1 的作用力 $\mathbf{F}_{12}$ 可以表示为

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \frac{(\mathbf{r}_{12})}{r_{12}} \quad (10-1)$$

式(10-1)为库仑定律的矢量形式,它表明:当 q_1 和 q_2 同号时, $\mathbf{F}_{12}$ 与 $\mathbf{r}_{12}$ 同方向,两者之间表现为斥力,如图 10-1(a)所示;当 q_1 与 q_2 异号时, $\mathbf{F}_{12}$ 与 $\mathbf{r}_{12}$ 反方向,两者之间表现为引力,如图 10-1(b)所示。式中的比例系数 $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ 由实验测定,在 SI 中,其数值为

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8.9875 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2$$

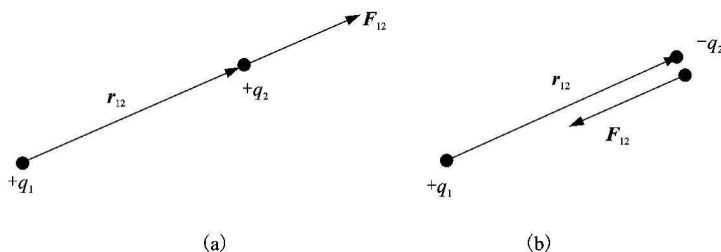


图 10-1 库仑定律

其中

$$\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2 / (\text{N}^2 \cdot \text{m}^2)$$

ϵ_0 称为真空电容率(或真空介电常数)。

必须注意,库仑定律式(10-1)只给出了真空中静止点电荷之间的相互作用力。如果电荷是运动的,则电荷间除有静电力(又称库仑力)外,还存在磁力。如果是在介质中,则必须考虑介质的影响。不过对于空气中的静止点电荷,可利用式(10-1)近似计算,因为在通常大气压下,空气对点电荷之间相互作用的影响非常小。

【例 10-1】两个质量都是 $m=0.01 \text{ kg}$ 、各带电荷 $q=2.4 \times 10^{-8} \text{ C}$ 的小球,分别用长为 $l=0.12 \text{ m}$ 的丝线悬挂于一点,如图 10-2 所示。设 θ 角很小,求两球静止时的距离。

解 如图 10-2 所示,每个小球均受到重力 $G=mg$ 、丝线拉力 T 和库仑力 $F=\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{q^2}{d^2}$

的作用。当小球静止时,各力平衡,因此有

$$\text{水平方向: } T\sin\theta = F$$

$$\text{竖直方向: } T\cos\theta = G$$

所以 $\tan\theta = \frac{F}{G}$, 又 θ 很小, 故

$$\tan\theta \approx \sin\theta = \frac{d}{2l}$$

于是, 两小球静止时的距离

$$d = 2l \cdot \sin\theta = 2l \tan\theta = 2l \cdot \frac{F}{G} = \frac{q^2 l}{2\pi\epsilon_0 mgd^2}$$

$$\begin{aligned} d &= \left(\frac{q^2 l}{2\pi\epsilon_0 mg} \right)^{\frac{1}{3}} \\ &= \left[\frac{(2.4 \times 10^{-8})^2 \times 0.12}{2 \times 3.14 \times 8.85 \times 10^{-12} \times 0.01 \times 9.8} \right]^{\frac{1}{3}} \\ &= 0.023 \text{ km} \end{aligned}$$

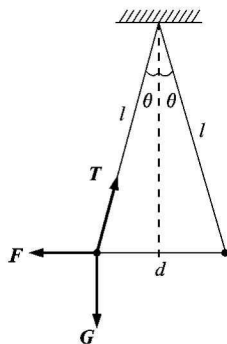


图 10-2

10.2 电场 电场强度

10.2.1 电场

电荷使位于其周围空间中的其他电荷受到电力的作用。这一现象说明在电荷周围存在着一种特殊的物质, 人们把它称为**电场**。不相接触的电荷之间的相互作用, 正是通过电场传递的。这种关系可用图式表示为

$$\text{电荷} \rightleftharpoons \text{电场} \rightleftharpoons \text{电荷}$$

电场(以及下一章将要介绍的磁场)虽然不像实物那样是由电子、质子和中子等构成, 但却是客观存在的。近代物理学已经证明, 电磁场和实物一样, 也具有能量、动量和质量。实物和场是物质存在的两种形式。

