

静电场中的导体

前 两章中讲述了有关静电场的基本概念和一般规律。实际上,通常利用导体带电形成电场。本章讨论导体带电和它周围的电场有什么关系,也就是介绍静电场的一般规律在有导体存在的情况下的具体应用。作为基础知识,本章的讨论只限于各向同性的均匀的金属导体在电场中的情况。

14.1 导体的静电平衡条件

金属导体的电结构特征是在它内部有可以自由移动的电荷——自由电子,将金属导体放在静电场中,它内部的自由电子将受静电场的作用而产生定向运动。这一运动将改变导体上的电荷分布,这电荷分布的改变又将反过来改变导体内部和周围的电场分布。这种电荷和电场的分布将一直改变到导体达到静电平衡状态为止。

所谓导体的静电平衡状态是指导体内部和表面都没有电荷定向移动的状态。这种状态只有在导体内部电场强度处处为零时才有可能达到和维持。否则,导体内部的自由电子在电场的作用下将发生定向移动。同时,导体表面紧邻处的电场强度必定和导体表面垂直。否则电场强度沿表面的分量将使自由电子沿表面作定向运动。因此,导体处于静电平衡的条件是

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = 0, \quad \mathbf{E}_{\text{s}} \perp \text{表面} \quad (14.1)$$

应该指出,这一静电平衡条件是由导体的电结构特征和静电平衡的要求所决定的,与导体的形状无关。

图 14.1 画出了两个导体处于静电平衡时电荷和电场分布的情况(图中实线为电场线,虚线为等势面和纸面的交线)。球形导体 A 上原来带有正电荷而且均匀分布,原来不带电的导体 B 引入后,其中自由电子在 A 上电荷的电场作用下向靠近 A 的那一端移动,使 B 上出现等量异号的感生电荷。与此同时, A 上的电荷分布也发生了改变。这些电荷分布的改变将一直

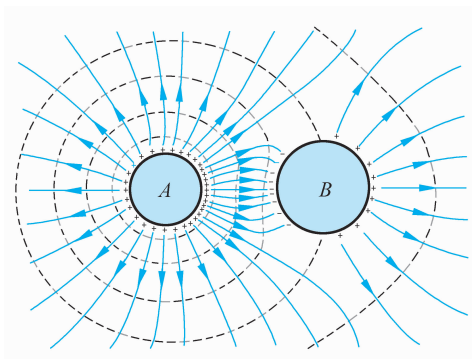


图 14.1 处于静电平衡的导体的电荷和电场的分布

进行到它们在导体内部的合场强等于零为止。这时导体外的电场分布和原来相比也发生了改变。

导体处于静电平衡时,既然其内部电场强度处处为零,而且表面紧邻处的电场强度都垂直于表面,所以导体中以及表面上任意两点间的电势差必然为零。这就是说,处于静电平衡的导体是等势体,其表面是等势面。这是导体静电平衡条件的另一种说法。

14.2 静电平衡的导体上的电荷分布

处于静电平衡的导体上的电荷分布有以下的规律。

(1) 处于静电平衡的导体,其内部各处净电荷为零,电荷只能分布在表面。

这一规律可以用高斯定律证明,为此可在导体内部围绕任意 P 点作一个小封闭曲面 S ,如图 14.2 所示。由于静电平衡时导体内部场强处处为零,因此通过此封闭曲面的电通量必然为零。由高斯定律可知,此封闭面内电荷的代数和为零。由于这个封闭面很小,而且 P 点是导体内任意一点,所以可得出在整个导体内无净电荷,电荷只能分布在导体表面上的结论。

(2) 处于静电平衡的导体,其表面上各处的面电荷密度与当地表面紧邻处的电场强度的大小成正比。

这个规律也可以用高斯定律证明,为此,在导体表面紧邻处取一点 P ,以 E 表示该处的电场强度,如图 14.3 所示。过 P 点作一个平行于导体表面的小面积元 ΔS ,以 ΔS 为底,以过 P 点的导体表面法线为轴作一个封闭的扁筒,扁筒的另一底面 $\Delta S'$ 在导体的内部。由于导体内部场强为零,而表面紧邻处的场强又与表面垂直,所以通过此封闭扁筒的电通量就是通过 ΔS 面的电通量,即等于 $E\Delta S$,以 σ 表示导体表面上 P 点附近的面电荷密度,则扁筒包围的电荷就是 $\sigma\Delta S$ 。根据高斯定律可得

