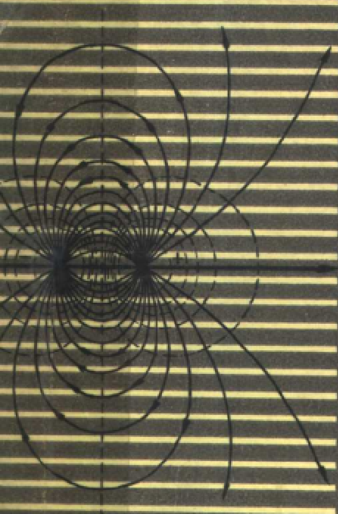

高压静电场

解广润编著

上海科学技术出版社

統一书号 13119·481
定　　价 2.45 元

高压静电場

解广潤 編著

上海科学技术出版社

內 容 提 要

本书介紹静电場的各种計算方法(包括直接积分法、鏡象法、拉普法、复变函数法、反轉法、分离变数法、格林法、网格法、格林倍格法以及近似法)、图解方法、实验方法和調整方法;并具体处理了一些在工程上常常遇到的电場問題,得出技术結論。

本书可作为高等学校电机系及物理系的教学参考用书,特别适宜于高压工程专业的师生和从事高压工程的工作人員参考。

高压静电場

解广润 编著

*

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路450号)

上海市书刊出版业营业許可証出093号

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售

商务印书館上海印刷厂印刷

*

开本 850×1168 1/32 印張 14 20/32 字数 378,000

1962年11月第1版 1962年11月第1次印刷

印数 1—2,500

統一书号: 13119·481

定 价: (十四) 2.45元

序

高压静电場是高电压工程专业的一个重要問題．大家知道，在高电压下絕緣会发生損坏，高压工作者的一个主要任务就是同这种現象作斗爭．但是严格說来，并不是高电压的本身，而是作用在絕緣体中的强电場使絕緣損坏的．所以，詳細研究在各种电极情况下电場的分布規律，就成为高压工作者的重要課題了．

本书的一部分內容是根据編者在哈尔濱工业大学讲授“靜电場”一課所用讲稿編写而成的．书中比較全面地介紹了靜电場的理論知識和实驗方法，用它們研究了一系列的工程实际問題，并导出技术結論．本书的具体內容如下：

第一章介紹靜电場的基本关系式，最后討論了介质的临界电場强度、电場的不均勻系数和絕緣物的利用系数．

第二章討論在高压工程中常常遇到的一些簡单几何形状电极的电場：同心球极的电場、同軸圓柱間的电場、平行圓柱間的电場、不同心的两球間的电場；并且討論了电場最大值的和电容值的近似計算問題．本章中对于分裂相綫的电場和高压球隙放电器的电場曾作詳細的計算．

第三章討論用拉麦方法計算椭球、椭圓盘、棒形电极、針-板电极、針-針电极、单极旋轉双曲綫面电极以及垂鏈綫旋轉面电极的电場．在本章中对于高压工程中的一个重要問題——接地問題——进行了計算，例如对于半球形接地器、圓盘接地器和管形接地器等的接地电阻进行了計算，并对管形接地器的“接触电压”和“跨步电压”以及危險区范圍进行了分析．在本章中用数学方法論証了針-板电場是最不均匀的电場，因之在高压工程中研究不均匀电場的問題时，可以用針-板电場作为典型．这一章也論及了高压分压器屏蔽圓盘电場的計算方法．在本章的后面对于高压导綫穿

墙洞的結构問題进行了深入的研究，所得結論可用于实际設計.

第四章介紹用保角变换法計算电場的問題，其中除了对某些典型电极形状的电場作了計算之外，还对以下的工程实际問題进行了研究：例如带式接地器的接地电阻、局部放电电压和絕緣厚度的关系、計及边緣效应时平板电容器的电容、标准平板电容器保护环的寬度、高压空气电容器的罗高夫斯基电极、电容器型絕緣結构中的边緣效应以及树林对架空輸电綫路的屏蔽作用等等. 在本章的最后对于有圓弧角的多角形电极的电場的計算作了介紹.