由相对于观察者静止的电荷激发的电场, 称为**静电场**。静电场的对外表现, 重要的有:

- (1) 引入电场的任何带电体, 都受到电场所作用的力;
- (2) 当带电体在电场中移动时, 电场所作用的力对带电体做功, 这表明电场具有能量。

因此, 我们可以根据上述电场的对外表现, 来研究电场的性质。

10.2.2 电场强度

为了定量地了解电场中任一点电场的性质, 可利用一个电量足够小的点电荷作为试验电荷 q_0 来进行研究, 这样一方面可以保证当把试验电荷引入电场中以后不会对原有电场产生任何显著的影响, 另一方面由于试验电荷非常小从而可以用来确切地描述任一点的电场状况。

试验电荷 q_0 被引入电场后, 它所受到的电场力 F 的大小和方向都与 q_0 有关, F 的大小

正比于试验电荷的电量 q_0 , $\mathbf{F}$ 的方向随 q_0 的符号而异。进一步研究发现, 比值 $\frac{\mathbf{F}}{q_0}$ 无论大小、还是方向都与 q_0 无关, 只与试验电荷所在处的电场状况有关, 即只决定于产生这个电场的带电体所带的电量及其分布。因此, 我们可以用比值 $\frac{\mathbf{F}}{q_0}$ 来描述电场的状况。比值 $\frac{\mathbf{F}}{q_0}$ 就称为**电场强度**, 简称**场强**, 记作 $\mathbf{E}$ 。

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_0} \quad (10-2)$$

因此, 电场中某点的电场强度的大小, 等于单位正电荷在该点所受到的电场力的大小, 电场强度的方向与正电荷在该点所受到的电场力的方向一致。

在 SI 中, 电场强度的单位为牛顿/库仑 (N/C), 以后我们会知道, 电场强度的单位还可以用伏特/米 (V/m) 来表示。

电场中任意一点都有一个确定的场强, 如果电场中各点场强的大小和方向都相同, 这样的电场称为**匀强电场**。

10.2.3 场强叠加原理

实验表明, 在由若干个电荷共同激发的电场中, 试验电荷 q_0 受到的电场力等于全体点电荷各自对 q_0 的作用力的矢量和, 即

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \cdots + \mathbf{F}_n$$

两边除以 q_0 , 得

$$\frac{\mathbf{F}}{q_0} = \frac{\mathbf{F}_1}{q_0} + \frac{\mathbf{F}_2}{q_0} + \cdots + \frac{\mathbf{F}_n}{q_0}$$

按场强定义, 有

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \cdots + \mathbf{E}_n \quad (10-3)$$

可见, 电场中任意一点的总场强等于全体电荷在该点各自产生的场强的矢量和。这就是**场强叠加原理**, 它是电场的基本性质之一, 利用这一原理, 可以计算任意带电体所产生的场强, 因为任何带电体都可以看做许多点电荷的集合。

10.2.4 电场强度的计算

1. 点电荷的场强

设在真空中有一点电荷 q 激发电场, 为求离它为 r 的某个点 P (我们称该点为场点) 的场强, 将一试验电荷 q_0 放在该点。根据库仑定律, 作用在 q_0 上的电场力 $\mathbf{F}$ 为

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} \mathbf{r}_0$$

式中, $\mathbf{r}_0$ 为沿位置矢量 $\mathbf{r}$ 的单位矢量, $\mathbf{r}_0 = \frac{\mathbf{r}}{r}$; 根据式 (10-2), P 点的场强为