$$E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\epsilon_0}$$

由此得

$$\sigma = \epsilon_0 E \quad (14.2)$$

此式就说明处于静电平衡的导体表面上各处的面电荷密度与当地表面紧邻处的场强大小成正比。

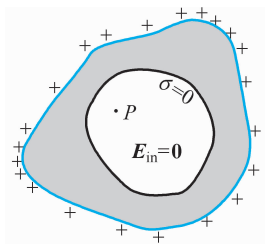


图 14.2 导体内无净电荷

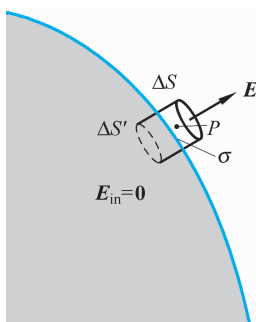


图 14.3 导体表面电荷与场强的关系

利用式(14.2)也可以由导体表面某处的面电荷密度 σ 求出当地表面紧邻处的场强 E 。这样做时,这一公式容易被误解为导体表面紧邻某处的电场仅仅是由当地导体表面上的电荷产生的,其实不然。此处电场实际上是所有电荷(包括该导体上的全部电荷以及导体外现有的其他电荷)产生的,而 E 是这些电荷的合场强。只要回顾一下在式(14.2)的推导过程中利用了高斯定律就可以明白这一点。当导体外的电荷位置发生变化时,导体上的电荷分布也会发生变化,而导体外面的合电场分布也要发生变化。这种变化将一直继续到它们满足式(14.2)的关系使导体又处于静电平衡为止。

(3) 孤立的导体处于静电平衡时,它的表面各处的面电荷密度与各处表面的曲率有关,曲率越大的地方,面电荷密度也越大。

图 14.4 画出一个有尖端的导体表面的电荷和场强分布的情况,尖端附近的面电荷密度最大。

尖端上电荷过多时,会引起尖端放电现象。这种现象可以这样来解释。由于尖端上面电荷密度很大,所以它周围的电场很强。那里空气中散存的带电粒子(如电子或离子)在这强电场的作用下作加速运动时就可能获得足够大的能量,以致它们和空气分子碰撞时,能使后者离解成电子和离子。这些新的电子和离子与其他空气分子相碰,又能产生新的带电粒子。这样,就会产生大量的带电粒子。与尖端上电荷异号的带电粒子受尖端电荷的吸引,飞向尖端,使尖端上的电荷被中和掉;与尖端上电荷同号的带电粒子受到排斥而从尖端附近飞走。图 14.5 从外表上看,就好像尖端上的电荷被“喷射”出来放掉一样,所以叫做尖端放电。

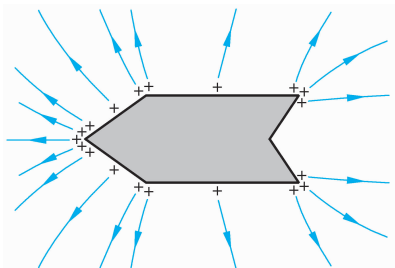


图 14.4 导体尖端处电荷多

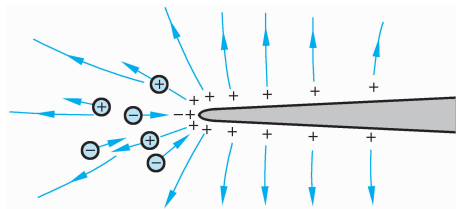


图 14.5 尖端放电示意图

在高电压设备中,为了防止因尖端放电而引起的危险和漏电造成的损失,输电线的表面应是光滑的。具有高电压的零部件的表面也必须做得十分光滑并尽可能做成球面。与此相反,在很多情况下,人们还利用尖端放电。例如,火花放电设备的电极往往做成尖端形状。避雷针也是利用其尖端的电场强度大,空气被电离,形成放电通道,使云地间电流通过导线流入地下而避免“雷击”的。(雷击实际上是天空中大量异号电荷急剧中和所产生的恶果。关于雷电请参看“今日物理趣闻 G 大气电学”。)

