

中 册

廖耀发 吴参 潘超英 等

# 大学物理学

6

华中理工大学出版社

# 大学物理学

中 册

廖耀发 邓远霖 吴 参  
李坤仲 沈霖生 潘超英 等编  
次社，

华中理工大学出版社

本书是根据国家教委颁发的“高等工业学校物理课程教学基本要求”精神编写的。注意了物理学本身的系统性和严谨性。同时还考虑了工科物理的特点，适当地编写了一些联系实际的知识，适当地增加了一些近代物理的内容。精选了例题和习题，对于近年来的工科物理教学研究成果及经验，本书也有一定的反映。

全书分三册：上册包括力学、气体分子运动论与热力学基础；中册包括电磁学；下册包括波动力学基础、波动光学和近代物理基础。

本书可作高等工科院校各专业、理科院校非物理专业的物理课程教材。

大学物理学  
中 册  
廖耀发 邓远森 吴 参 等编  
李坤仲 潘霖生 潘超英  
责任编辑 湛柏琼

华中理工大学出版社出版发行

(武昌喻家山)

新华书店湖北发行所经销

华中理工大学出版社沔阳印刷厂印刷

开本：787×1092 1/32 印张：6 625 字数：148 000

1989年3月第1版 1989年3月第1次印刷

印数：1—13 000

ISBN 7-5609-0297-9/O.43

定价：1.70元

# 目 录

## 第三篇 电磁学

<b>第十一章 真空中的静电场</b> .....	( 1 )
§ 11-1 电场 电场强度.....	( 2 )
§ 11-2 真空中的高斯定理.....	( 14 )
§ 11-3 静电场的环路定理.....	( 26 )
§ 11-4 电势 电势迭加原理.....	( 29 )
§ 11-5 电势与场强的微分关系.....	( 35 )
习题.....	( 38 )
<b>第十二章 静电场中的导体和电介质</b> .....	( 42 )
§ 12-1 静电场中的导体.....	( 42 )
§ 12-2 电容.....	( 48 )
§ 12-3 电介质的极化.....	( 52 )
§ 12-4 电介质中的高斯定理 电位移.....	( 58 )
§ 12-5 电场的能量.....	( 64 )
习题.....	( 68 )
<b>第十三章 稳恒电场</b> .....	( 74 )
§ 13-1 电流密度.....	( 74 )
§ 13-2 稳恒电场 电动势.....	( 76 )
§ 13-3 一段不含源电路的欧姆定律.....	( 81 )
§ 13-4 一段含源电路的欧姆定律.....	( 81 )
习题.....	( 86 )
<b>第十四章 真空中的磁场</b> .....	( 88 )
§ 14-1 磁场 磁感应强度.....	( 88 )
§ 14-2 毕奥 萨伐尔定律.....	( 91 )

§ 14-3	磁通量 磁场的高斯定理	( 98 )
§ 14-4	安培环路定理	( 101 )
§ 14-5	运动电荷的磁场	( 108 )
• § 14-6	电场和磁场的变换式	( 110 )
	习题	( 114 )
<b>第十五章</b>	<b>磁场对电流的作用</b>	( 119 )
§ 15-1	安培定律	( 119 )
§ 15-2	磁场对载流线圈的作用	( 124 )
§ 15-3	洛仑兹力	( 129 )
§ 15-4	带电粒子在电场和磁场中的运动	( 135 )
	习题	( 139 )
<b>第十六章</b>	<b>物质的磁性</b>	( 142 )
§ 16-1	介质的磁化	( 142 )
§ 16-2	磁介质中的安培环路定理	( 148 )
§ 16-3	铁磁质	( 151 )
	习题	( 155 )
<b>第十七章</b>	<b>电磁感应</b>	( 156 )
§ 17-1	电磁感应的基本定律	( 156 )
§ 17-2	动生电动势	( 160 )
§ 17-3	感生电动势	( 163 )
§ 17-4	自感 自感电动势	( 169 )
§ 17-5	互感 互感电动势	( 176 )
§ 17-6	磁场的能量	( 180 )
	习题	( 182 )
<b>第十八章</b>	<b>麦克斯韦方程组</b>	( 187 )
§ 18-1	位移电流	( 187 )
§ 18-2	麦克斯韦方程组的积分形式	( 193 )
	习题	( 195 )
	<b>习题答案</b>	( 196 )

