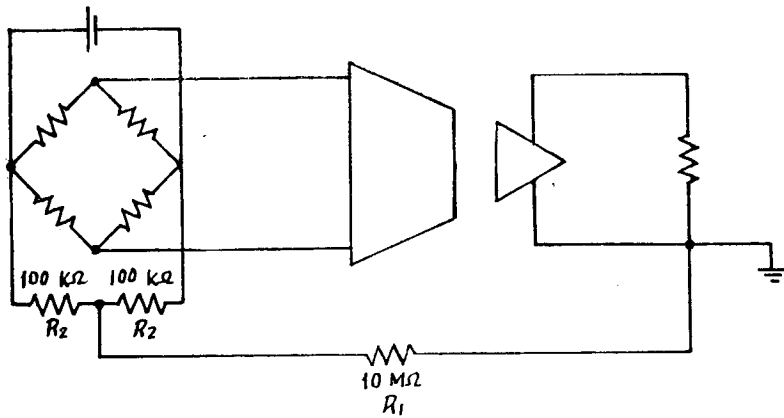


# 仪器的接地与屏蔽技术

[美] R. 摩里逊 著

史永基 译



洛阳市科技情报研究所

1980

# 仪器的接地与屏蔽技术

[美]R.摩里逊 著

史永基 译

洛阳市科技情报研究所

1980

# 目 录

<b>第一章 静电学</b> .....	( 1 )
1.1 电荷与电量.....	( 1 )
1.2 电荷之间的相互作用力.....	( 1 )
1.3 电场.....	( 2 )
1.4 电位差 (或电压) .....	( 2 )
1.5 电位梯度.....	( 3 )
1.6 带电球形导体.....	( 3 )
1.7 导体附近的电场.....	( 4 )
1.8 电位移场 $D$ .....	( 4 )
1.9 场的表示方法.....	( 5 )
1.10 静电学中的几个难点.....	( 6 )
1.11 MKS单位制 .....	( 7 )
1.12 球壳上的电荷.....	( 8 )
1.13 典型的电荷分布.....	( 10 )
1.14 圆柱形表面.....	( 11 )
1.15 平行板电容器.....	( 12 )
<b>第二章 电容和能量储存</b> .....	( 13 )
2.1 概述.....	( 13 )
2.2 格林 (Green) 互换定理.....	( 13 )
2.3 固有倒电容和互倒电容.....	( 14 )
2.4 固有电容和互电容.....	( 15 )
2.5 静电屏蔽.....	( 15 )
2.6 单个电容器中的能量.....	( 16 )
2.7 多个电容器系统中的能量储存.....	( 17 )
2.8 用场表示的能量.....	( 17 )
2.9 为什么场的概念这样重要.....	( 18 )
<b>第三章 静电学的实际应用</b> .....	( 19 )
3.1 概述.....	( 19 )
3.2 通过电容器的电流.....	( 19 )
3.3 电源.....	( 20 )
3.4 静电屏蔽.....	( 21 )
3.5 地球平面.....	( 22 )
3.6 典型的电容值.....	( 22 )

3.7 房间的干扰	(23)
<b>第四章 电子仪器的实际屏蔽</b>	(25)
4.1 放大器的屏蔽	(25)
4.2 进入屏蔽壳的信号	(27)
4.3 屏蔽电流	(28)
4.4 屏蔽电流的方向	(28)
4.5 屏蔽连接法—分段法	(29)
4.6 电源引入线	(30)
4.7 电源变压器的使用	(30)
4.8 单屏蔽电源变压器	(30)
4.9 线圈与屏蔽的互电容	(31)
4.10 单屏蔽变压器及其连接方法	(32)
4.11 双静电屏蔽	(33)
4.12 单端放大器	(34)
4.13 放大器屏蔽的分段	(35)
4.14 屏蔽壳定则	(36)
4.15 初级屏蔽连接方法	(36)
4.16 关于固定电流回路的法则	(36)
<b>第五章 差动放大器</b>	(38)
5.1 概述	(38)
5.2 电子仪器的基本问题	(39)
5.3 电子仪器差动放大器	(40)
5.4 共态信号电压	(40)
5.5 共态信号容量	(41)
5.6 共态衰减系数(或共模抑制比)	(41)
5.7 差动放大器问题的解决办法	(42)
5.8 磁通耦合差动直流放大器概述	(44)
5.9 磁通耦合的输入调制技术	(44)
5.10 磁通耦合仪器中后置调制技术	(45)
5.11 磁通耦合仪器的优缺点	(46)
5.12 电子耦合差动直流放大器	(47)
5.13 电子耦合仪器中的后置放大器	(48)
5.14 电子耦合仪器中的前置放大器	(48)
5.15 电子耦合仪器中的回路条件	(49)
5.16 电子耦合仪器的优缺点	(50)
5.17 光电耦合技术	(50)
<b>第六章 一般应用问题</b>	(51)
<b>几点说明</b>	