14.3 有导体存在时静电场的分析与计算

导体放入静电场中时,电场会影响导体上电荷的分布,同时,导体上的电荷分布也会影响电场的分布。这种相互影响将一直继续到达到静电平衡时为止,这时导体上的电荷分布以及周围的电场分布就不再改变了。这时的电荷和电场的分布可以根据静电场的基本规

律、电荷守恒以及导体静电平衡条件加以分析和计算。下面举几个例子。

例 14.1

有一块大金属平板,面积为 S ,带有总电量 Q ,今在其近旁平行地放置第二块大金属平板,此板原来不带电。(1)求静电平衡时,金属板上的电荷分布及周围空间的电场分布;(2)如果把第二块金属板接地,最后情况又如何?(忽略金属板的边缘效应)

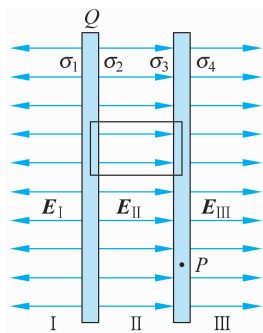


图 14.6 例 14.1 解(1)用图

解 (1) 由于静电平衡时导体内部无净电荷,所以电荷只能分布在两金属板的表面上。不考虑边缘效应,这些电荷都可当作是均匀分布的。设 4 个表面上的面电荷密度分别为 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 和 σ_4 , 如图 14.6 所示。由电荷守恒定律可知

$$\sigma_1 + \sigma_2 = \frac{Q}{S}$$

$$\sigma_3 + \sigma_4 = 0$$

由于板间电场与板面垂直,且板内的电场为零,所以选一个两底分别在两个金属板内而侧面垂直于板面的封闭面作为高斯面,则通过此高斯面的电通量为零。根据高斯定律就可以得出

$$\sigma_2 + \sigma_3 = 0$$

在金属板内一点 P 的场强应该是 4 个带电面的电场的叠加,因而有

$$E_P = \frac{\sigma_1}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_2}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma_3}{2\epsilon_0} - \frac{\sigma_4}{2\epsilon_0}$$

由于静电平衡时,导体内各处场强为零,所以 $E_P = 0$,因而有

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 - \sigma_4 = 0$$

将此式和上面 3 个关于 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 和 σ_4 的方程联立求解,可得电荷分布的情况为

$$\sigma_1 = \frac{Q}{2S}, \quad \sigma_2 = \frac{Q}{2S}, \quad \sigma_3 = -\frac{Q}{2S}, \quad \sigma_4 = \frac{Q}{2S}$$

由此可根据式(14.2)求得电场的分布如下:

在 I 区, $E_I = \frac{Q}{2\epsilon_0 S}$, 方向向左;

在 II 区, $E_{II} = \frac{Q}{2\epsilon_0 S}$, 方向向右;

在 III 区, $E_{III} = \frac{Q}{2\epsilon_0 S}$, 方向向右。

(2) 如果把第二块金属板接地(图 14.7),它就与地这个大导体连成一体。这块金属板右表面上的电荷就会分散到更远的地球表面上而使得这右表面上的电荷实际上消失,因而

$$\sigma_4 = 0$$

第一块金属板上的电荷守恒仍给出

$$\sigma_1 + \sigma_2 = \frac{Q}{S}$$

由高斯定律仍可得

$$\sigma_2 + \sigma_3 = 0$$

为了使得金属板内 P 点的电场为零,又必须有

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = 0$$

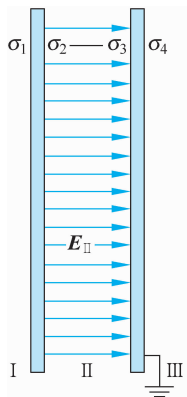


图 14.7 例 14.1 解(2)用图

以上 4 个方程式给出

$$\sigma_1 = 0, \quad \sigma_2 = \frac{Q}{S}, \quad \sigma_3 = -\frac{Q}{S}, \quad \sigma_4 = 0$$

