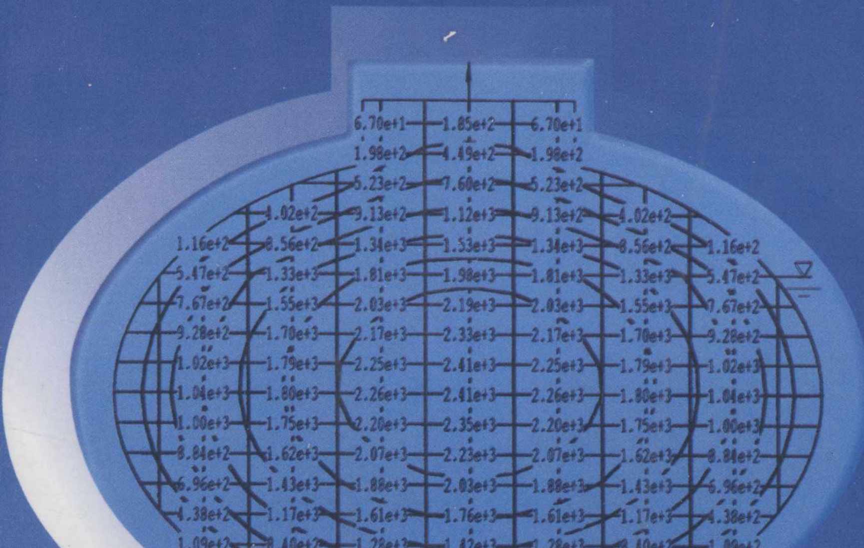
石油化工

静电及其测试技术

吴　明　陈世一　编著



NEUPRESS
东北大学出版社

石油化工静电及其测试技术

吴 明 陈世 编著

东北大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

石油化工静电及其测试技术/吴明,陈世一编著.—沈阳:东北大学出版社,2000.3

ISBN 7-81054-508-6

Ⅰ.石… Ⅱ.①吴…②陈… Ⅲ.石油化工-生产过程-静电-测试 Ⅳ.TE687

中国版本图书馆CIP数据核字(2000)第15408号

©东北大学出版社出版

(沈阳市和平区文化路3号巷11号 邮政编码110006)

沈阳农业大学印刷厂印刷 东北大学出版社发行

开本:850×1168 1/32 字数:283千字 印张:10.875

印数:1~1000册

2000年3月第1版 2000年3月第1次印刷

责任编辑:冯淑琴 责任校对:张淑萍 闻国琴

封面设计:唐敏智 责任出版:秦 力

定价:20.00元

前　言

本书是作者在多年从事石油化工静电教学的讲稿并结合近年来的研究成果的基础上撰写而成的。在编写过程中，对以下两方面有所侧重：在教材内容的选择上，除了对静电基本理论和基本方法作了详细阐述外，还增加了工程实际应用的内容，尤其是在石油化工过程的应用；在教材内容的叙述上，力求由浅入深、循序渐进，做到物理概念清楚、文字叙述确切。

全书共分 5 章，第 1，2，3，5 章由吴明编写，第 4 章由陈世一编写。

本书在编写过程中，得到苏永宏教授的热情关怀和帮助并提供了珍贵的资料，同时还得到东北大学出版社编辑的热情指导，在此一并表示感谢。

本书在编写过程中参阅了大量文献资料，从中得到不少启发和帮助，在此谨向有关作者表示感谢。

由于编者水平所限，书中的疏漏和不当之处在所难免，诚恳希望同行和读者批评指正。

编著者

2000 年 1 月

目　录

1　静电基础知识

静电场是处于静止平衡下的电磁现象。本章内容，就是通过静电场的研究，从力和功两方面引入描述电场的两个物理量：电场强度与电位。介绍反映静电场的基本性质的规律：叠加原理，高斯定理，场强环流定理。并在此基础上，讨论静电场与导体、电介质（绝缘体）的相互作用和相互影响以及有关的计算。

1.1 电场强度

1.1.1 电场的物质性

当将两种不同物质的物体相互摩擦后，两物体将分别带有数量相等而符号相反的电荷，即彼此性质不同的正电荷与负电荷。而且，带有相同性质电荷的物体相互排斥，带有不同性质电荷的物体相互吸引。这些事实表明，无论是同性电荷之间，还是异性电荷之间均有力在相互作用着。