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \mathbf{r}_0 \quad (10-4)$$

式 (10-4) 表明, 在点电荷的电场中, 任意一点的场强的大小与该点电荷的电量成正比, 而与场点到点电荷的距离的平方成反比。场强的方向沿着场点和点电荷的连线。如果 q 为正电荷,

则 $\mathbf{E}$ 的方向与 $\mathbf{r}$ 的方向一致, 而背离 q ; 如果 q 为负电荷, 则 $\mathbf{E}$ 的方向与 $\mathbf{r}$ 的方向相反, 而指向 q , 如图 10-3 所示。

2. 点电荷系的场强

如果电场是由若干个点电荷 $q_1, q_2, \dots, q_n$ 共同激发的, 并设各点电荷到 P 点的矢径分别为 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$, 则由式(10-3)可知各点电荷在 P 点处产生的场强分别为

$$\mathbf{E}_1 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_1^2} \mathbf{r}_{01}, \mathbf{E}_2 = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_2^2} \mathbf{r}_{02}, \dots, \mathbf{E}_n = \frac{q_n}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \mathbf{r}_{0n}$$

根据场强叠加原理, 这些点电荷各自在 P 点所产生的场强的矢量和就是 P 点的总场强, 用 $\mathbf{E}$ 来表示, 有

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \dots + \mathbf{E}_2 + \dots + \mathbf{E}_n = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \mathbf{r}_{0i}$$

图 10-4 表示了三个点电荷 $+q_1$ 、 $+q_2$ 和 $-q_3$ 在 P 点产生的场强 $\mathbf{E}$ 的叠加情况。

3. 任意带电体的场强

可以把一个带电体所带的电荷看成是很多极小的电荷元 dq 的集合, 每一个电荷元 dq 在空间一点 P 所产生的场强, 与点电荷在同一点产生的场强相同。整个带电体在 P 点产生的场强 $\mathbf{E}$, 则等于所有电荷元在该点产生的场强的矢量和。

如果 P 点相对于电荷元 dq 的位置矢量为 $\mathbf{r}$, 则 dq 在 P 点产生的场强应表示为

$$d\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \mathbf{r}_0 \quad (10-5)$$

整个带电体在 P 点产生的场强为

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \mathbf{r}_0 \quad (10-6)$$

式(10-6)虽然表示成积分的形式, 但实际上仍是矢量和, 要把 $d\mathbf{E}$ 在 x 、 y 和 z 三个方向的分量式写出, 才能进行积分运算。

【例 10-2】 计算电偶极子轴线上和中垂线上的场强。

两个电量相等、符号相反的点电荷所组成的电荷系统, 当它们之间的距离远远小于所考虑的场点与它们的距离时, 就称为**电偶极子**。从 $-q$ 到 $+q$ 的矢量 $\mathbf{l}$ 称为电偶极子的**轴线**。电量 q 与矢量 $\mathbf{l}$ 的乘积定义为**电偶极矩**, 简称**电矩**, 是表征电偶极子特性的特征量, 电矩是矢量, 用 $\mathbf{p}_e$ 表示, 即

$$\mathbf{p}_e = q\mathbf{l}$$

电偶极子是一个重要的物理模型, 今后会用到。

解 (1) 计算电偶极子轴延长线上一点的场强, 如图 10-5 所示, 以电偶极子轴线的中点为原点 O 建立直角坐标系, x 轴的单位矢量是 $\mathbf{i}$ 。 $+q$ 和 $-q$ 在 A 点产生的场强分别为