和未接地前相比,电荷分布改变了。这一变化是负电荷通过接地线从地里跑到第二块金属板上的结果。这负电荷的电量一方面中和了金属板右表面上的正电荷(这是正电荷跑入地球的另一种说法),另一方面又补充了左表面上的负电荷使其面密度增加一倍。同时第一块板上的电荷全部移到了右表面上。只有这样,才能使两导体内部的场强为零而达到静电平衡状态。

这时的电场分布可根据上面求得的电荷分布求出,即有

$$E_{\perp} = 0; \quad E_{\parallel} = \frac{Q}{\epsilon_0 S}, \text{向右}; \quad E_{\text{III}} = 0$$

例 14.2

一个金属球 A, 半径为 R_1 。它的外面套一个同心的金属球壳 B, 其内外半径分别为 R_2 和 R_3 。二者带电后电势分别为 φ_A 和 φ_B 。求此系统的电荷及电场的分布。如果用导线将球和壳连接起来, 结果又将如何?

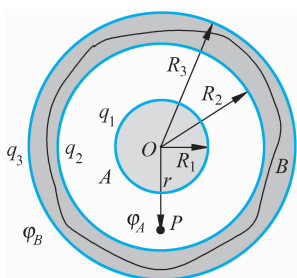


图 14.8 例 14.2 用图

解 导体球和壳内的电场应为零, 而电荷均匀分布在它们的表面上。如图 14.8 所示, 设 q_1, q_2, q_3 分别表示半径为 R_1, R_2, R_3 的金属球面上所带的电量。由例 13.1 的结果和电势叠加原理可得

$$\varphi_A = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 R_1} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 R_2} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0 R_3}$$

$$\varphi_B = \frac{q_1 + q_2 + q_3}{4\pi\epsilon_0 R_3}$$

在壳内作一个包围内腔的高斯面, 由高斯定律就可得

$$q_1 + q_2 = 0$$

联立解上述 3 个方程, 可得

$$q_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 (\varphi_A - \varphi_B) R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \quad q_2 = \frac{4\pi\epsilon_0 (\varphi_B - \varphi_A) R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \quad q_3 = 4\pi\epsilon_0 \varphi_B R_3$$

由此电荷分布可求得电场分布如下:

$$E = 0 \quad (r < R_1)$$

$$E = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) R_1 R_2}{(R_2 - R_1) r^2} \quad (R_1 < r < R_2)$$

$$E = 0 \quad (R_2 < r < R_3)$$

$$E = \frac{\varphi_B R_3}{r^2} \quad (r > R_3)$$

如果用导线将球和球壳连接起来, 则壳的内表面和球表面的电荷会完全中和而使两个表面都不再带电, 二者之间的电场变为零, 而二者之间的电势差也变为零。在球壳的外表面上电荷仍保持为 q_3 , 而且均匀分布, 它外面的电场分布也不会改变而仍为 $\varphi_B R_3 / r^2$ 。

14.4 静电屏蔽

静电平衡时导体内部的场强为零这一规律在技术上用来作静电屏蔽。用一个金属空壳就能使其内部不受外面的静止电荷的电场的影响, 下面我们来说明其中的道理。

如图 14.9 所示,一金属空壳 A 外面放有带电体 B ,当空壳处于静电平衡时,金属壳体内部的场强为零。这时如果在壳体内作一个封闭曲面 S 包围住空腔,可以由高斯定律推知空腔内表面上的净电荷为零。但是会不会在内表面上某处有正电荷,另一处有等量的负电荷呢? 不会的。因为如果是这样,则空腔内将有电场。这一电场将使得内表面上带正电荷和带负电荷的地方有电势差,这与静电平衡时导体是等势体的性质就相矛盾了。所以空壳的内表面上必然处处无净电荷而空腔内的电场强度也就必然为零。这个结论是和壳外的电荷和电场的分布无关的,因此金属壳就起到了屏蔽外面电荷的电场的作用。