由于近代物理学的发展，人们在近数十年内已正确地认识到：在带电体周围的空间，存在着一种特殊运动形态的物质——电场。当电荷(或带电体)进入电场时，电荷(或带电体上的电荷)将受到电场给予的力。这种力，人们通常称之为电场力。电场能对电荷施力作功，说明电场具有能量，这是电场物质性的重要表现。两点电荷间(或两带电体间)的力，正是通过电场而进行传递的。因此十分清楚：电荷(或带电体)周围存在着一种特殊运动形态的物质——电场。电荷受到的作用力正是其他电荷激发的电场所施加的。

1.1.2 电场强度

前面已经谈到，静电场是一种特殊运动形态的物质，它的基本特征表现在能对静止电荷施力。要研究电场，只有有关电场性质的概念显然是不够的，还要有一个能定量描述电场基本特征的物理量，并对它进行研究，探求它所遵循的规律，进而加以掌握和应用。为此，将微小正点电荷在电场中任一点所受电场力与此微小正点电荷电量之比的极限定义为该点的电场强度。或者说，场中任一点的电场强度在数值上相当于单位正点电荷在该点所受之力，其方向则为正点电荷的受力方向。在不致引起误解的场合下，有时将电场强度简称为场强，通常以 $\boldsymbol{E}$ 表示。其数学表达式为

$$\boldsymbol{E}=\lim_{\Delta q\to 0}\frac{\Delta \boldsymbol{F}}{\Delta q} \tag{1-1-1}$$

式中 Δq——正的试验点电荷的电量，C；

$\Delta \boldsymbol{F}$——正的试验点电荷所受的电场力，N。

上述电场强度定义式的含义是相当完备的。它指明了只有当正的试验点电荷所具有的电量微小且 $\Delta q\to 0$ 时，表达式有效。通常物理上的解释是，只有当 Δq 充分小，而不致使被研究电场发生畸变时，亦即被研究场源电荷分布不发生改变时，所测得的场中每点的场强 $\boldsymbol{E}$ 才是有效的。显然，这容易为人们所理解。因为测试点电荷所带电量过大，它本身所激发的电场同样将施力于被研究电场的场源电荷，此时若场源电荷分布于导体表面，则场源电荷将受力而移动，致使其分布改变，因而电场亦随之而畸变。当然，在某些特殊情况下，判断场源电荷分布将不受正的试验点电荷电场的影响，即使正点电荷所带电量较大，定义仍然有

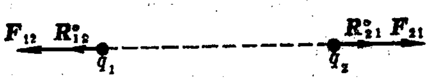


图 1-1-1　两点电荷的作用力

效。

1.1.3 点电荷的电场强度

前面写出了电场强度的普遍定义式，它能反映所研究对象的特征，然而从研究问题的方法来说，应该从这一普遍定义式出发，专研究某些具体的电场，看看从它们具体的场强表达式中，能给人们什么样的启示，然后再回到问题的普遍性上来，研究它们所具有的规律。将首先选择点电荷电场进行研究。为了研究点电荷电场，必须重温一下库仑定律。库仑定律指出：真空中，两点电荷相互作用力的大小，与其各自所带电量的乘积成正比，而与它们之间的距离平方成反比。作用力的方向在两电荷的连线上，同性电荷相斥，异性电荷相吸（图1-1-1）。

库仑定律的矢量表达式为

$$\boldsymbol{F}_{21}=-\boldsymbol{F}_{12}=\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\boldsymbol{R}_{21}^0 \tag{1-1-2}$$

式中 $\boldsymbol{F}_{21}$——点电荷 q_1 对点电荷 q_2 的作用力， N；

$\boldsymbol{F}_{12}$——点电荷 q_2 对点电荷 q_1 的作用力，N；

q_1,q_2——点电荷 1，2 所带的电荷量（代数量），C；

R——两点电荷间距离，m；

$\boldsymbol{R}_{21}^0$——由点电荷 1 指向点电荷 2 的单位矢量，它的作用仅表示方向，如图 1-1-1 所示，$\boldsymbol{R}_{12}^0$ 是与 $\boldsymbol{R}_{21}^0$ 方向相反的单位矢量；