## 第三篇 电 磁 学

电磁学是研究电磁运动规律的学问。说得更具体一些，它是研究电和磁的基本性质、规律以及它们之间相互联系的学问。

历史上，对电和磁的研究是独立进行的。直到1819年，奥斯特发现了电流的磁效应后，人们才开始比较集中地注意研究它们之间的联系。这些人中，贡献较大的有法拉第和麦克斯韦等人。1865年，麦克斯韦在前人研究的基础上，加进了自己的假设，总结出了一套完美的方程组——麦克斯韦方程组，进而建立了一套完整的电磁理论体系，既推动了电磁学理论的发展，又拓宽了电磁学理论的应用范围。

电磁学的应用非常广泛。从工农业生产、科学实验到人们的日常生活，几乎处处都离不开电磁学。此外，电磁学理论还是某些后续课程如电工学、无线电电子学以及自动控制等的理论基础。因此，学好电磁学不仅对后续课程的学习有好处，而且对今后更好地认识物质世界，更好地改造自然，服务人类也都是非常有益的。

### 第十一章 真空中的静电场

相对于观察者静止的电荷所产生的电场称为静电场，它是研究电磁学的基础。本章主要研究静电场的基本性质和规律，其主要内容有电场强度和电势的概念，以及库仑定律、场强迭加原理、高斯定理和环路定理等。

## 第三篇 电 磁 学

电磁学是研究电磁运动规律的学问。说得更具体一些，它是研究电和磁的基本性质、规律以及它们之间相互联系的学问。

历史上，对电和磁的研究是独立进行的。直到1819年，奥斯特发现了电流的磁效应后，人们才开始比较集中地注意研究它们之间的联系。这些人中，贡献较大的有法拉第和麦克斯韦等人。1865年，麦克斯韦在前人研究的基础上，加进了自己的假设，总结出了一套完美的方程组——麦克斯韦方程组，进而建立了一套完整的电磁理论体系，既推动了电磁学理论的发展，又拓宽了电磁学理论的应用范围。

电磁学的应用非常广泛。从工农业生产、科学实验到人们的日常生活，几乎处处都离不开电磁学。此外，电磁学理论还是某些后续课程如电工学、无线电电子学以及自动控制等的理论基础。因此，学好电磁学不仅对后续课程的学习有好处，而且对今后更好地认识物质世界，更好地改造自然，服务人类也都是非常有益的。

### 第十一章 真空中的静电场

相对于观察者静止的电荷所产生的电场称为静电场，它是研究电磁学的基础。本章主要研究静电场的基本性质和规律，其主要内容有电场强度和电势的概念，以及库仑定律、场强叠加原理、高斯定理和环路定理等。

不计，这样的带电体就叫点电荷。和力学中的质点概念一样，点电荷概念也只有相对的意义。

库仑定律是由实验得出的有关点电荷之间相互作用的基本规律，它是静电学理论的基础。库仑定律可陈述如下：真空中两个点电荷之间存在相互作用力，其大小与两点电荷电量的乘积成正比，与两点电荷之间距离的平方成反比，作用力的方向在两点电荷的连线上，同号电荷之间为斥力，异号电荷之间为引力。

设两点电荷的电量分别为 $q_1$ 及 $q_2$ ，它们之间的距离为 $r$ ，若以 $\mathbf{r}_{12}$ 表示从第一个点电荷到第二个点电荷的矢径，则第一个点电荷对第二个点电荷的作用力为

$$\mathbf{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r}_{12}$$

若以 $\mathbf{r}_{21}$ 表示从第二个点电荷到第一个点电荷的矢径，则第二个点电荷对第一个点电荷作用力为

$$\mathbf{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r}_{21}$$

式中， $k$ 为比例系数，其值和单位取决于式中各量所采用的单位。显然，当 $q_1$ 、 $q_2$ 同号时， $\mathbf{F}_{12}$ 与 $\mathbf{r}_{12}$ ， $\mathbf{F}_{21}$ 与 $\mathbf{r}_{21}$ 方向相同，这表明两点电荷之间的作用力是斥力，如图11-1(a)所示；当 $q_1$ 与 $q_2$ 异号时， $\mathbf{F}_{12}$ 与 $\mathbf{r}_{12}$ ， $\mathbf{F}_{21}$ 与 $\mathbf{r}_{21}$ 的方向相反，这表明两点电荷之间的作用力是引力，如图11-1(b)所示。 $\mathbf{F}_{12}$ 与 $\mathbf{F}_{21}$ 的大小相等，方向相反。