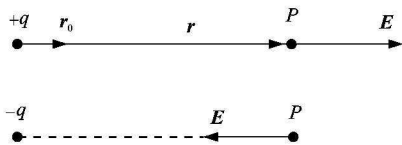


图 10-3 场强的方向

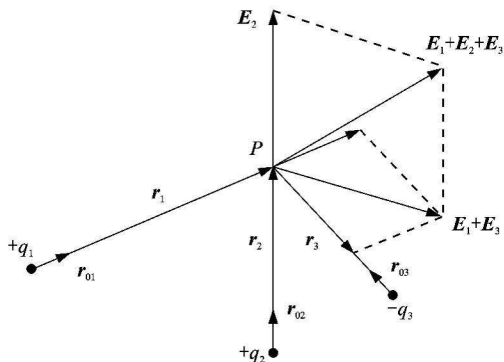


图 10-4 点电荷系的场强

$$\mathbf{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} \mathbf{i}$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-q}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \mathbf{i}$$



图 10-5 电偶极子轴延长线上一点的场强

式中 r 是 A 相对于 O 的位置矢量的大小。根据场强叠加原理, A 点的总场强为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \right] \mathbf{i} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2ql}{r^3 \left(1 - \frac{l^2}{4r^2}\right)^2} \mathbf{i} \end{aligned}$$

由于 $r \gg l$, 故 $\frac{l^2}{4r^2} \ll 1$, 而且 $p_e = ql = ql\mathbf{i}$

所以有

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p_e}{r^3} \text{ N/C} \quad (10-7)$$

场强 $\mathbf{E}$ 的方向与电偶极矩 p 的方向一致。

解 (2) 计算电偶极子中垂线上一点的场强, 如图 10-6 所示建立坐标系, 在轴线的中垂线上取一点 B , 则 $+q$ 和 $-q$ 在 B 点所产生的场强分别为

$$\mathbf{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \mathbf{r}_{0+}$$

$$\mathbf{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-q}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \mathbf{r}_{0-}$$

式中 $\mathbf{r}_{0+}$ 和 $\mathbf{r}_{0-}$ 分别是从小 $+q$ 和 $-q$ 引向 B 点的单位矢量。

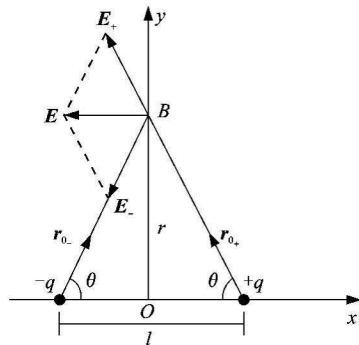


图 10-6 电偶极子中垂线上一点的场强

$$\mathbf{r}_{0+} = -\cos\theta \mathbf{i} + \sin\theta \mathbf{j}$$

$$\mathbf{r}_{0-} = \cos\theta \mathbf{i} + \sin\theta \mathbf{j}$$

B 点的总场强为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} (\mathbf{r}_{0+} - \mathbf{r}_{0-}) \\ &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q\cos\theta}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \mathbf{i} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q}{r^2 + \frac{l^2}{4}} \cdot \frac{\frac{l}{2}}{\sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4}}} \mathbf{i} \\
 &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qli}{r^3 \left(1 + \frac{l^2}{4r^2}\right)^{\frac{3}{2}}}
 \end{aligned}$$

由于 $r \gg l$, 从而 $\frac{l^2}{4r^2} \ll 1$, 故有

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{p}_e}{r^3} \quad (10-8)$$

场强 $\mathbf{E}$ 与电偶极矩 $\mathbf{p}$ 的方向相反。

例 10-2 表明: 电偶极子在远处的场强取决于电偶极矩 $\mathbf{p}$ 。同时电偶极子在远处产生的场强与距离 r 的 3 次方成反比, 它比点电荷的场强随 r 的增加而递减的速度快得多。

【例 10-3】 在真空中有一均匀带电直线, 其电荷线密度(单位长度上的电量)为 λ , 线外一点 P 到直线的垂直距离为 a , P 点与带电直线两端的连线和直线之间的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 (图 10-7), 求 P 点的电场强度。