ε_0——媒质（在静电场中，媒质即指电介质）为真空时的媒质电容率（或称真空介电常数），F/m。此处可理解为空间媒质对作用力大小的影响程度，由物理学知 $\varepsilon_0=8.85\times10^{-2}$ F/m。

式（1-1-2）中若取电荷 q_2 之值为 1C，即 $q_2=1$C，虽然 1C 是一个数目相当大的电荷量，但是由于 q_2 为点电荷（电量集中在一点上），此时可以判定其分布是不会受到电荷 q_2 电场的影响，因此根据电场强度的定义，此时点电荷 q_1 的电场对于电荷 q_2 的作用力即等于电荷 q_2

所在点的电场强度，因而点电荷q_1在该点的电场强度为

$$E_1=\frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 R^2}R_{21}^0 \tag{1-1-3}$$

若将式(1-1-3)改写为一般形式，则有

$$E=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}R^0 \tag{1-1-4}$$

这就是点电荷场强的普遍表达式。它表征点电荷q周围各点电场的强弱与方向。上式中R为从点电荷q指向场中任意被研究点A的单位矢量。

应该指出的是，与库仑定律一样，这一表达式只适用于点电荷的情况。然而人们没有必要拘泥于数学上关于点的概念。在数学中的“点”没有大小而仅有几何位置。在实际问题中只要判定带电体的几何尺寸远小于带电体至被研究点的距离时，不管带电体的形状如何，均可认为式(1-1-4)成立。亦即物理意义下的“点”是相对而言的。事实上，库仑定律就是这样建立起来的。

对于两点电荷间的作用力，赋以通过电场来传递的物理解释后，将库仑定律表达式(1-1-2)按点电荷的场强公式加以改写，则有

$$F_{21}=\frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0 R^2}R_{21}^0=q_2E_1$$

$$F_{12}=\frac{q_2q_1}{4\pi\varepsilon_0 R^2}R_{12}^0=q_1E_2$$

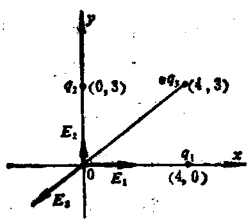


图 1-1-2　电场计算示意图

其中，E_1, E_2分别为点电荷q_1，q_2所激发的电场强度。经过改写后的库仑定律表明，点电荷q_1，q_2间的作用力是电场作用的结果，或者说是通过电场进行传递的。

例 1-1-1 真空中设xy平面上有三个点电荷，其中

$q_1=-16\times10^{-3}$ C， $q_2=-3\times10^{-9}$C, $q_3=50\times10^{-9}$C，分别位于 xoy 平面上的 $P_1(4, 0)$， $P_2(0,3)$ 和 $P_3(4,3)$ 三点，如图 1-1-2 所示。求坐标原点处的电场强度。坐标单位为米(m)。

解 设 x，y 轴的单位向量分别为 $\boldsymbol{e}_x$，$\boldsymbol{e}_y$。在坐标原点处三个点电荷的电场强度分别为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_1&=\frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0R_1^2}(\boldsymbol{e}_x)\\&=9\times10^9\times\frac{16\times10^{-9}}{4^2}\boldsymbol{e}_x=9\boldsymbol{e}_x\ \text{V/m}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_2&=\frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0R_2^2}(-\boldsymbol{e}_y)\\&=9\times10^9\times\frac{3\times10^{-9}}{3^2}\boldsymbol{e}_y=3\boldsymbol{e}_y\ \text{V/m}\end{aligned}$$

$$\boldsymbol{E}_3=\frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0R_3^2}\left(-\frac{4}{5}\boldsymbol{e}_x-\frac{3}{5}\boldsymbol{e}_x\right)=-14.4\boldsymbol{e}_x-10.8\boldsymbol{e}_y\ \text{V/m}$$

由力的叠加原理可知，在坐标原点处，正的试验点电荷 q_0 所受电场力为 $\boldsymbol{F}=q_0\boldsymbol{E}_1+q_0\boldsymbol{E}_2+q_0\boldsymbol{E}_3$，根据电场强度的定义：$\boldsymbol{E}=\dfrac{\boldsymbol{F}}{q_0}$。