在SI中，电量的单位为库仑(C)，距离的单位为米(m)，力的单位为牛顿(N)。这时，由实验测得 $k$ 值为

$$k = 8.9880 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$$

$$\approx 9.00 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$$



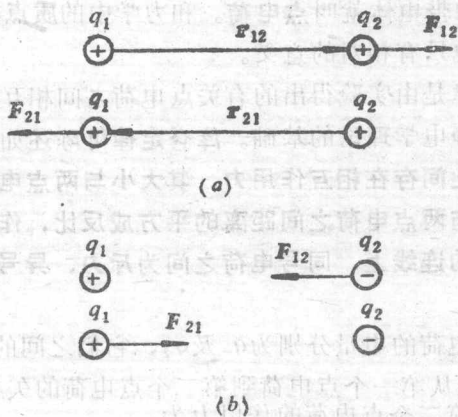


图 11-1

为了使由库仑定律导出的其它一些公式具有比较简单的形式，通常将库仑定律中的比例系数  $k$  写成比较复杂的形式，即令  $k$

$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ，于是真空中的库仑定律可表为

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{r} \quad (11.1)$$

式中， $r$  为从施力电荷引向受力电荷的矢径； $\epsilon_0$  为真空介电系数，亦称电容率，其值为

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \frac{1}{4\pi k} = \frac{1}{4\pi \times 8.9880 \times 10^9} \text{C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \\ &\approx 8.85 \times 10^{-12} \text{C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \end{aligned}$$

这表明， $\epsilon_0$  不是纯数，而是一个有量纲的常数。

应该指出上述库仑定律的公式只适用于点电荷的情况。对于一般的带电体，则可看作是由无限多个点电荷所组成。于是，便可利用库仑定律的公式求出每一对点电荷之间的作用力，然后进行矢量迭加，即可得出两带电体之间的相互作用

力。

**静电场** 电荷之间的相互作用如何进行，历史上曾经有过两种观点。一种观点认为，这类相互作用不需要媒质，也不需要时间，而是直接从一个带电体作用到另一个带电体上。也就是说，电荷之间的作用是一种“超距作用”。另一种观点则认为，电荷之间的作用是一种“近距作用”，电场力是通过一种充满宇宙空间的弹性媒质——以太来传递的。

大量的科学实验证明，“超距作用”的观点是错误的，“以太”也是不存在的。实际上，两电荷之间的相互作用是通过一种特殊的物质——电场来进行传递的。任何电荷都能在自己的周围空间产生电场，并通过电场来对其它的带电体施以力（电场力）的作用，其过程可用如下的方框图来表示：

电荷  $\rightleftarrows$  | 电场 |  $\rightleftarrows$  电荷

现代科学实验表明，场的观点是正确的。和其它物质一样，场也是客观存在的，它不仅有质量，而且还有动量和能量。

**电场强度** 任何带电体引入静电场中都要受到静电场力的作用。设有一任意的带电体系，它相对于观察者是静止的，则在其周围便会产生静电场。现将一电量为 $q_0$ 的试验电荷引入此场中。所谓试验电荷，是指带正电的点电荷，其所带电量非常地小，以致将它引入电场后，在实验精度范围内，不会对原有电场产生显著的影响。一般地说，将试验电荷置于电场中的不同位置时，其所受电场力的大小和方向是不相同的。但在给定点处，它所受的力的大小和方向却是完全确定的。当 $q_0$ 增加时，试验电荷所受的电场力 $F$ 的大小与 $q_0$ 成正比例增加，这说明 $q_0$ 不同，则 $F$ 的大小也不相同，但对于给定点，比值 $F/q_0$ 却是一个不变的矢量，其值与试验电荷的大小无关，而与该点在

