物　理　学

（農工科各专业用）

物理教研組編

1961.3

上　册

沈阳农学院

目 录

电学基礎及其应用

第一編 电学基础

第一章 静 電

§1—1 电感强度 电通量 奥高定理及其应用

我們已知在电介系数为ε的电介質中。相距为r的兩个（电量为q_1和q_2的）點电荷間的静电力f，按庫侖定律为

$$f=\frac{q_1q_2}{\varepsilon r^2} \qquad (1)$$

我們也知道电場中某點的电場强度$\vec{E}$为單位正电荷在該點所受的静电力，即

$$\vec{E}=\frac{\vec{f}}{q_0} \qquad (2)$$

此处f为試驗电荷q_0所受的静电力。如电場由一个电量为q的电荷產生，則$f=qq_0/\varepsilon r^2$，从而电場强度的大小为

$$E=\frac{q}{\varepsilon r^2} \qquad (3)$$

如电場由电量为q_1，$q_2\cdots q_n$的n个點电荷所產生的，則在某點的总电場强度$\vec{E}$按疊加原理为：

$$\vec{E}=\vec{E}_1+\vec{E}_2+\cdots\cdots+\vec{E}_n=\frac{q_1}{\varepsilon r_1^3}\vec{r}_1+\frac{q_2}{\varepsilon r_2^3}\vec{r}_2+\cdots\cdots+\frac{q_n}{\varepsilon r_n^3}\vec{r}_n \qquad (4)$$

此处$\vec{r}_1$，$\vec{r}_2$，……$\vec{r}_n$分別为n个點电荷到某點的距离矢量。

（圖１）點电荷系在某點所產生的电場强度

現在再介紹一个很重要的静电学物理量如下：

电感强度 由點电荷系場强公式可知，在无限大均匀电介質中，任一帶电系統產生在給定點的場$\vec{E}$强除和構成这帶电系統的电荷分布有关外，也和电介質有关，即$\vec{E}$的大小和电介質的介电系数ε成反比。如果我們引入一个叫做电感强度的物理量，可有不少方便。电感强度也称电位移，它也是一个矢量，用符号$\vec{D}$（簡称D矢量）表示，它的定义如下：

在任何电介質或真空中，某一點的电感强度$\vec{D}$等于这點上的电場强度和介电系数ε的乘積，即

$$\vec{D}=\varepsilon\vec{E}。\qquad (5)$$

由此可見，在同一點上，电感强度$\vec{D}$和电場强度$\vec{E}$是同方向的，而$\vec{D}$的大小是$\vec{E}$的大小的ε倍。在靜电系單位制中；因真空中$\varepsilon=1$，所以在真空中$\vec{D}$和$\vec{E}$在数値上相等。

在靜电系單位制中，如果真空中某點的場强为1〔靜电系場强單位〕，則該點的电感强度規定为1〔靜电系电感强度單位〕。在实用制中，它的單位为〔庫侖〕〔米〕$^{-2}$，二者之間有下列的关系：

$$1〔庫侖〕〔米〕^{-2}=12\pi\times10^5，〔靜电系电感强度單位〕。$$

根据上述定义，可知在无限大均匀电介質中，點电荷q_1生產在离开它的距离为$\vec{r}_1$处的电感强度$\vec{D}_1$为

$$\vec{D}_1=\varepsilon\vec{E}_1=\frac{q_1}{r_1^3}\vec{r}_1。$$

點电荷系q_1、q_2、…q_n產生在p點的电感强度为

$$\begin{aligned}\vec{D}&=\varepsilon\vec{E}=\varepsilon\vec{E}_1+\varepsilon\vec{E}_2+\cdots+\varepsilon\vec{E}_n\\&=\vec{D}_1+\vec{D}_2+\cdots+\vec{D}_n\\&=\frac{q_1}{r_1^2}\vec{r}_1+\frac{q_3}{r_2^2}\vec{r}_2+\cdots+\frac{q_n}{r_n{}^2}\vec{r}_n\\&=\sum_{i=1}^{n}\frac{q_1}{r_1{}^2}\vec{r}_1,\end{aligned}$$

即电感强度也遵从疊加原理。

可見，在无限大均匀电介質中，电感强度和电介質的性質无关，电感强度只和構成这帶电系統的电荷分布有关。

上面我們僅討論了无限大均匀电介質中的情况。应該指出：按式（5）引入的D矢量有一方便之处，同样的电荷分布，在不同的电介質中，產生在同一點的場强$\vec{E}$是不相等的，但同一點的电感强度$\vec{D}$却是相等的。当然，在有限大或非均匀电介質的情形，問題要复雜一些，結論也不象无限大均匀电介質时那样簡單，但是進一步的研究仍然表明，与場强同时引用电感强度$\vec{D}$是十分必要的。为此，須先介紹一下电通量和奧斯特洛格拉斯基-高斯定理如下：