6.1 单端放大器的使用	(51)
6.2 电荷放大器	(51)
6.3 单端放大器的同轴输入	(52)
6.4 同轴—双轴交接面	(53)
6.5 电阻电桥的应用 (应变计)	(53)
6.6 绝缘电阻电桥和接地观察点	(54)
6.7 单端放大器和温差电偶	(54)
6.8 差动放大器的应用	(55)
6.9 浮置电源和差动放大器	(56)
6.10 温差电偶的误用屏蔽	(57)
6.11 温差电偶的双输入屏蔽	(58)
6.12 接地与浮接信号传输线	(59)
6.13 屏蔽电流的控制 (医学问题)	(60)
6.14 绝缘变压器的使用	(61)
6.15 与支座绝缘的绝缘变压器	(63)
6.16 具有差动衰减器的单端放大器	(64)
6.17 仪器的校准问题	(65)
6.18 仪器系统的“星形”接地布线法	(66)
6.19 高频接地回路	(68)
<b>第七章 电阻电桥系统的屏蔽</b>	(69)
7.1 概述	(69)
7.2 电阻电桥及其信号设施	(69)
7.3 电源	(70)
7.4 电源的屏蔽	(70)
7.5 多股电缆	(71)
7.6 差动放大器和电阻电桥	(71)
7.7 公用激励电源	(73)
7.8 屏蔽的校准过程	(74)
7.9 放大器电源组合	(75)
<b>第八章 仪器中的磁过程</b>	(76)
8.1 引言	(76)
8.2 基本概念	(76)
8.3 楞茨定律	(78)
8.4 安培定律	(79)
8.5 同轴电流	(79)
8.6 磁回路面积	(80)
8.7 磁学单位	(80)
8.8 互感和自感	(81)

8.9 磁场耦合的信号电路	(81)
8.10 一个静电屏蔽问题	(81)
8.11 载流平行电缆	(82)
8.12 屏蔽连接的磁通耦合	(83)
8.13 场衰减用的导线管	(83)
8.14 变压器屏蔽技术	(83)
8.15 超屏蔽绝缘变压器	(84)
8.16 环形磁心的屏蔽	(85)
8.17 平衡变压器结构	(85)
8.18 特殊的屏蔽技术	(85)
8.19 测量变压器的互电容	(86)
8.20 互电容的有源测量	(87)
<b>第九章 仪器中的射频过程</b>	<b>(88)</b>
概述	(88)
9.1 辐射能量	(88)
9.2 有控射频电路	(88)
9.3 传输线	(89)
9.4 仪器中的传输线	(90)
9.5 关于射频的评述	(90)
9.6 波导	(90)
9.7 射频的屏蔽	(91)
9.8 趋肤效应	(91)
9.9 接地导体	(92)
9.10 屏蔽罩	(93)
9.11 射频干扰的消除	(93)
9.12 射频共态信号	(94)
9.13 绝缘变压器	(94)
9.14 长信号传输线	(95)
9.15 电容衰减驱动线	(96)
9.16 传输线方程	(97)
9.17 信号电缆	(98)
9.18 电缆频率—振幅响应特性	(98)
9.19 电缆屏蔽的有效性	(98)
9.20 低噪声电缆	(99)
<b>第十章 地球平面</b>	<b>(100)</b>
10.1 概述	(100)
10.2 电阻率的单位	(100)
10.3 典型的土壤电阻率	(100)