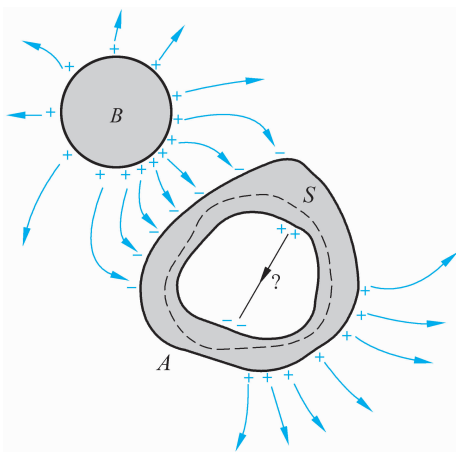


图 14.9 金属空壳的静电屏蔽作用

应该指出,这里不要误认为由于导体壳的存在,壳外电荷就不在空腔内产生电场了。实际上,壳外电荷在空腔内同样产生电场。空腔内的场强所以为零,是因为壳的外表面上的电荷分布发生了变化(或说产生了感生电荷)的缘故。这些重新分布的表面电荷在空腔内也产生电场,这电场正好抵消了壳外电荷在空腔内产生的电场。如果导体壳外的带电体的位置改变了,那么导体壳外表面上的电荷分布也会跟着改变,其结果将是始终保持壳内的总场强为零。

在电子仪器中,为了使电路不受外界带电体的干扰,就把电路封闭在金属壳内。实用上常常用金属网罩代替全封闭的金属壳。传送微弱电信号的导线,其外表就是用金属丝编成的网包起来的。这样的导线叫**屏蔽线**。

导体空壳内电场为零的结论还有重要的理论意义。对于库仑定律中的反比指数“2”,库仑曾用扭秤实验直接地确定过,但是扭秤实验不可能做得非常精确。处于静电平衡的导体空壳内无电场的结论是由高斯定律和静电场的电势概念导出的,而这些又都是库仑定律的直接结果。因此在实验上检验导体空壳内是否有电场存在可以间接地验证库仑定律的正确性。卡文迪许和麦克斯韦以及威廉斯等人都是利用这一原理做实验来验证库仑定律的。

* 14.5 唯一性定理

关于静电场有一条重要的定理——**唯一性定理**。其内容是,有若干个导体存在时,在给定的条件下,空间的电场分布和导体表面的电荷分布是**唯一地**被确定了的。这些条件可以按下列三种方式的任一种给出:

- (1) 给定每个导体上的总电量,例 14.1 就是这种情形;
- (2) 给定每个导体的电势,例 14.2 就是这种情形;
- (3) 给定一些导体的总电量和另一些导体的电势。

由于导体在静电平衡条件下电荷只存在于表面而且表面是个等势面,所以上述条件都是给出导体表面,或者说是导体与真空的分界面的情况。因此,这些条件就叫**边界条件**或**边值**。唯一性定理可简述为:给定边界条件后,静电场的分布就**唯一地**确定了。

唯一性定理从物理上直观判断,似乎容易理解。例如位置固定的一组导体分别带上一

定的电量后,最后在静电平衡下,似乎只会有一种实际的电场分布。但要用有导体存在时静电场的基本规律对此定理加以一般的严格的证明,则是一件比较麻烦的事。下面仅对按上述第二种方式给定边界条件的情况加以说明。

假定各个导体的电势已给定,即所述电场的边界(包括无限远处的表面)上电势已给定。为了求出边界内各处电场强度的分布,可像 13.4 节指出的那样,先求出电势分布,然后求其梯度而得电场强度的分布。设在给定的电势边界条件下,函数 $\varphi(x,y,z)$ 是所求的电势分布的一个解,下面证明只可能有这一个解。这样的证明方法具有这类证明的典型性。

设有函数 $\varphi'(x,y,z)$ 是满足同样电势边界条件的另一个解。现在考虑这两个解的一种叠加,即

$$\varphi^*(x,y,z) = \varphi(x,y,z) - \varphi'(x,y,z) \quad (14.3)$$

根据电场的叠加原理,这一叠加场应该和 φ, φ' 一样遵守静电场的基本规律,如高斯定律。但这一叠加场不满足所给的边界条件。这是由于 φ 和 φ' 在边界上各处具有相同的给定值,所以 φ^* 在边界上各处都等于零。这样, φ^* 将是在所有边界上电势都是零的电场的电势分布。果然如此,则 φ^* 在边界内各处也都必须等于零。因为如若不然,则 φ^* 将在某处,例如 P 点,有一极大值(或极小值)。如果围绕此极大(或极小值)所在处的 P 点作一封闭曲面,则在此曲面上各处的电场强度的方向都将指离(或指向) P 点。这样,通过此封闭曲面的电通量将不为零(这种情况的二维解说模型如图 14.10 所示,在 xy 平面内的区域 A 的边界上 φ^* 值为零)。但是,据设定,在边界内各处是真空,并无电荷存在。通过封闭面的电通量不为零是违反高斯定律的。于是 φ^* 不可能具有极大或极小值,而只能处处为零。这样,由式(14.3)就直接得出 $\varphi' = \varphi$ 。这说明,满足原给定边界条件的电势函数只有一个。这就是唯一性定理^①。