电通量　通过电場中任何一个給定面的电感綫的总数，称为通过該面的电通量，用Φ_e表示。按照电感綫的作法，可見匀强电感場中电綫是一系列均匀分布的平行直綫（圖2a）。想象一个面積为S而且和D的方向垂直的平面，則通过該平面的电感綫总数或电通量为

$$\Phi_e=D\cdot S\qquad (6)$$

如果平面的法綫n和D的方向成θ角（圖2b），則通过該面的电通量为

$$\Phi_e=D\cos\theta\cdot S$$

（圖2）电通量的量度

即电感强度D在給定面積S上的法向分量和这面積的乘積。可見通过給定面積的电通量可正可負，它决定于这个面積法綫n和电感D間的夾角θ。

在不均匀的电場中，可想象地作一个面積元ΔS，使电感D在这面積上是均匀的。設ΔS的法綫n与該处的电感D成θ角（圖2c），則通过这个面積元ΔS的电通量为

$$\Delta\Phi_e = D\cos\theta\cdot\Delta S$$

通过某一个有限面積上的电通量，可用面積分求得：

$$\Phi_e = \int_S D\cos\theta dS。\qquad (7)$$

如果所考慮的面積是一个封閉曲面，通常取向外的法綫为正方向。因此，穿出这封閉面的电通量是正的，而穿進是負的。所以当$\Phi = 0$时，这就意味着穿進穿出的电通量为数相等，并不一定表示这封閉面上的电感强度处处为零。由上可知，电通量是个标量，适用代数和法則。

奧斯特洛格拉斯基—高斯定理 电感强度D与產生电場的电荷相联系，因此，由电荷出發的电感綫总数便与电荷的大小有关。現在我們要研究，应当有多少条电感綫从一个點电荷出發，才能滿足前述电感綫作法的規定。在解决这个問題上，就可以導出有关电場性質的重要原理——奧斯特洛格拉斯基（Остроградский）-高斯（Gauss）定理。

設在无限大的均匀电介質中，一點电荷上的电量q，取點电荷所在點为中心，r为半徑，作一球面以包圍这點电荷。这样，球面上任何一點的电感D的量值为$\frac{q}{r^2}$。这就是說，點电荷q所產生的电場具有球面对称性，所以电感綫必然是以q为中心，对称配置地沿着矢徑方向（圖3）。按照規定，通过球面上每一个單位面積的电感綫等于$\frac{q}{r^2}$，所以通过整个球面的电通量Φ_e应当等于$\frac{q}{r^2}$和球面面積$4\pi r^2$的乘積；

$$\Phi_e = \left(\frac{q}{r^2}\right)4\pi r^2 = 4\pi q。\qquad (8)$$

因为电介質中除了q外，別无其它电荷，而且所得結果与球面半徑无关，所以$\Phi_e = 4\pi q$也等于从电荷q开始的电感綫的条数。如果q是正的，电感綫从q發散；如果q是負的，电感綫向q会聚。由此可見，要滿足电感綫的画法的規定，应由每一电荷q作$4\pi q$条电感綫，从正q發散或向負q会聚。

（圖3）从點电荷出發的电感綫

把上述結論推广，就得到奧斯特洛格拉斯基—高斯定理：通过一个任意封閉曲面的电通

量，等于为該面所包圍的諸电荷的代数和的4π倍，即

$$\Phi_e=4\pi\Sigma q; \qquad (9)$$

如果封閉面內电荷的分布是連續的，則可用積分表示：

$$\Phi_e=4\pi\int dq \qquad (10)$$

奧一高定理的应用 在進一步研究电場时，奧一高定理極为重要。現在应用此定理計算某些电場的电感强度和电場强度，比直接从場强定义出發來計算要方便多了。下面是几个例子。

1. 均匀帶电球面的电場 設有一球半徑为R，在表面上均匀帶电，总电荷为q。如圖4所示。現在要計算球內和球外任意點P_1及P_2处的电感强度。通过p_1點作一半徑为r_1的輔助球面$S_1(r_1<R)$，其面積等于$4\pi r_1^2$。由于对称的关系，球面上各點的电感强度应有相同的数値，設为D_1。所以通过該面的电通量为$4\pi r_1^2D_1$。但該面所包圍的电荷为零，于是按照奧一高定理得

$$4\pi r_1^2D_1=4\pi\cdot 0,$$

即 $$D_1=0，或E_1=0。$$

由此可見，球面上的电荷，在球內不產生电場，球內任何处的場强均为零。

（圖4）決定均匀帶电球面的电場

現在來研究球外P_2处的情況，同理通过p_2黠作一輔助球面$S_2(r_2>R)$，其面積为$4\pi r_2{}^2$設該面上电感强度的数値为D_2，則通过該面的电通量为$4\pi r_2^2D_2$，而該面所包圍的电荷为q。故按奧一高定理得