10.4电阻与电容的类比.....	(101)
10.5埋进土里的导体棒.....	(101)
10.6实际应用与雷击.....	(101)
10.7实际应用.....	(102)
10.8许多导体同时接地的问题.....	(102)
10.9接地母线.....	(102)
10.10中性电流.....	(103)
10.11浮置支架.....	(103)

# 第一章 静 电 学

静电屏蔽和静电能量储存是不可分割的。许多常见的静电效应象电容的概念一样基本，不是被忽视，就是不理解。本章的目的是重温静电学的许多基本概念，并牢记这些概念，以便与将要遇到的一些静电屏蔽问题联系起来。

## 1.1 电荷与电量

物体的电子过多或不足时，我们就说该物体带了电，或者说该物体带了电荷。物体所带电荷的量值叫做电量。（译注：原文对于电荷和电量的概念是不加区分的。事实上，电荷和电量的涵义是不同的，前者是定性的描述，后者是定量的描述，翻译时特加以区别，以助阅读。）电量的基本单位是库仑，其代号为库，国际代号为C。如果电荷以不变的速率在一个导体中作定向运动，使得在1秒钟内通过一任定导体截面的电量为1C，我们就说电流为1A(安培)。库仑是一个较大的单位，在数值上等于 $6.28 \times 10^{18}$ 个电子所带电量。在实际应用中，通常采用微微库或微库作为电量的单位。1微微库等于 $10^{-12}C$ ，1微库等于 $10^{-6}C$ 。

## 1.2 电荷之间的相互作用力

许多实验都证明带电物体间有相互吸引或排斥的力。如果两个物体都多余电子，则带有负电荷，因而它们将相互排斥。如果两个物体缺少电子，则带有正电荷，因而它们也将相互排斥。这时，如果使两个物体带有相反的电荷，则它们将相互吸引。

两个带电物体间的相互作用力 $f$ ，与它们的电量 $Q$ 的乘积成正比，而与它们之间距离 $r$ 的平方成反比。用数学式子表示(不考虑单位时)为

$$f = \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \quad (1)$$

如果 $Q_1$ 与 $Q_2$ 的符号相同，则它们的乘积为正，说明相互作用力为斥力；反之，则为吸引力。

两个带电体之间的相互作用力随它们周围的电介质的性质而变化。在真空中，相互作用力最大。相互作用力的减少是周围电介质的介电常数 $K$ 的量度。在电介质中，两个带电体之间相互作用力的表示式为

$$f = \frac{Q_1 Q_2}{r^2 k} \quad (2)$$



### 1.3 电场

两个带电体之间的相互作用产生了电场的概念。电场的形式表明带电体周围电场力的性质。电场就是用电场力的大小和方面来表示的，并用试验电荷进行测量。用来测量电场强度的试验电荷必须保持非常小，否则，试验电荷的引入将影响被测量的电场的性质。

如果把电荷 $Q_1$ 放在位于真空中的一个小球上，则电场的方向都将沿着小球的半径。进一步试验表明：电场的大小与距离球心的距离 $r$ 的平方成反比，而与电量 $Q_1$ 的大小成正比，电场强度就是由这两个量决定的；因此，在电介质中，电场强度的表示式为

$$E = \frac{Q_1}{kr^2} \quad (1)$$

$E$ 的方向沿着小球的半径。

在方程1.2 (2) 中的力 $f$ 可以通过下述的简单代换用电场 $E$ 表示为

$$f = Q_2 \left( \frac{Q_1}{kr^2} \right) = Q_2 E \quad (2)$$

上式表明：电场 $E$ 是力 $f$ 的直接量度，比例系数是试验电荷 $Q_2$ 。如果令 $Q_2$ 等于单位电量，则在数值上 $f$ 等于 $E$ 。换句话说，电场强度 $E$ 等于作用在单位电荷上的力。电场强度 $E$ 的方向与单位正电荷所受力的方向相同。

### 1.4 电位差（或电压）

如果在电场 $E$ 中移动一个电荷，为了使电荷发生位移，就必须对电荷做功。例如，如果作用在电场中的一个电荷上的力是1达因，电荷的位移是1厘米，那么，对这个电荷所做的功是1达因-厘米或1尔格。做功的多少由所涉及到的电场强度 $E$ 和电荷 $Q$ 决定。用单位电荷量度功是很方便的，对于任意特定的电荷 $Q$ 的功，只要用单位电荷的功来乘便可以得出。