最后得坐标原点的电场强度

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}&=\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{E}_2+\boldsymbol{E}_3=(9-14.4)\boldsymbol{e}_x+(3-10.8)\boldsymbol{e}_y\\&=-5.4\boldsymbol{e}_x-7.8\boldsymbol{e}_y\quad\text{V/m}\end{aligned}$$

1.2　电场强度叠加原理

1.2.1 电场的叠加原理

前面导得了最简单的点电荷电场的场强计算公式。其目的，并不仅仅为了去解决点电荷场强的计算问题，而在于能将它引伸，去解决场源电荷作任意分布情况下的场强计算问题，并由此引伸出更有意义的结论来。

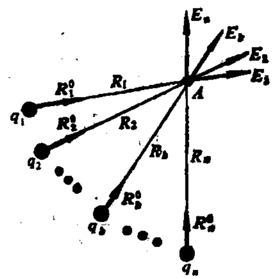


图 1-2-1　场强叠加性示意图

在物理学中已经明确指出过，“力”服从叠加原理。电场强度是单位正点电荷所受到的电场力。显然，在媒质电容率与场强无关的情况下(称这种媒质为线性的)，电场强度亦服从叠加原理。因而在若干个点电荷共同激发的电场中，任一点的电场强度，等于每一个点电荷单独存在时，该点所具有的电场强度的矢量和(矢量叠加)。这一结论称之为场的叠加原理(图1-2-1)，即

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{E}_2+\cdots+\boldsymbol{E}_k+\cdots+\boldsymbol{E}_n=\sum_{k=1}^{n}\boldsymbol{E}_k$$

$$=\sum_{k=1}^{n}\frac{q_k}{4\pi\varepsilon_0 R_K^2}\boldsymbol{R}_k^0 \qquad (1\text{-}2\text{-}1)$$

式中　q_k ——点电荷 k 所具有的电量，C；

R_k ——点电荷 k 所处位置至被研究点的距离，m；

R_k^0 ——从点电荷 k 的位置指向被研究点方向上的单位矢量。

1.2.2 电荷作任意分布时电场强度的计算

静电场中的叠加原理，看上去似乎只是重复地叙述了力的矢量叠加原理，但是如果细心地去考察各种复杂的电场，将发现：从理论上讲，电荷作任意分布的复杂电场都可以运用叠加原理加以解决。例如：真空中，电荷沿空间某一曲线作线分布或电荷沿空间某一曲面作面分布，或电荷沿空间某一体积作体积分布时，可以将此任意分布的电荷进行无限的分割，分割后的每一无限小电荷元则可视为点电荷元。这样，就可认为场是无限多个连续分布的点电荷元所共同激发的，利用场的叠加原理，即可求得场中每点的电场强度。

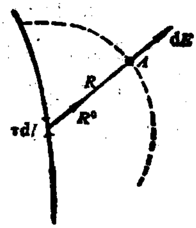


图 1-2-2 线分布电荷的线电荷元在空间点 A 产生的场强

先研究电荷作线状分布的情况。设有一曲线 l，电荷沿此曲线作线状分布。为了分析方便引入电荷线密度 τ 的概念，电荷线密度 τ 的定义为

$$\tau = \lim_{\Delta l \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}l} \tag{1-2-2}$$

式中，$\mathrm{d}q$ 为线元 $\mathrm{d}l$ 上所具有的电量。可以看出，电荷线密度 τ，等于微小线元 $\mathrm{d}l$ 上所具有的电荷量 $\mathrm{d}q$ 与该线元 $\mathrm{d}l$ 之比，其单位为库仑每米(C/m)。当电荷沿线分布均匀时，τ 为常量；当电荷沿线分布不均匀时，它是空间坐标的函数。由式(1-2-2)有 $\mathrm{d}q = \tau \mathrm{d}l$，由于 $\mathrm{d}l$ 为一无限小量，因而此时可视 $\mathrm{d}q$ 为点电荷电量，此时其在空间某点所产生的电场强度表达式为

$$\mathrm{d}\boldsymbol{E}=\frac{\tau\,\mathrm{d}l}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\boldsymbol{R}^0 \tag{1-2-3}$$

