

● 高等学校教材

● 祝之光 编

物理学

Ⓣ
下

● 高等教育出版社

高等学校教材

物理学

下册

祝之光 编

高等教育出版社

1987

本书是在《物理学基础》一书(广东科技出版社1985年出版)的基础上组稿、审查、修改而成的。修改前,经过19所高等工业院校专 科物理课试用,并征求了试用教师的意见。修改稿保存了原书的优点。

本书内容简练,深广度适当,物理概念清晰,文字通顺。书中附有讨论参考题和自我检测题,各节有习题,便于教和学。

本书是高等工业学校二、三年制专科的物理课教材,也可供专科这个层次的各类学校采用。内容编排上区分了二年制和三年制专科的不同要求。

本书分上下册。上册包括绪论、力学和热学等五章还包括附录。下册包括电学、振动波动、波动光学、波和粒子等七章。本书由李迺伯、李佐周、庄梅英、王子大、柯金星、陈灵草、曾毅、曾庆福、易振湘、方强等编,由李迺伯、李佐周、庄梅英统稿。祝之光 是编者的笔名。

本书经周勇志、苏曾熾初审,余守宪复审,并推荐出版。

责任编辑 汤发宇

高等学校教材
物 理 学
下 册
祝之光 编

高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行
北京印刷二厂印装

开本850×1168 1/32 印张10.875 字数260 000

1988年5月第1版 1988年5月第1次印刷

印数 0001—11 210

ISBN 7-04-000961-3/O·646

定价2.05元

下册目录

第六章 静电场	215
§ 6-1 电场强度	215
§ 6-2 高斯定理	229
§ 6-3 电势	240
§ 6-4 静电场中的导体和电介质	255
§ 6-5 电容 电场的能量	268
讨论参考题之四	278
自我检测题之三	279
第七章 稳恒磁场	285
§ 7-1 磁感应强度 磁场的高斯定理	285
§ 7-2 安培定律	299
§ 7-3 毕奥-沙伐尔定律	307
§ 7-4 安培环路定律	317
§ 7-5 介质中的磁场	325
第八章 电磁感应 电磁场	336
§ 8-1 电磁感应的的基本定律	336
§ 8-2 动生电动势 *涡旋电场	346
§ 8-3 自感 *互感 磁场的能量	355
§ 8-4 位移电流 麦克斯韦方程组(本节为小字)	366
讨论参考题之五	371
自我检测题之四	373
第九章 振动学基础	381
§ 9-1 简谐振动的规律	381
§ 9-2 简谐振动的描述	394
§ 9-3 简谐振动的合成	408

第十章 波动学基础	416
§ 10-1 波动的基本概念 平面简谐波动方程	416
§ 10-2 平面简谐波的定量分析	429
§ 10-3 波的叠加	439
讨论参考题之六	446
自我检测题之五	448
第十一章 波动光学	453
§ 11-1 光的相干性 获得相干光的方法	454
§ 11-2 薄膜干涉	468
§ 11-3 光的衍射	481
§ 11-4 衍射光栅	493
§ 11-5 光的偏振	502
讨论参考题之七	511
自我检测题之六	512
第十二章 波和粒子	515
§ 12-1 量子论的出现	515
§ 12-2 物质波 测不准关系	532
§ 12-3 *波函数 *薛定谔方程及简单应用	540
习题答案	549

第六章 静 电 场

电磁运动是物质的一种基本运动形式。电磁运动的规律，不仅是人类深入探索自然的理论武器，而且在工程技术中有着广泛的应用。

十九世纪人们在电磁现象的研究中，提出了电场和磁场的概念，此后逐步认识到场是物质存在的一种形式，这是人类认识上的一次质的飞跃。场的研究今天已成为自然科学的前沿，这方面新的突破，无疑地将对工程技术的发展产生深远的影响。

本章主要研究静电场的基本性质和规律，这是学习整个电磁场理论的基础。

§ 6-1 电 场 强 度

预习要点

1. 认识物质电结构和电荷守恒定律。
2. 初步了解真空中库仑定律及其矢量表达式。
3. 领会电场的概念和电场强度的定义。
4. 点电荷强场分布的规律如何。
5. 什么是场强叠加原理，怎样应用它求场强分布。