$$4\pi r_2^2D_2=4\pi q,$$

即 $$D_2=\frac{q}{r_2^2},\ \therefore E_2=\frac{q}{\varepsilon r_2^2}$$

我們得到了与點电荷場强完全相同的公式。这样表面均匀帶电的球在球外面的作用，就好象球上所有的电荷完全集中在球心一样。場强与距离的关系可用圖5表示之。

如果是一个半徑为R的均匀帶电的介質球体，介电系数为ε_1，則在球外的P_2點，用相同的方法可以求得，

（圖5）帶电球面的場强

$$E_2=\frac{q}{\varepsilon r_2^3},$$

式中ν_2是球外介質的介电系数。

在球內的P_1點，則得

$$4\pi r_1^2D_1=4\pi\cdot\frac{q}{\frac{4}{3}\pi R_2}\cdot\frac{4}{3}\pi r_1^2,$$

簡化得 $$D_1=\frac{q}{R^3}r_1,$$

即 $$E_1=\frac{q}{\varepsilon_1 R^3}r_1$$

2. **"无限大"均匀带电平面电場** 每單位面積上的电荷为σ_1称为电荷面密度。設有一很大的均匀帶电平面，即此面的σ处处相等 。在靠近平面的中部而且离开平面的距离比平面的綫度小得多的那些部分， 由于对称关系， 电場是均匀的而且垂直于平面（圖 6 ）。局限在上述部分的电場，称为"无限大"均匀帶电平面的电場。 作一封閉圓柱面， 經过平面的中部，軸綫和平面正交，底面積为S。通过圓柱的側面部分的电通量为零。通过兩底面的电感綫都和底面正交，而且都是向外的（設σ为正値）。 令D为兩底面上电感强度，則通过兩底面的电通量为SD＋SD。而柱面所包圍的电荷为σS，按奧一高定理得

$$DS+SD=4\pi\sigma\cdot S$$

所以 $$D=2\pi\sigma,\quad 或\quad E=\frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}。$$

（圖 6 ）"无限大"均匀帶电平面的电場

可見在"无限大"均匀帶电平面的电場中，各點的場强和离开平面的距离无关。

3. **"无限大"均匀带电平行板的电場** 設有兩平行平板A和B， 板面的綫度比兩板間的距离要大得多。 平板A均匀地帶正电， 平板B均匀地帶負电， 电荷面密度分別为$+\sigma$和$-\sigma$（圖7）。兩平板所產生的場强是每一平板單独產生的場强 E_A和E_B的矢量和:

$$E=E_A+E_B$$

由于对称性，可見除兩板边緣的附近外， E_A和E_B是"无限大"均匀帶电平面的場强，量値已知为$\frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}$。在兩平板的中間，$E_A$和$E_B$都从A板指向B板，所以总的場强为

$$E=E_A+E_B=\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$$

或 $$D=4\pi\sigma$$

在兩平板的外側，E_A和E_B是反方向的，所以总的場强为，

$$E=E_A-E_B=0,$$

或 $$D=0。$$

由此可見，均匀地分別帶着正負电的兩平行平板，不論板的性質如何，在板面的綫度远大于兩板間的距离时，除了边緣附近外，电場全部集中于兩板之間而且是均匀电場。

从以上这些例子，我們可以看到一个共同的特點：在应用奧一高定理时所作的封閉曲面上，場强是均匀的，或者是对称分布的。有了这个特點，才能很簡單地应用这个定理來計算場强。

§1–2 电 位

在解决某些靜电学問題时，用即将介紹的标量—电位比用矢量—电場强度或电感强度还要方便些。在介紹电位前須先介一下靜电場力所做的功和电位能。

靜电場力所做的功 設位于固定點O的电荷q產生电場，試驗电荷q_0从場中a點过任意路徑acb而到达b點（圖８）。在路徑中任一點c的附近，取位移元dl，設在这位移元上的場强为E，則q_0所受之电力为$F=q_0E$，根据功的定义，F力在位移dl上所做的功dA为

$$dA=F\cos\theta dl=q_0 E dl\cos\theta,$$

式中θ是E的方向和dl的方向之間的夾角。設从O到dl兩端的距离分別是r和r'，并从c點作cc'垂直于r'，由圖可見$dl\cos\theta=\vec{r}'-\vec{r}=\vec{d}\vec{l}$，$\vec{d}\vec{r}$是$\vec{r}$和$\vec{r}'$之差，由此得：

$$dA=q_0 E dr,$$

但 $$E=\frac{q}{\varepsilon r^2},$$

式中ε为所考慮的电介質的介电系数。

所以 $$dA=\frac{q_0 q}{\varepsilon r^2}dr$$

（圖８）
电力所作的功与路徑无关的証明用圖

当电荷q_0从a到b，电力所做的功A_{ab}可由積分法求得

$$A_{ab}=\int_a^b dA=\int\frac{q_0 q}{\varepsilon r^2}dr=\frac{q_0 q}{\varepsilon}\left(\frac{1}{r_a}-\frac{1}{r_b}\right) \qquad (11)$$