第五章討論了計算电場的反轉法. 用这种方法去計算各种相交球电极的电場是很方便的. 本章并証明了将电极形状稍加改变并不影响其电容值.

第六章是用分离变数法解拉普拉斯方程式，引出了在笛卡尔直角坐标中、在圓柱坐标中和在圓球坐标中拉普拉斯方程式的全面解答；并且引出了在旋轉抛物綫面坐标中、在旋轉扁橢圓坐标中和在旋轉长橢圓坐标中拉普拉斯方程式在某些特殊情况下的解答. 在本章中探討的实际問題有：高压靜电电压表电場的补偿問題、扇形心綫三心电纜的电容、在均匀电場中导电圓柱体(例如雷云电場中的輸电綫)使电場变形的情况、不完全同心的球形电容器的电容、針式支持絕緣子的电場、簡单套管的电場以及有两种土壤层时的管形接地器的接地电阻等等.

第七章首先介紹格林理論，然后用它論証互換原理和靜电場的单一性，并求出泊松方程式的特解. 在本章中还对于几种具体情况下格林函数的推求及其应用作了說明.

第八章是用网格法計算电場，并算出了电纜受到变形后的电場.

第九章討論电介质的极化. 計算了变压器油中的水滴、炭粒或气泡使耐压强度下降的問題，山岭使雷云电場变形的問題以及高压空气断路器灭弧室中的电場；并比較了避雷針与避雷綫的电場. 本章还介紹了格林倍格关于有各种不同介质时电場的計算方

法。对于介质在电場中受力的問題也給予充分的注意，并論証了纖維在变压器油中会自动在电极間搭成小桥的問題。

第十章說明电場的图解法和各种实驗法，其中对于用电解槽进行模拟实驗的問題以及用西林电桥測量电容的問題作了詳尽的探討。

第十一章介紹調整电場的各种方法，其中介紹了在以下各种电机和电器中調整电場的方法：保护間隙的奥斯金电极、絕緣子串的保护环、高压閥型避雷器的均压环、支持式絕緣子的內凸电极、瓷套管的法輪盘、高压导綫穿墙洞的电极結构、管型避雷器的中間电极、电容器式套管的中間电极、靜电电压表的补偿环、电纜的多层介质絕緣以及电机定子高压导綫出槽处的半导体漆层等等。

在附录中列出了多种电极的电容公式，它是进行实际設計时得力的参考工具。

从上述本书的內容可以看出，在討論中不可避免地要牽涉到一些复杂的数学問題。編者注意到讀者可能遇到的数学困难，所以本书在叙述上力求深入淺出，讲清物理概念，而在必須用复杂的数学方法时，則力求从最基本的数学概念談起，这样就能保証具备一般的高等数学知識的讀者在学习本书时不会发生太多的困难。

本书的第十章和第十一章是陈慈萱同志协助写出的。教研室的同志們曾对本书提供不少宝貴意見，特志謝意。

如蒙讀者賜教，非常欢迎。来信請由上海科学技术出版社轉交。

解 广 潤

于上海新园

目　录

第一章　静电場的基本关系式

§1.1 庫 倫 定 律

庫倫用实驗的方法証明，在无穷大的均匀电介质(絕緣体)中，两个静止的集中电荷(点电荷)之間互相的作用力 F 的大小与两电荷間距离 r 的平方成反比，而与各自的电荷量 Q 和 q 都成正比；F 的方向为沿两电荷間联綫的方向，当两电荷极性相同时为推斥力，当两电荷极性相反时为吸引力。将 F 的值写成数学式子，即成

$$F=\frac{Qq}{kr^2}; \tag{1-1}$$

式中，k 为比例常数，它的值与介质的种类以及 Q、q、r 和 F 所用的单位有关．在眞空中，当 Q 和 q 所用的单位为庫倫，r 的单位为米，F 的单位为牛頓*时，实驗証明

$$k=\frac{1}{9\times10^9}.$$

为了应用的便利，通常将(1-1)式中的 k 写成

$$k=4\pi\varepsilon=4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r;$$

式中，$\varepsilon=\varepsilon_0\varepsilon_r$ 表示介质的电的性质，叫做电介质的介电系数或介电系数；4π 称为合理化因子，它的引进可使一系列常用的公式得到較为簡化的样子．ε_0 叫眞空的介电系数，ε_r 叫介质的相对介电系数．令眞空的 $\varepsilon_r=1$，于是可見

$$\varepsilon_0=\frac{k}{4\pi}=8.86\times10^{-12}.$$

在其他介质中，ε_r 不再为 1，而为其他数值．各种常用介质的 ε_r 值見 § 1-8 中的表 1-1.