电场中的位置有关。因此，可将比值  $F/q_0$  作为描述电场分布的物理量，称为**电场强度**，或简称为**场强**。用符号  $E$  表示，即

$$E = \frac{F}{q_0} \quad (11.2)$$

综上所述，电场强度是表征电场中给定点电场性质的物理量，它是矢量。

一般地说，电场中不同地点的场强的大小和方向是不同的。若场中各点的场强大小和方向都相同，这样的电场称为**均匀电场**，或称**匀强电场**，它是电场中的一种特殊情况。

在SI中，电场强度的单位是牛顿·库仑<sup>-1</sup> ( $N \cdot C^{-1}$ )，有时也用伏特·米<sup>-1</sup> ( $V \cdot m^{-1}$ )作单位。

**点电荷电场的场强分布** 设真空中有一静电场是由电量为  $q$  的点电荷产生的，现将一电量为  $q_0$  的试验电荷引入此电场中的  $P$  点，根据库仑定律可知，此试验电荷在电场中所受到的电场力为

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

式中， $\mathbf{r}$  为点电荷到试验电荷的矢径。由电场强度的定义可知， $P$  点处的电场强度为

$$E = \frac{F}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \mathbf{r}$$

或

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \mathbf{r}_0 \quad (11.3)$$

式中， $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}/r$  为沿  $\mathbf{r}$  方向的单位矢量。式(11.3)表明：当点电荷为正电荷时，场强  $E$  与  $\mathbf{r}_0$  同向；当点电荷为负电荷时，场强  $E$  与  $\mathbf{r}_0$  反向，如图11-2所示。显然，在以点电荷为球心，以  $r$  为半径的球面上，各点的场强大小相等，但方向各不相同。

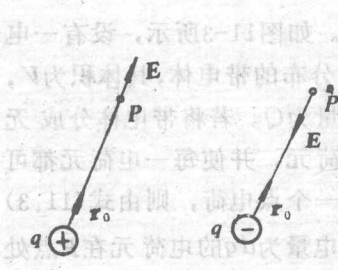


图11-2

**场强迭加原理** 如果电场是由  $N$  个静止的带电体所共同产生, 则电量为  $q_0$  的试验电荷在该电场中的任意一点  $P$  处所受到的电场力, 应为各带电体分别作用到该试验电荷上的电场力的矢量和, 即

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_N$$

因此,  $P$  点的电场强度应为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{\mathbf{F}_1}{q_0} + \frac{\mathbf{F}_2}{q_0} + \dots + \frac{\mathbf{F}_N}{q_0} \\ &= \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots + \mathbf{E}_N \end{aligned} \quad (11.4)$$

式中,  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \dots, \mathbf{E}_N$  分别表示各带电体单独存在时在  $P$  点处的场强。上式说明, 在  $N$  个带电体所产生的电场中, 任一点的电场强度等于各带电体单独存在时该点场强的矢量和。这就是场强的迭加原理。

如果  $N$  个带电体均为点电荷, 所带电量分别为  $q_1, q_2, \dots, q_N$ , 则由式(11.3)和式(11.4)可以得出电场中  $P$  点处的场强为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r_{10}^2} \mathbf{r}_{10} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2}{r_{20}^2} \mathbf{r}_{20} + \dots \\ &\quad + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_N}{r_{N0}^2} \mathbf{r}_{N0} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_i^2} \mathbf{r}_{i0} \end{aligned} \quad (11.5)$$