式中r_a与r_b分別为从电荷q到試驗电荷q_0的起點和終點的距离。由此可見，點电荷場中电場力所做的功，与路徑无关，僅与試驗电荷q_0的起點及終點位置有关，并与試驗电荷q_0的大小成正比。

任何靜电場都可看作是由點电荷系所產生的，而試驗电荷在这場中移动时，电場力所做的功等于各點电荷的电場力所做之功的代数和，而每一點电荷的电場力所做的功与路徑无关，那末它們的代数和也与路徑的形狀无关，所以得出結論：試驗电荷在任何靜电場中移动时，电場力所作的功，僅与这試驗电荷的大小以及起點和終點在电場中的位置有关，而与路徑的形狀无关；并且經过一个任意的閉合回路时，电場力所作总功为零。

电位能 据上所述，电荷在靜电場中移动时，电場力所作的功，僅与起點和終點的位置有关，而与路徑形狀无关。这种电場力作功的特征，和重力作功完全相同。因此我們可以仿效引入重力位能那样，認为电荷在电場中一定位置时具有一定的位能，称为电位能，而电場力所作的功正是这位能改变的量度。設以W_a和W_b分別表示試驗电荷q_0在起點a和終點b时的电位能，A_{ab}为电場力所作的功，則

$$W_a-W_b=A_{ab}=q_0\int_a^b E\cos\theta dl。$$

这式只决定电場中試驗电荷位置改变时电位能的改变，并不能决定試驗电荷在电場中某一點的电位能。

設終點b在无限远处，則有

$$W_a=A_{a\infty}+W_\infty=q_0\int_a^\infty E\cos\theta dl+W_\infty,$$

式中M_∞为試驗电荷在电場中无限远处时的电位能。通常就取这 电位能W_∞作为量度电位能的起點，亦即令$W_\infty=0$。按照这个規定，則有：

$$W_a=A_{a\infty}=q_0\int_a^\infty E\cos\theta dl$$

即电荷q_0在电場中任一點a的电位能W_a在数値上等于q_0从該點a移到无穷远时电場力所作之功$A_{a\infty}$。

由于电場力所作之功$A_{a\infty}$有正（例如斥力場中）有負（例如引力場中），电位能wa也有正有負。

在點电荷所產生的电場中，則有：

$$W_a=A_{a\infty}=\frac{q_0q}{\varepsilon r_a},\quad W_b=A_{b\infty}=\frac{q_0q}{\varepsilon r_b};$$

同时

$$W_a-W_b=q_0\left(\frac{q}{\varepsilon r_b}-\frac{q}{\varepsilon r_a}\right)。$$

电位 在任何情况下，电荷q_0在电場中移动时，电場力所做的功都正比于电荷q_0的大小，所以比值$\frac{W_a}{q_0}=\int_a^\infty E\cos\theta dl$僅与电場中給定點a的位置有关而与电荷$q_0$无关，是一个表征电場中給定點的性質的物理量，称为电位，以U_a表示a點的电位，得：

$$U_a=\frac{W_a}{q_0}=\int_a^\infty E\cos\theta dl \tag{12}$$

令上式中$q_0=+1$，則$Ua=W_a$，可見电場中某點的电位在数値上等于放在該點的單位正电荷的电位能，亦等于單位正电荷从該點經过任意的路徑到无限远时电場力所做的功。

在靜电系單位制中，如果在电場中某點上1〔靜电系电位單位〕电荷的电位能是1〔尔格〕，該點的电位就被定为1〔靜电系电位單位〕（簡写为e.s.u.V.）。在实用制中，如果电場中某點上1〔庫侖〕电荷的电位能是1〔焦耳〕，該點的电位称为1〔伏特〕，在数值上，这兩个單位的关系为

$$1〔伏特〕=\frac{1〔焦耳〕}{1〔庫侖〕}=\frac{10^7〔尔格〕}{3\times10^9〔靜电系电荷單位〕}$$

$$=\frac{1}{300}〔靜电系电位單位〕$$

按照电位定义，

$$A_{ab}=q_0(U_a-U_b),$$

即在靜电場中，电荷从一點移到另一點时，电場力所做的功等于电荷与这兩點的电位差的乘積。这是电学中的一个基本公式。

在实际应用中，需要的是兩點間的电位差而不是某一點的电位，所以常取地球的电位为量度电位的起點，即取地球的电位为零。显然，这样的規定并不影响計算結果。

电位的計算 1.點电荷电場中的电位 設有點电荷q在无限大均匀电介質中產生一个电場，我們計算电場中任一點P处的电位。設P到q點的距离为r，电介質的介电系数为ε，由电位的定义式（12）得：

$$U=\frac{A_{p\infty}}{q_0}=\frac{q}{\varepsilon r}$$

由此可見，如果q是正的，电位也是正的，离开电荷愈远，电位愈低，在无穷远处为零，这是最小值。如果q是負的，則电位也是負的，离开电荷愈远，电位愈高，在无穷远处为零，这是最大值。