---

* 牛頓即千克·米/秒^2，1 牛頓等于 10^5 达因.

如果将 F 的数值和方向都由数学式加以表达，那末就成为

$$\mathbf{F}=\frac{Qq}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r r^3}\,\mathbf{r}; \tag{1-2}$$

式中，$\mathbf{F}$ 表示作用力的数值和方向；$\mathbf{r}$ 在数值上等于 r，但它还表示出方向是沿 Q_1 和 Q_2 的联綫上(沿 r 增大的方向)．上式就叫做庫倫定律．

研究的結果表明，两个电荷之間的互相作用力并不是一个电荷对另一个电荷超越空間而作用的結果(所謂超距作用)，而是一个电荷周圍的电場对另一个电荷作用的結果．拿上述的两个靜止点电荷 Q 和 q 作为例子：q 所受的力量是电荷 Q 的电場对 q 作用的結果；而 Q 所受的力量则是电荷 q 的电場对 Q 作用的結果．在电荷周圍的介质中是必然要有电場存在的．会使放入其中的試探电荷受到力的作用是电場的一个特性*．如果相对于介质和我們观察者来說电荷是不动的，同时它的数値也是不变化的，那末其相应的电場将不随时間而变化．这种电場叫做靜电場．

为了研究点电荷 Q 的电場，我們可以把点电荷 q 作为試探用的电荷．在試探用的点电荷 q 的引入不致使原来的电荷分布情况发生改变的条件下，q 所受的力 $\mathbf{F}$ 对 q 值的比数就叫做 q 所在点的电場强度 $\mathbf{E}$，即

$$\mathbf{E}=\frac{\mathbf{F}}{q}. \tag{1-3}$$

电場强度 $\mathbf{E}$ 是一个向量，单位则显然是牛頓/庫倫，它的方向和 $\mathbf{F}$ 的方向相同．

在相对于介质和我們观察者是不动的和不变的点电荷 Q 的情况下，在 Q 周圍的介质中任一点的电場强度 $\mathbf{E}$ 不难由(1-2)式求出为

$$\mathbf{E}=\frac{Q}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r r^3}\,\mathbf{r}. \tag{1-4}$$

* 关于电場的其他特性和电場的物质性将在 §1.4 中討論．

如果点电荷不止一个，而是有很多个(Q_1, Q_2,…, Q_n)，实験証明，这时在某点的总电場强度将等于各个点电荷在該点的电場强度的向量和，也就是說，可以用迭加原理来計算电場强度．用数学式表示，即成

$$\mathbf{E}=\sum_{i=1}^{n} E_i=\frac{1}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r}\sum_{i=1}^{n}\frac{Q_i}{r_i^3}\,\mathbf{r}_i; \tag{1-5}$$

式中，r_i 为由所研究的点子到电荷 Q_i 之間的距离．电場的这种性质是和 $\mathbf{E}$ 对 Q 的綫性关系（即 $\mathbf{E}$ 和 Q 的一次方成正比）分不开的．如果 $\mathbf{E}$ 是和 Q 的其他次方成正比，就显然不可能用迭加原理来計算电場强度了，因为此时将 Q 分成几个較小的部分分别計算再迭加求出的 $\mathbf{E}$，和将 Q 一次計算所得的 $\mathbf{E}$ 是不相同的．

对于分布电荷来說，上式可改为积分的形式，即

$$\mathbf{E}=\frac{1}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r}\int\frac{dQ}{r^3}\,\mathbf{r}. \tag{1-6}$$