电荷 人们对于电的认识最初来自摩擦起电。美国的富兰克林(B. Franklin, 1706—1790)在实验的基础上指出，自然界只存在正负两种电荷，并且同种电荷相互排斥，异种电荷相互吸引。

组成任何物质的原子，都具有带正电的质子和带负电的电子。质子集中在原子核内，电子在核外绕核运动。每一个质子所带的电荷和每一个电子所带的电荷的数值相等。在正常状态下，

一个原子中的质子数和电子数相等，因此，原子呈电中性，整个宏观物体也呈电中性。如果原子或分子由于某种原因失去或获得电子，就会成为带正电或带负电的离子。如果宏观物体(或物体的一部分)由于某种原因失去或获得一定数量的电子，使电子的总数和质子的总数不再相等，就将改变物体的电中性，而使物体带正电或带负电。

摩擦起电、感应起电等事实表明，任何使物体带电的过程，都是使物体中原有的正、负电荷分离或转移的过程。一个物体失去一些电子，必有其它物体获得这些电子，于是人们总结出电荷守恒定律：

在一个与外界没有电荷交换的系统内，正负电荷的代数和在任何物理过程中始终保持不变。

电荷守恒定律，在宏观过程和微观过程中都适用，它是物理学中的基本定律之一。

电子是自然界具有最小电荷 e 的粒子，所有带电体或其它微观粒子的电荷都是电子电荷绝对值的整数倍^①。即物体所带电荷是不连续的。这称为电荷的量子化。因此，可将电子的电荷 e 作为电荷的单位，称为基本电荷。SI 中电荷的单位是库仑，符号是 C。经实验测定 $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ 。在宏观过程中，我们遇到的电荷要比电子的电荷大得多。例如，额定电压为 220 V、功率为 25 W 的灯泡正常工作时，每秒钟就有大约 7×10^{17} 个电子通过灯丝的横截面。对于这样大量的电荷，电荷的量子化是显示不出来的，这时，一般可以认为电荷是连续变化的。

库仑定律 1785 年，法国物理学家库仑 (C. A. Coulomb, 1736-1806) 利用扭秤对真空中静止的点电荷间的相互作用进行了

^① 近代物理从理论上预言：自然界存在电荷为分数(如 $\pm \frac{1}{3}e$ 或 $\pm \frac{2}{3}e$) 的粒子(称为夸克或层子)。中子和质子等是由夸克组成的。

定量研究,总结出真空中点电荷间相互作用的规律,即库仑定律:

在真空中,两个电荷为 q_1 和 q_2 的点电荷之间的相互作用力的大小,与 q_1 和 q_2 的乘积成正比,与它们之间的距离 r 的平方成反比;作用力的方向沿着这两个点电荷的连线,同号电荷相斥,异号电荷相吸。

点电荷是一个理想模型,是静电研究中的重要概念。所谓点电荷,是指这样的带电体,它的线度比它与其他带电体的距离小得多。

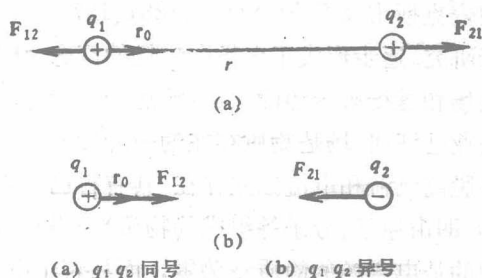


图 6-1 库仑定律

如图 6-1 所示,用 F_{12} 表示 q_2 对 q_1 的作用力, F_{21} 表示 q_1 对 q_2 的作用力, r_0 表示由 q_1 指向 q_2 的单位矢量,则库仑定律可用矢量式表示如下:

$$\boxed{F_{21} = -F_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} r_0} \quad (6-1)$$

在 SI 中,式中比例系数, $k \approx 9.00 \times 10^9 \text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$. 通常引入 ϵ_0 , 令 k

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

于是真空中的库仑定律可写为

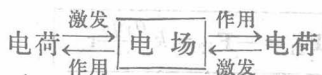
$$F_{21} = -F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} r_0$$

ϵ_0 称为真空介电常数或称真空电容率。 $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} \approx 8.85 \times 10^{-12}$