均匀帶电球面在球面外所產生的电場，和电荷集中于球心而視为點电荷所產生的电場一样，从而上述公式和結論适用于球面外电場中电位的計算，式中r应是球心到P點的距离。

2\. 點电荷系的电場中的电位 如果电場是由$q_1, q_2, \cdots\cdots$等若干點电荷產生的，則因任何一段路程上合力所做的功等于各分力所做功的代数和，所以：

$$U=\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{\varepsilon r_i},$$

式中r_i为p點离开相应的點电荷q_i的距离。

如果產生电場的电荷是連續分布的，則上式中的总和可以積分代之。設dq为电荷分布中的任一电荷元，r为dq到給定點p的距离，則該點的电位为

$$U=\int\frac{dq}{\varepsilon r}。$$

§1—3 电位与場强的关系

下面我們進一步研究場强E与电位U之間的关系，可使我們对电場性質有更深入和統一的認識。

在圖9中，設（1）与（2）为电場中兩个相鄰的等位面，其間的电位是逐漸遞減的（$U_a>U_b$），可以得到：

$$A_{ab}=q_0(U_a-U_b)=q_0\int_a^b E\cos\theta\, dl,$$

即

$$U_a-U_b=\int_a^b E\cos\theta\, dl。$$

这表示电場中兩點間的电位差可用場强的綫積分表示之，这是电位与場强的積分关系。其次，还有一个微分的关系。

在上圖中，（1）与（2）兩个等位面非常靠近，其上a, b兩點亦非常接近，此处場强E可視为均匀不变，将試驗电荷由a移位至b，則有：

$$U_a-U_b=E\cos\theta\, dl,$$

式中dl是ab間位移dl的大小，θ是E与dl間的夾角，

或
$$E=\frac{U_a-U_b}{dl\cos\theta}=-\frac{U_b-U_a}{(dl)_E}=-\frac{dU}{(dl)_E},$$

（圖9）場强与电位关系的證明用圖

式中$dU=U_b-U_a$是沿dl方向的微小电位增量，而$(dl)_E$为电力綫方向上（亦即等位面的法綫方向上）由等位面（1）到（2）的位移。

在电学中我們常将$\frac{dU}{(dl)_E}$称为电位梯度。它的定义是：电位在变化最大的方向上每單位長度的增量，电位梯度的方向和場强相反，而大小相等。所以上式亦可表述如下：电場强度

等于电位梯度的負値。

上式亦可写成

$$E\cos\theta=\frac{dU}{dl},$$

或
$$E_1=E\cos\theta=-\frac{dU}{(dl)_E}\cos\theta=-\frac{dU}{dl}。$$

此式說明：給定點的場强沿某一方向的分量 E_1，等于在該點附近，沿着这个方向單位長度上电位增量的負値。也可以說，沿某一方向的場强分量 E_l，等于电位梯度矢量在这个方向上的分量的負値。負号的意思是說，場强方向是指向电位降落的方向的。由此可知只有在电位不变的空間內，場强为零，电位为零处，場强不一定为零，場强为零处，电位也不一定为零。上式用微分符号，則可以写成

$$E_l=-\frac{\partial U}{\partial l}。\tag{13}$$

如果把x,y和z的方向，分别地取作l的方向，我們就可得到場强沿着这三个方向的分量为；

$$E_x=-\frac{\partial U}{\partial x};\ E_y=-\frac{\partial U}{\partial y};\ E_z=-\frac{\partial U}{\partial z}。$$

这一关系式在实际应用上的重要性，在于U是标量，容易計算，而U的微分又是簡單的运算，所以先求U再微分求E的方法往往比直接求E更为方便。

〔例題〕 兩平行金屬板的电位各为U_a及U_b（$U_a<U_b$）距离为dl，求兩板中間的場强。

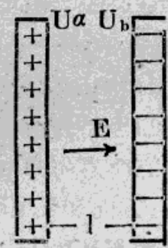
〔解〕 已知兩板間为匀彊电場，电場的指向垂直地从高电位板到低电位板，則

$$E_l dl=-dU,$$

$$\int_0^l E_l\,dl=-\int_{U_a}^{U_b}dU,$$

$$\therefore E_l l=-(U_b-U_a);$$

故
$$E_l=\frac{U_a-U_b}{l}。$$



（圖10）平行金屬板間的場强和电位差的关系

E_l是正的，表示它的指向和我們的取向相同，即由高电位到低电位。

§1—4 电介質 电极化现象 表面电荷

在叙述庫侖定律和电場强度时，我們已經簡略地提出电介質的影响。这里，将根据电介質的电結構特征，更深入地分析这些現象。

導体的特征是具有自由电子。因此，当电場中的導体达到平衡狀态时，導体內部的場强为零，这是導体在电場中所表現的最主要的特性。电介質就不同了，它是非導体。構成电介質的分子在电結構方面的特征，是电子与原子核之間的力相当大，以致彼此互相束縛着，即使在外电場的作用下，这些电荷也只能在微观范圍內移动，例如稍稍移动或改变方向。在靜电平衡条件下，电介質的內部可以長期存在着电場，这也是和導体的基本区别。