在一般情况下，为了保証試探用的点电荷 q 的引入不会引起原来电荷分布情况的改变，必須令 q 的电荷量极为微小而趋近于零值．因之电場强度的定义也可以叙述为：当試探用的点电荷 q 的电量趋近于零时，它在电場中所受的力 $\mathbf{F}$ 与 q 的比值叫做 q 所在点的电場强度 $\mathbf{E}$，即

$$\mathbf{E}=\lim_{q\to 0}\frac{\mathbf{F}}{q}. \tag{1-7}$$

应当指出，即使 $q\to 0$，它引入后也不可避免地会引起原有电場的某些改变，特别在 q 所在点的直接附近更是如此．由于点电荷 q 的半徑为零，所以即使电荷量 $q\to 0$，在 q 引入后在 q 点直接附近的总电場强度就将由原来的某值一变而为无穷大．$q\to 0$ 只是保証了原来电荷的分布情况不会因 q 的引入而发生变化，也就是在原来电荷的直接附近的电場强度不致发生变化而已．某些书上所說的"微小的試験电荷的携入可不致使原有电場发生改变"是不正确的．

試探电荷 q 在电場中受的力可由(1-3)式求出为

$$\mathbf{F}=q\mathbf{E}. \tag{1-8}$$

在应用上式时要注意两点：(1) 上式只是在 q 的引入不会使原来的电荷分布情况发生改变的条件下才是正确的；(2) 上式中的 $\mathbf{E}$ 是在 q 沒有引入以前在該点的电場强度，而不是 q 引入后在該点出現的总的电場强度.

电場的特征可以用电力綫的分布情况来表示. 所謂电力綫就是在綫上每一点的切綫方向都与該点电場强度 $\mathbf{E}$ 的方向相同的曲綫. 由于在一个点子上的 $\mathbf{E}$ 只有一个方向，所以电力綫是不会互相交叉的. 在电場中的每个点子都通过相应的一根电力綫，而在整个电場中可以画出无穷多根电力綫来. 例如，一个点电荷的电場的电力綫就是由点电荷向外輻射的无穷多根輻射綫. 如果我們在垂直于电力綫的单位截面上只画出等于該截面中心的电場强度值数目的电力綫，那末根据电力綫的疏密，就可决定电場强度值的大小.

为了求出电力綫的方程式，可以从电場中任一点 P 的电場强度 $\mathbf{E}$ 出发. 已知

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

式中，$\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ 各为沿 x, y, z 軸方向的单位向量. 假設电力綫在 P 点的一个元段

$$d\mathbf{l}=\mathbf{i}\,dx+\mathbf{j}\,dy+\mathbf{k}\,dz,$$

那末为了使 $\mathbf{E}$ 的方向与 $d\mathbf{l}$ 的方向相一致，显然必須滿足

$$\cos\alpha=\frac{E_x}{|E|}=\frac{dx}{|dl|};$$

式中，α 为 $\mathbf{E}$ 与 x 軸的夹角. 上式可改写为

$$\frac{E_x}{dx}=\frac{|E|}{|dl|}.$$

同理还必須滿足

$$\frac{E_y}{dy}=\frac{|E|}{|dl|},$$

$$\frac{E_z}{dz}=\frac{|E|}{|dl|}.$$

将上三式合并，可得

$$\frac{dx}{E_x}=\frac{dy}{E_y}=\frac{dz}{E_z}, \tag{1-9}$$

即为电力綫的微分方程式，經积分即可求出电力綫的方程式.

根据定义可知，电力綫是从正电荷出发，而栖止到負电荷上的，因此在靜电場中不可能出現封閉的电力綫.

[例 1-1] 在无穷大的平板上有电荷，电荷密度为 σ. 求空間任一点的电場强度及电力綫的方程式.

解：将无穷大的平板认为由半徑为 r 寬度为 dr 的很多圓环所組成，并且将坐标的原点取在这些圓环的中心，而令 P 点正好在 z 軸上(参看图 1-1).