$C^2 \cdot N^{-1} \cdot m^{-2}$ 。我们将在后面看到，把式(6-1)中比例系数 k 写成 $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ，可以简化由式(6-1)所导出的一些常用的公式。在以后的讨论中，凡未指明介质时，均为真空中情况。

电场 在法拉第(M. Faraday, 1791-1867)之前，人们认为两个相隔一定距离的带电体、磁体或电流之间的相互作用是所谓超距作用，即这些作用的传递既不需要媒介，也不需要时间。从法拉第开始到麦克斯韦(J.C. Maxwell, 1831-1879)，许多科学家经过深入的分析研究，逐步形成了电场和磁场的概念，认识到电磁相互作用是以电场和磁场来传递的，这种传递的速度与光速相同。现代科学和实践业已证明，场是物质存在的一种形式。在一定条件下，电磁场可以脱离电荷和电流独立存在，具有自己的运动规律。电磁场和实物(即由原子、分子等组成的物质)一样具有能量、动量等属性。不同的是电磁场的静质量为零，而且若干电磁场可以同时占据同一空间，也就是说，场是可叠加的。

根据场的观点，任何电荷都将在自己周围的空间激发电场。电场对处于其中的任何其它带电体都有力的作用，这种力称为**电场力**。也就是说，电荷之间的相互作用力是通过电场实现的。即



本章讨论一种简单的情况，即相对于观察者为静止的电荷在其周围空间激发的电场，这种电场称为静电场，简称为**电场**。

电场强度 为了从力的方面描述电场的特性，人们引入了电场强度的概念。

电场中各点处场的特性，可利用试验电荷进行研究。为确定起见，通常规定试验电荷带正电。试验电荷还应满足两个条件：

(1) 它所带电荷 q_0 足够小, 把它引入被测电场中, 在实验精度范围内, 不会影响原有电场的分布; (2) 它的线度很小, 可以视为点电荷。这样, 我们说点电荷位于电场中某点才有意义。

研究的结果表明, 把试验电荷放在电场中任一给定点(称为场点)处, 改变试验电荷所带电荷 q_0 的量值, 各试验电荷所受电场力 F 的大小将与电荷量成正比地改变, 力的方向不变。即对给定的场点, 比值 F/q_0 具有确定的大小和方向。但是, 在不同的场点, 比值 F/q_0 的大小和方向一般不同。这说明比值 F/q_0 只与试验电荷所在场点的位置有关, 而与试验电荷的量值无关, 即只是场点位置的函数。这一函数, 从力的方面反映了电场本身所具有的客观性质。因此, 我们将比值 F/q_0 定义为电场强度, 简称场强, 用 E 表示。于是得场强的定义式为

$$\boxed{E \stackrel{\text{def}}{=} \frac{F}{q_0}} \quad (6-2)$$

场强是矢量。由式(6-2)可知, 在电场中某点处, 场强的大小等于单位正电荷在该点所受电场力的大小; 场强的方向与该单位正电荷在该点所受电场力的方向相同。在 SI 中, 场强的单位是牛/库($N \cdot C^{-1}$.)

根据场强的定义, 单位正电荷在场中某点受力为 E , 那么一个具有电荷 q 的点电荷在该场点所受电场力为

$$\boxed{F = qE} \quad (6-2a)$$

显然, 正电荷所受电场力方向与场强方向相同, 负电荷所受电场力方向与场强方向相反。

点电荷的场强 如图 6-2 所示, 将试验电荷 q_0 引入由点电荷 Q 所激发的电场中的某点 P 。用 r 表示 Q 与 P 间的距离, r_0 表示由 Q 指向 P 的单位矢量。根据库仑定律, q_0 在 P 点受到的电场力为