式中,  $r_i$  为电量为  $q_i$  的点电荷到  $P$  点的距离,  $\mathbf{r}_{i0}$  为相应矢径方向的单位矢量。

根据式(11.5), 我们也可以计算电荷连续分布的带电体系

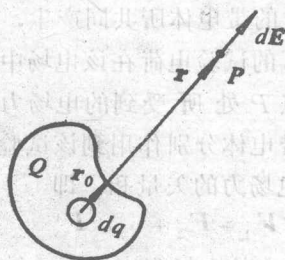


图11-3

的场强。如图11-3所示，设有一电荷连续分布的带电体，其体积为 $V$ ，所带电量为 $Q$ 。若将带电体分成无数个电荷元，并使每一电荷元都可看作为一个点电荷，则由式(11.3)可知，电量为 $dq$ 的电荷元在 $P$ 点处所产生的元场强为

$$d\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \mathbf{r}_0$$

式中， $r$ 为该电荷元到 $P$ 点的距离， $\mathbf{r}_0$ 为此电荷元指向 $P$ 点的单位矢量。当电荷元很小很小时，式(11.5)可用积分形式来代替，这时，带电体在 $P$ 点处所产生的场强为

$$\mathbf{E} = \int d\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \mathbf{r}_0 \quad (11.6)$$

式中，“ $\int$ ”表示对整个电荷积分。如果电荷为体分布电荷，则积分为体积分；如果电荷为面分布或线分布电荷，则积分便为面积分或线积分。

在实际计算中，通常多用投影式，即先将 $d\mathbf{E}$ 投影在 $X$ 、 $Y$ 、 $Z$ 三个坐标轴上，分别进行积分以求出 $E_x$ 、 $E_y$ 、 $E_z$ ，然后再合成，即

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

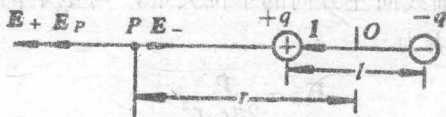
这样便可求出该点的场强 $\mathbf{E}$ 。

**电偶极子** 电偶极子是由一对等量异号的点电荷所组成的带电体系。它们之间的距离 $l$ 比所讨论的点到它们的距离 $r$ 要小得多。设这一对点电荷所带的电量分别为 $+q$ 和 $-q$ ，其连线称为电偶极子的轴线，从负电荷到正电荷的矢径取为 $l$ ，乘积 $ql$

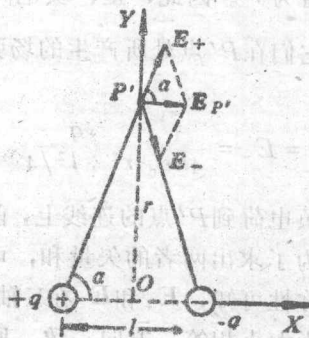
称为电偶极矩，简称为电矩，用符号  $p$  表示，即

$$P = ql$$

下面讨论真空中的电偶极子在其轴线的延长线上和轴线的中垂线上某一点处的场强。如图11-4(a)所示， $P$ 为电偶极子轴线延长线上的一点，它到轴线中点的距离为 $r$ 。显然，正、负电荷在 $P$ 点处的场强 $E_+$ 与 $E_-$ 的方向相反，且都在轴线上，其大小分别为



(a)



(b)

图 11-4

$$E_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(r - l/2)^2}$$

$$|E_-| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(r + l/2)^2}$$

因此,  $P$  点处总场强的大小为

$$E_P = E_+ - E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{q}{(r-l/2)^2} - \frac{q}{(r+l/2)^2} \right]$$

$$= \frac{2qrl}{4\pi\epsilon_0 r^4 (1-l/2r)(1+l/2r)^2}$$

其方向沿轴线向左。因为  $r \gg l$ , 故上式又可简化成

$$E_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2ql}{r^3} \mathbf{r}_0$$

式中,  $\mathbf{r}_0$  为沿轴线向左方向的单位矢量, 与电矩  $\mathbf{p}$  的方向相同, 故  $E_P$  又可表为

$$E_P = \frac{\mathbf{p}}{2\pi\epsilon_0 r^3}$$

如图11-4(b)所示, 设  $P'$  为偶极子轴线上垂线上的一点, 它到轴线中点  $O$  的距离为  $r$ 。因此, 正、负电荷到它的距离均为  $\sqrt{r^2 + l^2/4}$ 。所以它们在  $P'$  点处所产生的场强  $E_+$  和  $E_-$  大小相等, 其值为

$$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + l^2/4}$$

其方向分别在正、负电荷到  $P'$  点的连线上, 前者背向正电荷, 后者指向负电荷。为了求出两者的矢量和, 可建立如图所示的直角坐标系。由对称性可知,  $E_+$  和  $E_-$  在  $Y$  轴上的投影之和为零, 在  $X$  轴上的投影大小相等, 方向一致。所以,  $P'$  点处总场强的大小为

$$E_{P'} = E_{+x} + E_{-x} = 2E_+ \cos\alpha$$

式中,  $\alpha$  为  $E_+$  与  $X$  轴的夹角。因为

$$\cos\alpha = \frac{l}{2\sqrt{r^2 + l^2/4}}$$

所以

$$E_{p'} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ql}{(r^2 + l^2/4)^{3/2}}$$