下面介绍唯一性定理的两个应用实例。

首先,可以用唯一性定理严格地说明静电屏蔽的道理。如图 14.11 所示,在一个金属盒子内外都有一定的带电导体。考虑盒子内的空间。如果盒子的电势给定(例如接地,这时它的电势为零),其内每个导体的总电量(或电势)也给定,则这一空间的边界条件就给定了。根据唯一性定理,盒内的电场以及各导体表面的电荷分布也就唯一地确定了。与盒外的带电体和它们产生的电场无关。这就是说,金属盒完全屏蔽了盒外带电体的影响。

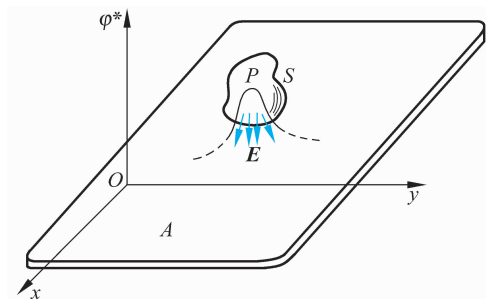


图 14.10 说明唯一性定理的二维模型

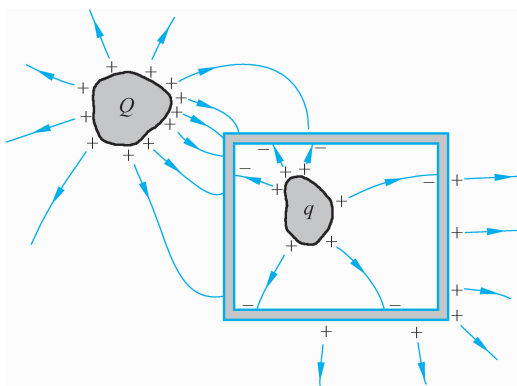


图 14.11 静电屏蔽

① 唯一性定理是关于电磁场的一个普遍定理: 给定边界条件和初值, 电磁场及其演化就唯一地被确定了。这里讲的只是在真空中有若干个导体存在时的静电场的特殊情况。

其次,介绍一下求解静电场的一种很有启发性的方法——**镜像法**。考虑下述例子。点电荷 q 放在一个水平的无限大接地金属板的上方 h 处,试求板上方空间内的电场分布和板面上的电荷分布。

在这个问题中,可以把点电荷看作一个小导体球,其表面带有总电荷 q 。对导体平面以上的空间而言,其“外表面”(金属表面以及包围上半空间的无限远处的“表面”)的电势都是零。这就是按前述第三种方式给定了边界条件。因此,导体平面以上空间内的电场及导体表面的电荷的分布就唯一地确定了。

既然结果是唯一的,那么无论用什么方法得到的结果就是所要求的解。为了求出此解,我们设想一个窍门。设想在导体表面的正下方 h 处放另一点电荷 $-q$,与上方电荷异号等量,好像是 q 在以导体表面为镜面内的虚像(图 14.12),然后把金属板撤去。这样我们就得到一对正负电荷的电场。已知在这样的电场中,两电荷连线的垂直平分面(它和原来金属表面完全重合)上的电势也等于零。这样,这一对电荷的电场的上半部的边界条件就和金属板存在时完全一样,而其电场分布,由于是唯一的,也就完全一样了。因此,就可以借助那一对电荷的电场来求出金属平板上方的电场了,而这是比较容易的。