气体包括水蒸汽和金属的蒸汽，在平常狀态下是电介質。多数液体如純粹的水及很多有机液体，都是电介質。多数晶体和非晶体，如金剛石、硫黄、石英、玻璃、橡皮等等、也都是电介質。

每个分子都是由帶負电的电子和帶正电的原子核所組成。一般地說，正、負电荷在分子中都不集中于一點。但在离开分子的距离比分子的綫度大得多的地方，分子中全部負电荷对于这些地方的影响将和一个單独的負电荷等效。这个等效的單独負电荷的位置，可能随时間而改变，它对时間的平均位置称为这个分子的負电荷的重心。例如一个电子作匀速圓周运动时，它的重心就是这个圓的中心。同样，每个分子的全部正电荷也有一个重心。每个分子的正、負电荷的重心可能不在同一點上，这样一对距离很近的异号等值點电荷所組成的系統叫做分子的等效电偶極子。电偶極子所產生的电場，完全由它的电矩$p=ql$所決定。

电介質有兩种，在外电場中所受的影响是不一样的，分述如下:

无极分子的电极化現象 有一类电介質，例如H_2，N_2，CH_4等气体，它們的分子在沒有外电場作用时，每个分子的正电荷重心和負电荷重心重合，因此分子的电矩为零，对外界不產生电場，这类分子称为无極分子。在外电場的作用下，分子中正、負电荷的重心產生了相对位移，位移的大小和場强成正比。因此，这类分子可以理解为由彈性力联系着的兩个异号电荷，和它等效的电偶極子称为彈性偶極子。

以最簡單的氫原子为例，在沒有外电場时，按照旧的原子結構理論，氫原子中的电子繞着帶正电的原子核作圓周运动，如圖11a所示。此时，在軌道外圍產生的电場，就时間平均說，和靜止在軌道中心的电子所產生的电場相等。同时，原子核的重心也在这个軌道中心上，所以这个原子，就时間平均說，对外界不產生电場，是无極分子。圖11b表示在外來电場E的作用下，电子和原子核受到了等値而反向的作用力f_1和f_2。这时，电子的軌道变为橢圓，它的重心，在橢圓的中心O點，和原子核的重心有了相对位移l（因为电子和原子核間有很强的相互束縛力，所以电子沒有被外电場E拉出原子之外，这和彈簧受拉力而伸長的情形相似）。这样的原子，在它所產生的电場和它在外电場中所受的力兩方面，都和一电偶極子等效，它的电矩为$P=ql$，方向和外电場的方向一致。而当外电場撤去时，正、負电荷的重心复行重合，在原子的外圈不复產生电場。

構造比較复雜的分子，只要是屬于无極分子的类型，其情况也是如此。在外电場中，每个分子都可用一个等效的电矩为P的电偶極子來表示它，P的方向和外电場的方向一致。

对电介質的整体來說，由于每个分子在外电場中都成为电偶極子，其方向都沿着外电場的方向，所以和外电場垂直的电介質的兩个表面上，分別出現了正电荷和負电荷。这一現象，叫做电極化現象。所產生的电荷，不能离开电介質，所以称为束縛电荷（圖12）。外电場愈强，每个分子的正、負电荷重心距离也愈大，电介質兩表面所出現的束縛电荷也愈多，就是說电極化程度也愈大。

（圖11） （圖12）无極分子的極化

有极分子的电极化現象 另有一类电介質，例如SO_2，H_2S，NH_3，有机酸等等，它們的分子在沒有外电場作用时，每个分子的正电荷重心原來就和負电荷重心分开的，而且它們間的距离是一定的，不受外电場的作用而改变。因此，这类分子叫做有極分子，和它等效的电偶極子叫做剛性偶極子。但在沒有外电場作用时，由于分子不規則的热运动，分子电矩的方向是雜乱无章的。因此，无論是整个电介質或者是其中的一部分都是中性的，对外不產生电場，如圖（13a）所示。而当电介質放在外电場中，每个分子都受到力矩的作用（圖13b），使分子电矩轉向外电場的方向，但因分子熱运动的緣故，这种轉向也是微小的，并不能使所有的分子都很齐整的依照外电場的排列起來（圖13c）。外电場愈强，分子偶極子的排列也愈整齐。对整个电介質來說，垂直于方向电場方向的兩面也產生了束縛电荷，这就是有極分子的电極化現象。假使撤去外电場，由于分子热运动的緣故，它們的排列又变为雜乱无章，电介質成为中性。