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq_0}{r^2} r_0$$

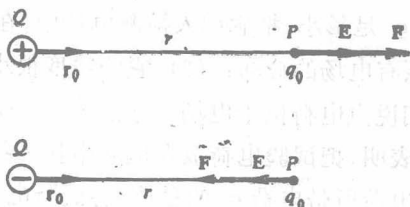


图 6-2 点电荷的场强

将上式代入场强定义式(6-2)得 P 点处的场强为

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-3)$$

由于 P 点是任意的,所以式(6-3)所表示的是点电荷电场中任一点的电场强度。它反映了点电荷电场的场强分布规律:点电荷电场中某点的场强 E 的大小与场源电荷所带电荷 Q 成正比,与该点到场源电荷的距离 r 的平方成反比;场强 E 的方向沿该点与场源电荷所在点的连线, Q 为正时,与 r_0 方向相同, E 背离 Q , Q 为负时,与 r_0 方向相反, E 指向 Q 。显然,在点电荷的电场中,位于以场源电荷 Q 所在点为球心的同一球面上的各点,场强的大小是相同的,但各点场强的方向不同,分别沿各点所在的球径。可见,点电荷的场是球对称的非均匀电场。

场强叠加原理 在 n 个点电荷 q_1, q_2, \dots, q_n 共同激发的电场中,根据力的叠加原理,试验电荷 q_0 在某场点 P 所受电场力为

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n = \sum_{i=1}^n \mathbf{F}_i$$

式中 $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, \dots, \mathbf{F}_n$ 为 q_1, q_2, \dots, q_n 单独存在时 q_0 所受的力。

将上式除以 q_0 得

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots + \mathbf{E}_n = \sum_{i=1}^n \mathbf{E}_i \quad (6-4)$$

式中 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \dots, \mathbf{E}_n$ 分别代表 q_1, q_2, \dots, q_n 单独存在时 P 点的场

强,而 E 代表它们同时存在时 P 点的合场强。由此得到场强叠加原理:

点电荷系所激发的电场中某点的场强等于各点电荷单独存在时各自激发的电场在该点的场强的矢量和。即

$$E = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^2} r_{i0} \quad (6-4 a)$$

式(6-4 a)是对点电荷系中每一电荷应用式(6-3),并代入到式(6-4)中得到的。式中 r_i 表示第 i 个场源电荷 q_i 到所研究的场点 P 的距离, r_{i0} 表示由 q_i 所在点指向 P 点的单位矢量。

应当注意,场强叠加是矢量叠加,要用矢量加法计算。

• 任意带电体电场的场强 任意带电体的电荷分布从宏观看是连续的。根据不同情况,有时把电荷看成在一定体积内连续分布(体分布),有时把电荷看成在一定面积上连续分布(面分布),有时把电荷看成在一定曲线上连续分布(线分布)。相应地可引入电荷的体密度 ρ 、面密度 σ 和线密度 λ 。

$$\begin{aligned} \rho &= \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \\ \sigma &= \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \\ \lambda &= \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \end{aligned} \quad (6-5)$$

式(6-5)中 ΔV 、 ΔS 和 Δl 分别为将带电体分割得到的体积元、面元和线元;各 Δq 分别为 ΔV 、 ΔS 或 Δl 中的电荷。当 ΔV 、 ΔS 或 Δl 取为无限小时,相应地电荷元 dq 可视为点电荷,整个带电体可视为由无穷多个点电荷 dq 组成的点电荷系。这样就可以利用场强叠加原理来计算任意带电体电场的场强了,不过应将式(6-4)或

式(6-4 a)中的求和换成积分。计算步骤如下:

1. 分割连续带电体,取电荷元 $dq = \rho dV$ (体分布), 或 $dq = \sigma dS$ (面分布), 或 $dq = \lambda dl$ (线分布)。

2. 写出电荷元 dq 在所研究的场点 P 激发的场强 dE , 当 dq 可视为点电荷时, $dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} r_0$ 。式中 r 为 dq 到点 P 的距离, r_0 为由 dq 指向点 P 的单位矢量。

3. 根据场强叠加原理, P 点的场强为

$$\mathbf{E} = \int d\mathbf{E} \quad (6-6)$$

当 dq 可视为点电荷时

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} r_0 \quad (6-6a)$$

注意,式(6-6)和式(6-6a)都为矢量积分。只有当带电体的所有电荷元 dq 在场点 P 激发的场强 dE 的方向相同时, 才有 $E = \int dE$

和 $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2}$ 。如果各电荷元 dq 在点 P 激发的 dE 方向不