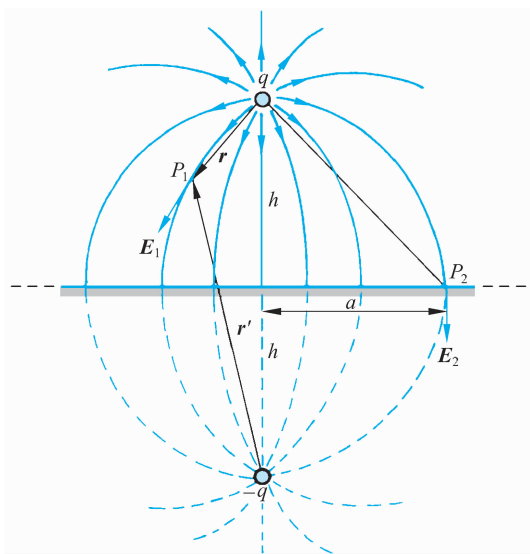


图 14.12 镜像法示例

金属板上方的电场分布和板面上的电荷分布显然具有以通过 q 的竖直线为轴的轴对称性,所以可以只求图示平面上的电场分布。由点电荷电场的叠加可得板上方任一点 P_1 处的电场为

$$\mathbf{E}_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \mathbf{r} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r'^3} \mathbf{r}' \quad (14.4)$$

式中, $\mathbf{r}$ 和 $\mathbf{r}'$ 分别表示从电荷 q 和其镜像电荷 $-q$ 引到 P_1 点的径矢。

对于带电平面上任一点 P_2 , 上式给出

$$E_2 = E_{2n} = \frac{-2qh}{4\pi\epsilon_0 (a^2 + h^2)^{3/2}} \quad (14.5)$$

负号表示该处电场指向导体内部,即向下。由式(14.2)可求出金属表面该处的面电荷密度为

$$\sigma = \epsilon_0 E_{2n} = \frac{-qh}{2\pi(a^2 + h^2)^{3/2}} \quad (14.6)$$

式(14.4)和式(14.6)即本问题的解答。

还可以根据式(14.6)积分求出金属板面上所感生的总电荷为

$$q' = \int_0^\infty \sigma \cdot 2\pi a da = -q \int_0^\infty \frac{ha da}{(a^2 + h^2)^{3/2}} = -q$$

即 q' 和 q 大小相等,符号相反,正应该如此。

提要

1. 导体的静电平衡条件

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = 0, \text{表面外紧邻处 } \mathbf{E}_s \perp \text{表面}$$

或导体是个等势体。

2. 静电平衡的导体上电荷的分布

$$q_{\text{in}} = 0, \quad \sigma = \epsilon_0 E$$

3. 计算有导体存在时的静电场分布问题的基本依据

高斯定律,电势概念,电荷守恒,导体静电平衡条件。

4. 静电屏蔽: 金属空壳的外表面上及壳外的电荷在壳内的合场强总为零,因而对壳内无影响。

* 5. 唯一性定理: 给定了边界条件,静电场的分布就唯一地确定了。

思考题

14.1 各种形状的带电导体中,是否只有球形导体其内部场强才为零? 为什么?

14.2 一带电为 Q 的导体球壳中心放一点电荷 q ,若此球壳电势为 φ_0 ,有人说:“根据电势叠加,任一

P 点(距中心为 r)的电势 $\varphi_P = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} + \varphi_0$ ”,这说法对吗?

14.3 使一孤立导体球带正电荷,这孤立导体球的质量是增加、减少还是不变?

14.4 在一孤立导体球壳的中心放一点电荷,球壳内、外表面上的电荷分布是否均匀? 如果点电荷偏离球心,情况如何?

14.5 把一个带电物体移近一个导体壳,带电体单独在导体壳的腔内产生的电场是否为零? 静电屏蔽效应是如何发生的?

14.6 设一带电导体表面上某点附近面电荷密度为 σ ,则紧靠该处表面外侧的场强为 $E = \sigma/\epsilon_0$ 。若将另一带电体移近,该处场强是否改变? 这场强与该处导体表面的面电荷密度的关系是否仍具有 $E = \sigma/\epsilon_0$ 的形式?

14.7 空间有两个带电导体,试说明其中至少有一个导体表面上各点所带电荷都是同号的。

14.8 无限大均匀带电平面(面电荷密度为 σ)两侧场强为 $E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$, 而在静电平衡状态下, 导体表面(该处表面面电荷密度为 σ)附近场强 $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$, 为什么前者比后者小一半?