根据定义，在电场中将单位电荷从一点移动到另一点时所做的功，用伏特做单位来量度。上面定义的单位电荷的功往往带来理解上的困难。为了实际测量电场中两点之间的电位差或电压，必须利用一个小的试验电荷。这个试验电荷必须充分地小，使得被测量的电场不受其影响。因此，功也相应地很小，但是每单位电荷的功可能容易计算。

在电场中两点之间移动单位电荷所做的功类似于在地球的引力场中升高一个重物所做的机械功问题。如果把1磅重的物体升高10呎，这时所做的功是10磅-呎。因而，我们说这个物体的重力势能增加了10磅-呎。势能的增加与升高物体时所取的路径无关。

我们完全可以类似于重力场的情形来描述静电场。如果在电场中两点之间移动单位电荷所做的功是10伏特（或10V），这个功与所取的路径无关。因此，在这方面，静电场与重力场是相同的。具有上述性质的场称为保守场。增加重力势能的概念与静电场的

情形完全类似。因而，我们可以说电压就是电位差。如果把一个电荷移动到较高电势能的点，我们就说它的电位或电位差增加了。

## 1.5 电位梯度

一座山在任定点的坡度是其势能梯度的测量。山的坡度等于沿着水平面前进一呎时势能的增加。沿水平面前进的方向必须对应于坡度增加的方向。

在静电场中，当电荷 $Q$ 移动时，它的电势能就发生改变。如果电荷移动的方向沿着电场 $E$ 的方向，那么，电荷的电势能的增加速度最大。因此，我们可以说，最大电势能变化的方向是沿着电场 $E$ 的方向。根据上面的类比，我们可以利用每单位电荷沿着电场方向移动单位距离时电势能的改变，来测量电势能梯度。这个梯度可以简单地表示为电位的改变与所移动距离的比。用增量的形式表示，梯度 $G$ 为

$$G = \frac{\Delta V}{\Delta X} \quad (1)$$

式中 $X$ 的变化方向沿着电场 $E$ 的方向。

$\Delta V$ 是单位电荷的电位差或微功。因为 $\Delta V = G\Delta X$ ，所以等号右边也可以用每单位电荷的微功来表示。如果把 $G$ 表示为每单位电荷的力，那么，单位完全相同，即是

$$\Delta V = \frac{\text{功}}{\text{单位电荷}} = \frac{\text{力}}{\text{单位电荷}} \cdot \Delta X = G\Delta X. \quad (2)$$

因此， $G$ 等于每单位电荷的力，这就是在1.3节中描绘的电场 $E$ 的定义。所以，我们可以得出如下的结论：电场 $E$ 等于电势的梯度。更加严格地说，

$$E = \frac{dV}{dx} = \text{grad}V \quad (3)$$

式中 $X$ 沿着 $E$ 的方向，“grad”是“梯度”的符号。

## 1.6 带电球形导体

在前几节中，我们讨论了在电场 $E$ 中移动电荷所做的功。在讨论这些场时，我们没有考虑实际的电荷分布。因为电荷必须存在于导体或绝缘体上，所以，更加详细地研究电荷的分布是很重要的。

我们要研究的最简单的带电系统是单独一个导体球。当把电荷 $Q$ 放在球的表面上时，在球的外面便存在有电场 $E$ 。这个电场处处都是沿着球半径方向分布的，其大小由下式给出

$$E = \frac{Q}{kr^2} \quad (1)$$

式中 $r$ 是球的半径。从无穷远把一个小的电量 $\Delta Q$ 带到这个球的表面上所做的功 $W$ 由力在路程上的积分给出：

$$W = - \int_{\infty}^r \frac{Q\Delta Q}{kr^2} \cdot dr = \frac{Q\Delta Q}{kr} \quad (2)$$