（圖13）有極分子的極化

以上是从微观的分子現象出發，說明了兩类不同电介質的电極化原因，它們的微观过程虽有不同，而宏观結果，即產生束縛电荷，却是一样的。因此，在下面討論怎样从宏观的意义上來表征电介質的極化程度时，就沒有需要把它們区别开來。

电极化矢量 在电介質內任取体積元ΔV。如果沒有外电場时，在这个体積元內所有分子电矩的矢量和$\Sigma\vec{P}$将等于零。但是在外电場的影响下，由于电介質的極化，$\Sigma\vec{P}$将不等于零而有一定的量値。我們取單位体積內的电矩矢量和，即

$$\vec{P}=\frac{\Sigma\vec{P}}{\Delta V} \qquad (14)$$

作为量度电介質極化程度的基本物理量，称为电極化强度或P矢量。

不論在那一类电介質中，如果我們考慮一个微小区域內的电極化程度，如圖13所示的A，那么在这区域內的分子，将不僅受到外电場$\vec{E}_0$的影响，同时也受到除了它們自己以外的介質內束縛电荷所產生的电場$\vec{E}'$的影响，就是要受到在A处的合电場$\vec{E}$的影响。其关系如下：

（圖14）$\vec{P}$和$\vec{E}$的关系

$$\vec{E}=\vec{E}_0+\vec{E}' \tag{15}$$

因此．我們假設电極化强度$\vec{P}$是和电介質內的合場强$\vec{E}$正比，

$$\vec{P}=x\,\vec{E} \tag{16}$$

x是和电介質性質有关的比例系数，称为电極化率。

电極化率、介电系数和表面电荷的关系　現以兩块“无限大”平行板間介質的極化來說明它們之間的关系。設兩平板面積均为S，相隔距离为d，板上自由电荷的面密度为σ，又設其間介質均匀極化，靠近平板的介質面上出現束縛电荷，其面密度为σ'如圖14所示。表面上的自由电荷和束縛电荷均叫做表面电荷、因为介質均匀極化，故有

$$\vec{P}=\frac{(\Sigma\vec{P})\Delta v}{\Delta V}=\frac{(\Sigma\vec{P})v}{V}$$

式中V为兩板間的空間Sd。

而 $$|\Sigma\vec{P}|=(\sigma' S)\,d$$

所以 $$P=\frac{(\sigma' S)d}{Sd}=\sigma \tag{17}$$

这式表明介質的極化程度。也可用介質上的束縛电荷面密度σ'來量度。

兩板間的电場$\vec{E}$可以看成是由兩部分組成的：第一、自由电荷所產生的电場$\vec{E}_1$，$E_1=4\pi\sigma$；第二、介質面上束縛电荷所產生的电場$\vec{E}_2$，$E_2=4\pi\sigma'$。$\vec{E}_1$和$\vec{E}_2$的方向相反，因此

（圖15）$\vec{D}$，$\vec{E}$，$\vec{P}$关系式証明用圖

$$E=4\pi\sigma-4\pi\sigma'$$

因 $$P=\sigma'=xE \tag{18}$$

故 $$(1+4\pi x)E=4\pi\sigma$$

再由奥－高定理可得

$$D=\varepsilon E=4\pi\sigma$$

并比較得，

$$\varepsilon=1+4\pi x \tag{19}$$

这个公式給出介电系数与电極化率間的普遍关系式。上式兩端各乘以$\vec{E}$，又得出描述电場的三个矢量$\vec{D}$、$\vec{E}$和$\vec{P}$之間的普遍关系式：

$$\vec{D}=\vec{E}+4\pi\vec{P} \tag{20}$$

将$E=4\pi\sigma/\varepsilon$代入$E=4\pi\sigma-4\pi\sigma'$中，我們又得到兩种表面电荷（自由的和束縛的）的面密度与介电系数关系

$$\sigma'=\left(1-\frac{1}{\varepsilon}\right)\sigma$$

这个式子僅在我們这个特例中适用、并不是普遍关系式。

§1—5　压电現象和焦电現象

变电体　在一般电介質中，在相当大的范圍內，介电系数ε之値和場强无关，亦則存在着电極化程度与場强成正比的簡單关系。可是在有些物質中，电極化現象特殊，介电系数不

是恒量，是随場强变化的，并且在撤去外电場后，电介質并不成为中性，而有剩余極化，这一类物体称为变电体。其中以酒石酸鉀鈉($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$)为最特出，它的电極化效应非常巨大，以致它的介电系数ε达到数千以上的数值。在电工上变电体可以用作各种不同需要的絕緣材料，特别是用來作电容器。

压电現象　对于石英，电气石，酒石酸鉀鈉等离子性的晶体，由于結晶點陣的有規則分布，当晶体發生机械变形时，例如拉伸或压縮，也会產生电極化現象，称为压电現象。石英在1000[克][厘米]$^{-2}$的压强下，相对兩个面上出現正負电荷，產生約0.5[伏]的电位差。