14.9 两块平行放置的导体大平板带电后, 其相对的两表面上的面电荷密度是否一定是大小相等, 符号相反? 为什么?

14.10 在距一个原来不带电的导体球的中心 r 处放置一电量为 q 的点电荷。此导体球的电势多大?

14.11 如图 14.13 所示, 用导线连接着的金属球 A 和 B 原来都不带电, 今在其近旁各放一金属球 C 和 D, 并使二者分别带上等量异号电荷, 则 A 和 B 上感生出电荷。如果用导线将 C 和 D 连起来, 各导体球带电情况是否改变? 可能由于正负电荷相互吸引而保持带电状态不变吗?

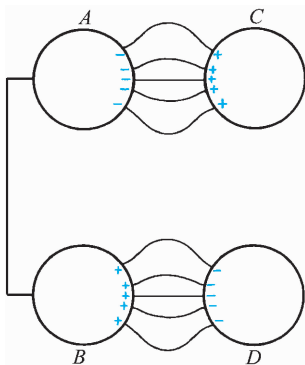


图 14.13 思考题 14.11 用图

习题

14.1 求导体外表面紧邻处场强的另一方法。设导体面上某处面电荷密度为 σ , 在此处取一小面积 ΔS , 将 ΔS 面两侧的电场看成是 ΔS 面上的电荷的电场(用无限大平面算)和导体上其他地方以及导体外的电荷的电场(这电场在 ΔS 附近可以认为是均匀的)的叠加, 并利用导体内合电场应为零求出导体表面处紧邻处的场强为 σ/ϵ_0 (即式(14.2))。

14.2 一导体球半径为 R_1 , 其外同心地罩以内外半径分别为 R_2 和 R_3 的厚导体壳, 此系统带电后内球电势为 φ_1 , 外球所带总电量为 Q 。求此系统各处的电势和电场分布。

14.3 在一半径为 $R_1 = 6.0 \text{ cm}$ 的金属球 A 外面套有一个同心的金属球壳 B。已知球壳 B 的内、外半径分别为 $R_2 = 8.0 \text{ cm}$, $R_3 = 10.0 \text{ cm}$ 。设 A 球带有总电量 $Q_A = 3 \times 10^{-8} \text{ C}$, 球壳 B 带有总电量 $Q_B = 2 \times 10^{-8} \text{ C}$ 。

(1) 求球壳 B 内、外表面上各带有的电量以及球 A 和球壳 B 的电势;

(2) 将球壳 B 接地然后断开, 再把金属球 A 接地。求金属球 A 和球壳 B 内、外表面上各带有的电量以及金属球 A 和球壳 B 的电势。

14.4 一个接地的导体球, 半径为 R , 原来不带电。今将一点电荷 q 放在球外距球心的距离为 r 的地方, 求球上的感生电荷总量。

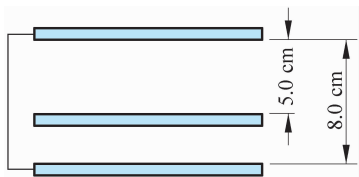


图 14.14 习题 14.5 用图

14.5 如图 14.14 所示, 有三块互相平行的导体板, 外面的两块用导线连接, 原来不带电。中间一块上所带总面电荷密度为 $1.3 \times 10^{-5} \text{ C/m}^2$ 。求每块板的两个表面的面电荷密度各是多少? (忽略边缘效应)

14.6 一球形导体 A 含有两个球形空腔, 这导体本身的总电荷为零, 但在两空腔中心分别有一点电荷 q_b 和 q_c , 导体球外距导体球很远的 r 处有另一点电荷 q_d (图 14.15)。试求 q_b , q_c 和 q_d 各受到多大的力。哪个答案是近似的?

14.7 试证静电平衡条件下导体表面单位面积受的力为 $f = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_n$, 其中 σ 为面电荷密度, $\mathbf{e}_n$ 为表面的外法线方向的单位矢量。此力方向与电荷的符号无关, 总指向导体外部。

14.8 在范德格拉夫静电加速器中, 是利用绝缘传送带向一个金属球壳输送电荷而使球的电势升高