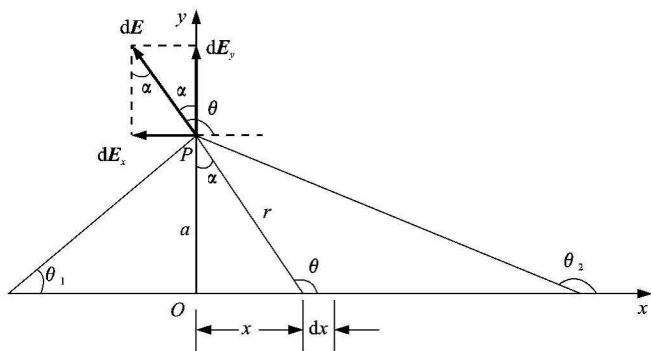


图 10-7 均匀带电直线外一点的场强

解 如图 10-7 所示, 建立直角坐标系 Oxy , 在带电线上离原点 O 为 x 处取长度元 dx , 相应的电荷元为 $dq = \lambda dx$, 它在 P 点产生的场强 $d\mathbf{E}$ 的大小为

$$dE = |d\mathbf{E}| = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\lambda dx}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$d\mathbf{E}$ 沿 x 轴和 y 轴的分量为

$$dE_x = -dE \sin\alpha = dE \cos\theta$$

$$dE_y = dE \cos\alpha = dE \sin\theta$$

由于

$$x = a \tan\alpha = a \tan\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) = -a \cot\theta$$

$$dx = a \csc^2\theta d\theta$$

$$r^2 = a^2 + x^2 = a^2 \csc^2\theta$$

于是

$$dE_x = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \cos\theta d\theta$$

$$dE_y = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \sin\theta d\theta$$

将上述二式积分, 得 P 点总场强的 x 分量和 y 分量。

$$E_x = \int dE_x = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \cos\theta d\theta$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (\sin\theta_2 - \sin\theta_1)$$

$$E_y = \int dE_y = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \sin\theta d\theta$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$$

P 点的总场强为

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j}$$

如果均匀带电直线是无限长的, 则 $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \pi$, 于是 $E_x = 0$, $E_y = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a}$, 这时 P 点的场强

$$\mathbf{E} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a} \mathbf{j} \text{ N/C} \quad (10-9)$$

垂直于带电直线。

式(10-9)表明, 无限长带电直导线附近某点的场强 $\mathbf{E}$ 与该点到带电直线的距离 a 成反比, $\mathbf{E}$ 的方向垂直于长直导线。若 λ 为正, E 沿 y 轴的正方向; 若 λ 为负, E 沿 y 轴的负方向。对于有限长的细直线来说, 在靠近直线中部附近的区域 ($a \ll l$, l 为直线长度), 上述结论也近似成立。

【例 10-4】 在真空中有一均匀带电圆环, 半径为 R , 电量为 $q > 0$, 计算圆环轴线上任意一点 P 的场强。

解 如图 10-8 所示, 在带电圆环上任取长度元 dl , 它带有电量

$$dq = \frac{q}{2\pi R} dl$$

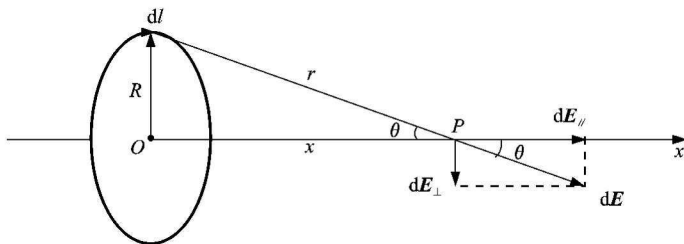


图 10-8 均匀带电圆环轴线上一点的场强

设 P 点与电荷元 dq 的距离为 r , 则 dq 在 P 点产生的场强 $d\mathbf{E}$ 的大小为

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{2\pi R r^2} dl$$