$E_{p'}$  的方向沿  $X$  轴方向，它与电矩  $P$  的方向相反。因为  $r \gg l$ ，故上式可简化为

$$E_{p'} = \frac{-ql}{4\pi\epsilon_0 r^3} = -\frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

电偶极子是一个重要的物理模型，在研究电介质的极化、电磁波的发射和吸收等问题中，都要用到这个模型。

**例11-1** 如图11-5所示，在真空中有一均匀带电细棒  $AB$ ，其长为  $L$ ，带电量为  $Q$ ，求距细棒垂直距离为  $a$  的  $P$  点处的场强。

(设  $AP$ 、 $BP$  与  $AB$  方向夹角分别为  $\theta_1$  和  $\theta_2$ )

**解** 将此棒分成无限多个小段元（电荷元），根据迭加原理可知，所有电荷元在  $P$  点的场强  $dE$  的迭加即为所要求的解。

取如图11-5所示的坐标系，并以垂足  $D$  为原点，设  $\lambda$  为细棒上单位长度所带的电量，称为电荷的线密度，其大小为  $\lambda = Q/L$ ，

于是小段元  $dy$ （电荷元）所带的电量为  $dq = \lambda dy = \frac{Q}{L} dy$ ，它到

$P$  点的矢径为  $r$ ，则电荷元在  $P$  点产生的场强大小为

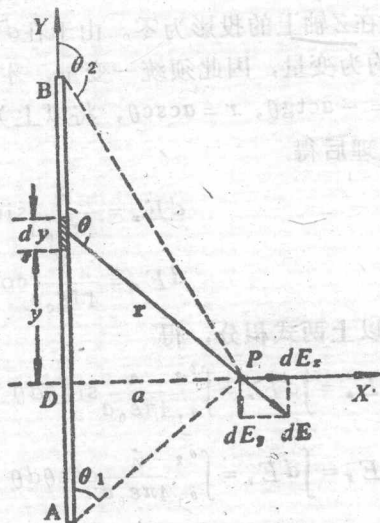


图 11-5



$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dy}{r^2}$$

设  $dE$  的方向与  $Y$  轴的夹角为  $\theta$ ，从图中可以看出， $\theta$  亦为  $Y$  轴与  $r$  的夹角，则  $dE$  在  $X$  及  $Y$  轴的投影分别为

$$dE_x = dE \sin\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dy}{r^2} \sin\theta$$

$$dE_y = dE \cos\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dy}{r^2} \cos\theta$$

而在  $Z$  轴上的投影为零。由于在  $dE_x$  及  $dE_y$  表示式中， $y$ 、 $r$  及  $\theta$  均为变量，因此须统一变量，才便于积分。由图可知， $y = -a \operatorname{ctg}\theta$ ， $r = a \operatorname{csc}\theta$ ，将以上关系式代入  $dE_x$  及  $dE_y$  式中，整理后得

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

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

对以上两式积分，得

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

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

求出了  $E$  在  $X$ 、 $Y$  轴上的投影值后，则  $E$  的大小和方向亦可完全确定。

如果这一均匀带电细棒的长度  $L$  比  $P$  点到细棒距离  $a$  大得多，则可将带电细棒视为“无限长”，即  $\theta_1 = 0$ ， $\theta_2 = \pi$ ，这时场强的方向沿  $X$  轴正向且与细棒垂直，其大小为  $E = E_x = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a}$ 。

**例 11-2** 假设真空中有一“无限大”均匀带电平面，其电荷面密度为  $\sigma$ （设  $\sigma > 0$ ），求与平面相距为  $a$  的一点  $P$  处的场