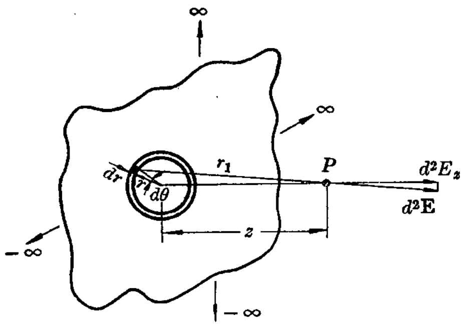

图 1-1 带电的无穷大平板外的电場計算用图

在 $dr\cdot rd\theta$ 元面积上，与元电荷 $dq=\sigma\, r\, d\theta\, dr$ 相应的在 P 点的电場强度为

$$d^2\mathbf{E}=\frac{1}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r}\,\frac{\sigma\, r\, dr\, d\theta}{r_1^3}\,\mathbf{r}_1.$$

由于对称的关系，同整个圓环中的电荷相应的在 P 点的电場强度显然为 z 方向的，所以为了求整个圓环上的电荷在 P 点的电場强度 dE_z，可只将 $d^2\mathbf{E}$ 在 z 軸的分量

$$d^2E_z=|d^2\mathbf{E}|\,\frac{z}{r_1}=|d^2\,\mathbf{E}|\,\frac{z}{(z^2+r^2)^{\frac{1}{2}}}$$

对 θ 积分而得，即

$$dE_z=\int d^2E_z=\int_0^{2\pi}\frac{\sigma\, r\, dr\, d\theta}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r\,(z^2+r^2)^{\frac{3}{2}}}=\frac{\sigma\, r\, dr}{2\,\varepsilon_0\varepsilon_r\,(z^2+r^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

求整个平板上的电荷在 P 点的电場强度 E_z 时，可将上式对 r 积分，即

$$E_z=\int dE_z=\int_0^\infty \frac{\sigma\, r\, dr}{2\varepsilon_0\,\varepsilon_r(z^2+r^2)^{\frac{3}{2}}}=\frac{\sigma}{2\,\varepsilon_0\varepsilon_r}. \qquad (1\text{-}10)$$

电力綫的方程式，可以从 (1-9) 式求得．此时 $E_z=\dfrac{\sigma}{2\,\varepsilon_0\varepsilon_r}$，$E_x=E_y=0$，所以(1-9)式变成

$$dx=0,\quad dy=0;$$

經过积分即得电力綫的方程式

$$\left.\begin{aligned} x&=C_1,\\ y&=C_2;\end{aligned}\right\} \qquad (1\text{-}11)$$

式中，C_1 及 C_2 为任意常数．此时电力綫为平行于 z 軸的任意直綫．

[例 1-2]　有一个无穷长的細直綫，每单位长度的电荷为 σ，求空間任一点的电場强度和电力綫的方程式．

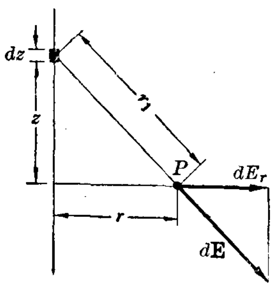

图 1-2　带电的无穷长細直綫周圍电場的計算用图

解： 参看图 1-2，元电荷 $\sigma\,dz$ 在 P 点的电場强度为

$$d\mathbf{E}=\frac{\sigma\,dz\,\mathbf{r}_1}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r r_1^3}.$$

由于对称的关系，整个綫电荷在 P 点的电場强度 $\mathbf{E}$ 将只在 r 方向，于是只要将上式中的 $d\mathbf{E}$ 在 r 方向的分量 $d\mathbf{E}_r$ 对 z 积分即可求得 $\mathbf{E}$：

$$d\mathbf{E}_r=|d\mathbf{E}|\frac{r}{r_1},$$

$$\therefore\quad E_r=\int dE_r=\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sigma\, r\, dz}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r r_1^3}$$

$$=\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sigma\, r\, dz}{4\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r(r^2+z^2)^{\frac{3}{2}}}=\frac{\sigma}{2\pi\,\varepsilon_0\varepsilon_r\, r}.$$

求电力綫的方程式时，可以将(1-9)式改为圆柱坐标的形式，即