故当电荷沿空间曲线l连续分布时（图 1-2-2），如求空间任一点的场强表达式，只需将式（1-2-3）沿曲线l进行积分即得

$$\boldsymbol{E}=\int\frac{\tau\,\mathrm{d}l}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\boldsymbol{R}^0 \tag{1-2-4}$$

式中　R——线元$\mathrm{d}l$至被研究点的距离，m；

　　$\boldsymbol{R}_0$——线元$\mathrm{d}l$指向被研究点方向上的单位矢量。

当电荷沿某空间曲面作面分布时，引入电荷面密度的概念，电荷面密度σ定义为

$$\sigma=\lim_{\Delta S\to 0}\frac{\Delta q}{\Delta S}=\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}S} \tag{1-2-5}$$

式中　$\mathrm{d}q$——面元$\mathrm{d}S$上所具有的电荷量,C。

可以看出，电荷面密度σ，等于微小面元$\mathrm{d}S$上所具有的电荷量$\mathrm{d}q$与该面元$\mathrm{d}S$之比，其单位为库仑每平方米($\mathrm{C/m^2}$)；同样，当电荷沿曲面均匀分布时，σ为常量，当电荷沿曲面分布不均匀时，它为空间坐标的函数。

由式(1-2-5)有$\mathrm{d}q=\sigma\,\mathrm{d}S$，因$\mathrm{d}S$为一无限小量，显然亦可将$\mathrm{d}q$视为点电荷电量，故此，当电荷沿空间曲面$S$连续分布时（图 1-2-3），仿前得空间任一点的电场强度表达式为

$$\boldsymbol{E}=\int\frac{\sigma\,\mathrm{d}S}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\boldsymbol{R}^0 \tag{1-2-6}$$

式中　R——面元$\mathrm{d}S$至研究点的距离,m;

　　$\boldsymbol{R}^0$——面元$\mathrm{d}S$指向研究点方向上的单位矢径。

与前述的处理方法相同，当电荷在某空间作体积分布时，引入电荷体密度ρ,其定义为

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}V} \qquad (1\text{-}2\text{-}7)$$

可以看出，电荷体密度 ρ 等于微小体积元 $\mathrm{d}V$ 所具有的电荷量 $\mathrm{d}q$ 与该体积元 $\mathrm{d}V$ 之比，ρ 的单位为库仑每立方米 (C/m³)。把 $\mathrm{d}q=\rho\,\mathrm{d}V$ 视为点电荷后，则电荷在某空间作体积分布时（图 1-2-4)，空间任一点的电场强度表达式为

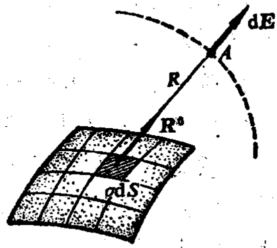


图 1-2-3　面分布电荷的面电荷元在空间点 A 产生的场强

$$\boldsymbol{E} = \int_V \frac{\rho\,\mathrm{d}S}{4\pi\varepsilon_0 R^2} \boldsymbol{R}^0 \qquad (1\text{-}2\text{-}8)$$

式中　R——体积元 $\mathrm{d}V$ 至研究点之距离,m;

$\boldsymbol{R}^0$ ——体积元 $\mathrm{d}V$ 指向研究点方向上之单位矢量。

在运用上述积分公式求解空间任一点的电场强度时，应该明确一个问题，即这里所指的“密度”，乃是平均意义下的密度概念。也就是说，对相当数量的基本电荷粒子所占据的空间体积取平均值，而这一体积的尺度相对于宏观物体的尺度来讲又是足够微小的。因为前面所引入的电荷线密

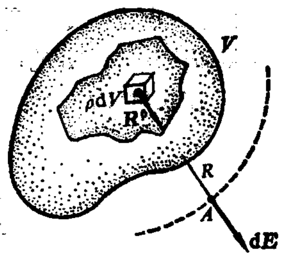


图 1-2-4　体分布电荷的体电荷元在空间点 A 产生的场强

度、电荷面密度、电荷体密度的概念是以假定电荷连续分布为前提的，只有如此，电荷密度的定义式才有意义。但是实际上基本电荷粒子在空间的分布是不连续的，倘若想象为点状分布，则在不连续的点处，由于此处无电荷分布，ρ 值将为零，而在点状电荷分布处，因为点所占据的空间体积为零，则 ρ 为无穷大，因而定义式没有意义。大家知道，基本电荷粒子本身所占有的体积尺度，总是远小于基本电荷粒子间距离的几何尺度，从微观上讲电荷不可能实现连续分布，因此这里引入的是平均意义下的密度概念，是从宏观的观点来研究宏观电现象的有效作法。就像天空的云彩一样，它是由彼此相隔一定距离的许多悬浮水珠组合而成，然而从大的方面来看，可以认为它是连续分布的。