同, 则 $E \neq \int dE$ 或 $E \neq \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2}$! 这时应根据所研究的问题适当选择坐标轴的方向, 建立坐标系。将 dE 沿坐标轴投影为 dE_x 、 dE_y 和 dE_z , 先计算出 E 在坐标轴上的投影 E_x 、 E_y 和 E_z :

$$E_x = \int dE_x, \quad E_y = \int dE_y, \quad E_z = \int dE_z \quad (6-6b)$$

再由矢量合成求得 E 。即

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} + E_z \mathbf{k} \quad (6-6c)$$

E 的大小是

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} \quad (6-6d)$$

式(6-6)、(6-6 a)和(6-6 b)中的积分区域由激发场的电荷分布范围确定。

在多个带电体共同激发的电场中,可先求各个带电体在场点的场强,然后按场强叠加原理式(6-4)求合场强。

例 6-1 有两个大小相等的正负电荷 $+q$ 和 $-q$,当两者之间的距离比所考察的场点到它们的距离小得多时,此电荷系统就称为电偶极子。如图6-3所示, $+q$ 和 $-q$ 两电荷连线 l 的中垂面上一点 P ,与 l 的中点 O 的距离为 y , $l \ll y$,求电偶极子在场点 P 的场强。

解 建立如图6-3所示的坐标系 OXY ,用 E_+ 和 E_- 分别表示 $+q$ 和 $-q$ 在 P 点产生的场强,根据场强叠加原理式(6-4), P 点的合场强

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-$$

由图6-3可判知, E_+ 和 E_- 在 X 轴上的分量大小相等,方向一致,都沿 X 轴负向,在 Y 轴上的分量大小相等,方向相反。故

$$E_x = E_{+x} + E_{-x} = 2E_{+x} = -2E_+ \cos\theta$$

$$E_y = E_{+y} + E_{-y} = 0$$

由图可见, $E_+ = \frac{q}{4\pi\epsilon_0(y^2 + l^2/4)}$, $\cos\theta = \frac{l}{2(y^2 + l^2/4)^{1/2}}$, 故 E

的大小为

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = |E_x| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ql}{(y^2 + l^2/4)^{3/2}}$$



图 6-3 电偶极子的场强

E 的方向沿 X 轴的负向。

由于 $l \ll y$, 故有

$$E \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ql}{y^3}$$

连接 $+q$ 和 $-q$ 两个电荷的直线, 称为电偶极子的轴线。规定从 $-q$ 到 $+q$ 的矢径 l 的方向为轴线的正方向。定义电荷 q 与矢径 l 的乘积为电偶极矩, 即 $p \stackrel{\text{def}}{=} ql$ 。则电偶极子轴线上垂面上距轴线中点 O 为 y ($y \gg l$) 的点的场强公式可记为

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{y^3}$$

实际问题中, 许多带电系统可以等效为一个电偶极子或其组合。例如, 组成物质的分子或原子都带有等量异号电荷, 当正负电荷的中心不完全重合时, 就可以等效为一个电偶极子。

例 6-2 求均匀带电细棒中垂面上的场强分布, 设棒长为 $2l$, 总电荷为 q ($q > 0$), 棒在纸面上。

解 可以想见, 在包含细棒的所有平面内, 如图 6-4(a) 中的平面 I、II、III 等, 电场的分布情况都是相同的(具有轴对称), 因此, 我们只需研究纸面上的电场分布。如图 6-4(b) 所示, 取细棒中点 O 为原点, 建立坐标系 Oxz 。

细棒均匀带电, 电荷的线密度 $\lambda = \frac{q}{2l}$, λ 为一常量。将细棒分割为许多对相等的无限小线元 dz 和 dz' , 相应的无限小电荷元 $dq = dq' = \lambda dz$ 。它们的分布对称于中垂线 Ox 轴, 它们在中垂线上任一点 P 产生的场强 dE 和 dE' , 也对称于中垂线。因此, 所有 dE 的 z 分量的总和为零, 即 $E_z = 0$ 。合场强 E 的方向应沿 X 轴方向, 且 $E = \sqrt{E_x^2 + E_z^2} = E_x$ 。可见, 只需求 E_x 。

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{a^2 + z^2} = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{dz}{a^2 + z^2}$$

$$dE_x = dE \cos\alpha = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{dz}{a^2 + z^2} \frac{a}{(a^2 + z^2)^{1/2}}$$