压电現象还有逆現象，即晶体帶电时或在电場中时，晶体的大小發生变化，也就是晶体有了伸長或縮短，这称为电致伸縮。

在現代技術上，以上兩种現象都有广泛应用。例如在兩平行金属板間放置石英片，再在金属板上加一頻率与石英片的固有頻率相同的交变电压，則石英片將作强烈的高頻的振动，在周圍介質中產生高于声頻的波动，產生了超声波。在金属焊接，鑽孔，材料檢驗，水中探測等方面有广泛的应用。在无綫电工程中，压电石英常用來穩定电振蕩的頻率。一般地說，压电現象可用來变机械振动为电振蕩或变电振蕩为机械振动。

焦电現象　当溫度改变时电气石和石英等晶体表面会帶电。把电气石晶体加热并把粉碎的硫磺和鉛丹粉末撒在上面，即易証实这一點。原因是晶体热膨脹在不同方向上不一样。加热时晶体發生形变，它的粒子偶極矩改变了，因此在其表面上出現电荷。其原因和压电現象一样。因兩个現象有密切关系。热膨脹时出現的电荷与伸長时出現的电荷的符号相同。冷却时出現的电荷相当于压縮形变时出現的电荷。

在这种情形中，其反現象也是大家所知道的。即把晶体放入电場中时，它的溫度也略为改变。

§1-6　电　　容

現在我們來研究導体的一个很重要的物理量——电容。

首先研究眞空中一个“孤立”導体的电容，即其它物体对它的影响可以略去的導体的电容，我們知道：此導体所帶的电量q和它所对应的电位U之比，是一个和導体所帶的电荷多少无关的量，这个量叫做“孤立”導体的电容C：

$$C=\frac{q}{U} \tag{21}$$

導体的电容，表征導体所具有的性質，它与組成導体的材料沒有关系，而与導体的大小和几何形狀有关，它在数值上等于当这導体的电位为一單位时所具有的电量。

其次研究非孤立導体的电容，如附近有其它導体和电介質存在的導体的电容。

如附近有其他導体存在，由于靜电感应的关系，在其他導体上感应有大小相等的正負电荷，使原導体的电位降低，从而电容增大了。

如附近有电介質存在，導体附近的电場强度减小了，电位降低了，从而導体的电容也增大了。

故欲得到大的电容，得用導体組并引入电介質。

例一　球体的电容，設球体帶有电荷q，球半徑为r，則球体的电位$U=q/\varepsilon r$。ε为介电系数。

从而球体的电容C为

$$C=\frac{q}{U}=\frac{q}{q/\varepsilon r}=\varepsilon r$$

在真空中C=r。

例二 兩平行金屬板电容器，电容器也叫導体組，其电容定义为任一極板电荷的絕对値q和兩極板間电位差$U=U_A-U_B$之比：

$$C=\frac{q}{U_A-U_B}。\tag{22}$$

“孤立”導体电容的定义和电容器的定义实际上是相同的。因为“孤立”導体可以認为与无穷远处的導体構成电容器，而无穷远处的电位为零，所以“孤立”導体的电位等于它和无穷远处的導体的电位差。

設有兩平行的金屬極板，兩板間充滿了介电系数为ε的电介質，每板的面積为S，兩板內表面之間的距离为d，并使板面的綫度远大于兩板內表面之間的距离(圖16)。令A板帶正电，B板帶等量的負电。現在我們所考慮的板面很大，兩板之間的距离又很小，所以除了边緣部分外，A和B兩板的內表面上可以認为是均匀帶电的，电荷的面密度σ和−σ都是恒量。

根据电場的計算，兩板間匀强电場的場强为

$$E=\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$$

（圖16）平板电容器兩板之間的电場

兩板之間的电位差U_A-B_B为

$$U_A-U_B=Ed=\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}d=\frac{4\pi xd}{\varepsilon S}$$

上式中$q=\sigma S$为任一極板內表面上的电荷总电量。根据电容器电容的定义，得平板电容器的电容C为

$$C=\frac{q}{U_A-U_B}=\frac{\varepsilon S}{4\pi d}\tag{23}$$

由此可見，只要能够保持兩板間的电場均匀性，平板电容器的电容是一定的。而匀强电場的条件，則決定于板面綫度与兩板間距离之比，所以只要板面綫度远大于兩板距离时，它的电容将在很大的程度上不受外界影响，而且只要使兩板之間的距离足够微小时，就可用較小的板面，获得較大的电容。所以，平板电容器是滿足电容器的兩个要求的。

§1—7 电場的能量

任何帶电过程都是电荷之間相对移动过程，所以在任何帶电系統的形成过程中，外力必須克服电荷之間的相互作用力而作功，因而必須有外界能源供給某种形式的能量。到了帶电