应该指出，式(1-2-4)、(1-2-6)、(1-2-8)在形式上似乎是简单的，然而在解决实际问题时，往往受到客观条件的种种限制。例如人们通常很难知道实际问题中电荷的分布状态以及进行积分时会遇到数学上的困难(在许多情况下，虽能列出积分表达式，却无法得出积分结果)。因而从实际的观点来说，它们能解决的问题是有限的。

例1-2-1 真空中长度为 $2L$ 的均匀带电直线，它所带的电荷量为 q，试确定直线外任一点处的电场强度。

解 建立一直角坐标系，令 z 轴通过带电直线，坐标原点。重合于带电直线的中点．如图 1-2-5 所示。由于电场对带电直线作轴对称分布，因此研究坐标平面 xoz 上的电场分布具有普遍性。取圆柱坐标系 $\alpha=0$ 的半平面上任一点 P，令其圆柱坐标为 (r,o,z)，此点即在平面 x,o,z 上。下面将研究场点 P 处的电场强度。

带电直线的电荷量 q 在长度 $2L$ 上均匀分布，因此直线上的线电荷密度 τ 为

$$\tau=\frac{q}{2L}$$

在带电直线上坐标 $z=l$ 处截取线元 $\mathrm{d}l$，线电荷元的电量为 $\mathrm{d}q=\tau\mathrm{d}l$，线电荷元 $\mathrm{d}q$ 在点 P 处向沿着线元 $\mathrm{d}l$ 到点 P 的矢径方向。设正 z 轴与该矢径的夹角为 θ，线电荷元 $\mathrm{d}q$ 到场点 P 的距离为 R，则场强 $\mathrm{d}\boldsymbol{E}$ 的大小为

$$\mathrm{d}E=\frac{\tau\mathrm{d}l}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$$

根据叠加原理，场点 P 处的场强 $\boldsymbol{E}=\int_L \mathrm{d}\boldsymbol{E}$，即由所有的线电荷元 $\mathrm{d}q$ 在点 p 处的场强 $\mathrm{d}\boldsymbol{E}$ 进行矢量合成。这时，必须注意到各线电荷元在场点 p 处场强 $\mathrm{d}\boldsymbol{E}$ 的方向是不同的。因此，一般总是先求出每一矢量 $\mathrm{d}\boldsymbol{E}$ 在各坐标轴上的分量，把矢量之和转化为各坐标分量的代数和，或是把矢量积分转化为标量积分。

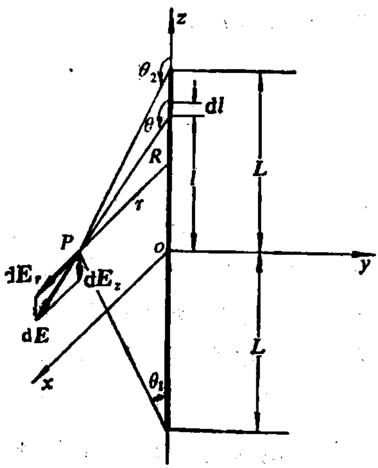


图 1-2-5　电场强度计算示意图

设场强 $\mathrm{d}\boldsymbol{E}$ 的 z 轴分量为 $\mathrm{d}E_z$，径向分量为 $\mathrm{d}E_r$，则有

$$\mathrm{d}E_z=\mathrm{d}E\cos\theta=\frac{\tau\mathrm{d}l}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\cos\theta$$

$$\mathrm{d}E_r=\mathrm{d}E\sin\theta=\frac{\tau\mathrm{d}l}{4\pi\varepsilon_0 R^2}\sin\theta$$

式中的 l, R, θ 对于不同的线电荷元都是变量，仅它们是有联系的，可统一用一个变量 θ 来表示