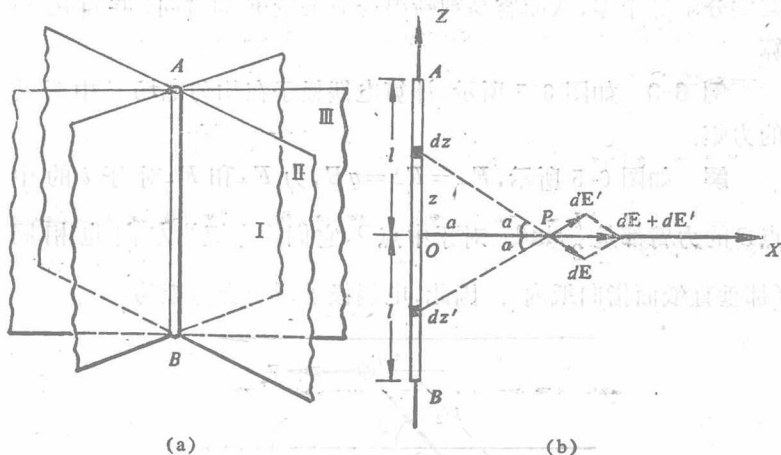


图 6-4 均匀带电细棒中垂面上的场强

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{adz}{(a^2+z^2)^{3/2}} \\
 E = E_x &= \int_B^A dE_x = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-l}^l \frac{adz}{(a^2+z^2)^{3/2}} \\
 &= \frac{\lambda l}{2\pi\epsilon_0 a (a^2+l^2)^{1/2}}
 \end{aligned}$$

当细棒为无限长时,任何垂直于它的平面都可看成是中垂面。所以,无限长带电细棒周围任何点的场强都与棒垂直。并且由于 $l \rightarrow \infty$, 所以有

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a}$$

即无限长带电细棒周围任一点的场强大小 E , 都与该场点到细棒的距离 a 成反比。对于有限长细棒而言,在靠近其中部附近的区域 ($a \ll l$), 这一结果也近似成立。

由上面两个例题可见,利用场强叠加原理计算场强时,注意电荷分布和电场分布的对称性往往能使我们立即看出合成矢量 E 的

某些分量等于零,从而容易判断出合成矢量 \mathbf{E} 的方向,并简化计算

例 6-3 如图 6-5 所示,计算电偶极子在均匀电场 \mathbf{E} 中所受的力矩.

解 如图 6-5 所示, $F_+ = F_- = qE$, 力 F_+ 和 F_- 对于 l 的中点 O 的力臂都是 $\frac{l}{2} \sin\theta$. 对于中点 O , 它们的力矩的方向也相同(都垂直纸面指向纸内). 因此, 电偶极子所受合力矩为

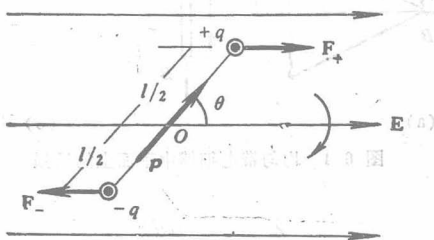


图 6-5 均匀电场中电偶极子所受力矩

$$M = (F_+) \frac{l}{2} \sin\theta + (F_-) \frac{l}{2} \sin\theta = qlE \sin\theta$$

上式可写成矢量式

$$\mathbf{M} = ql \times \mathbf{E} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$$

在这一力矩作用下, 电偶极子将发生转向. 当 \mathbf{p} 与 \mathbf{E} 垂直时, 力矩 M 最大; 当 \mathbf{p} 与 \mathbf{E} 方向相同或相反时, 力矩 $M=0$. \mathbf{p} 与 \mathbf{E} 方向相同时, 电偶极子在电场中达到稳定平衡. 可见, 电偶极子在电场中所受力矩的作用总是使它的电偶极矩 \mathbf{p} 的取向趋于和场强 \mathbf{E} 的方向相一致.

例 6-4 试计算均匀带电圆环轴线上任一给定点 P 处的场强. 设圆环的半径为 R , 圆环所带的电荷为 q , P 点与环心的距离为 x .

解 如图 6-6 所示, 在圆环上任取线元 dl , 圆环上线电荷密