为了计算无穷远与球表面之间的电位差，必须使这个功与单位电荷联系起来。用 $\Delta Q$ 除(2)式，求得电位差为

$$\frac{W}{\Delta Q} = V_D = \frac{Q}{kr} \quad (3)$$

如果定义无穷远的电位为零，则球表面的电位由上式给出。

描述这个球携带电量的能力是很方便的。因为电量与电位的关系由(3)式给出，所以电量与电位差的比只依赖于导体的几何形状。这个比叫做导体的电容，对于球形导体，电容等于

$$C = \frac{Q}{V_D} = Q \left( \frac{kr}{Q} \right) = kr \quad (4)$$

我们可以把电容理解为单位电位差的电量。方程(4)表明半径为 $2r$ 的球所能携带的电量是半径为 $r$ 的球表面所带电量的两倍，假定它们的电位相同。

## 1.7 导体附近的电场

上面讨论的导体球的电场分布是从其表面直到无穷远处。这个电荷系的电势能可以认为是储存在无限大的场 $E$ 中。这种概念在观念上是重要的，但是，导体球并不是在仪器中所遇到的导体几何形状的代表。

在考虑更加复杂的导体表面之前，必须详细地研究电场 $E$ 。导体中具有许多自由电子，它们在电场力的作用下，将获得与电场方向相反的加速度（译注：原文误为加速度的方向与电场方向相同）。由于电子间的相互碰撞，它们将取某一平均速度。这就是说在导体中有电流通过。因为我们研究的是静电过程，所以我们只考虑电流为零的情况，即静止电荷的情况。因此，对于静电学的问题，导体内部的电场必须等于零。电场 $E$ 只能存在于导体表面附近，但是，电场不能穿透到表面里面去。这就是说静止电荷产生的电场只能存在于导体表面附近。在带电导体球的例子中，电荷必须均匀地分布在球的表面上。

电场 $E$ 必须垂直于任意导体的表面，如若不然，导体表面将出现电场的切向分量，结果在表面上有电流产生，在静电过程中，这是不可能的，所以电场必须垂直于导体表面。

## 1.8 电位移场 $D$

电荷系产生的电场将由于电介质的存在而减小。方程1.6(1)给出了放在介电常数为 $K$ 的电介质中的导体球的电场。引进一个仅由产生电场的电荷得出的新场 $D$ ，是方便的。因为两种场同时出现，所以如果知道了 $E$ ，便可以计算出 $D$ 来，反之亦然。对于方程1.6(1)所表示的导体球，场 $D$ 由下式给出

$$D = \frac{Q}{r^2} \quad (1)$$

注意：在上式中介电常数 $K$ 不出现。显然

$$D = KE \quad (2)$$

(2) 式在球的外面处处成立。在真空中,  $K = 1$ , 电位移场等于电场, 即是,

$$D = E \quad (3)$$

## 1.9 场的表示方法

静电学中的场类似于力学中的引力场。在自由空间中, 静电学中的场是连续的, 即是, 它们存在于整个空间内。我们可以用方向沿着作用在试验电荷上的力的方向的直线或曲线, 形象化地表示电场。这些直线或曲线常常叫做力线, 或者称为 $E$ 或 $D$ 的通量线。图1.9a表示在一个球形带电导体周围的径向场。离开球的力线数或通量线数与导体球上的电量成比例。显然, 这种比例关系是任意的。我们可以说对于每单位电荷有一条力线, 但是, 为了形象化地表示力场, 其他的比例关系也是必要的。同时, 根据约定, 通量线离开正电荷而终止于负电荷。

表示电场的第二种方法是通量管法。非常象从表面辐射出去的直线, 如图1.9b所示的通量管在半径 $r_1$ 处离开球面。这些通量管必须复盖住球的整个表面, 并包括全部离开球的场。在较大的半径 $r_2$ 处, 这些相同的通量管必须不间断地复盖较大的面积。通量管的这种扩大是电场随着径向距离减弱的量度。在表面 $S_1$ 或 $S_2$ 的通量密度(每单位面积的通量)与面积 $S_1$ 或 $S_2$ 的乘积必须是一个常数。这与下面的说法是相同的: 通过 $S_1$ 的通量也通过 $S_2$ 。

与上述要求相对应的通量定义是

$$dN = Dds \quad (1)$$

式中 $dN$ 是垂直通过面积元 $dS$ 的通量元,  $D$ 是电荷在那一点所产生的电位移场。如果将这个定义应用于图1.9b中的导体球, 便得到一个重要的定理。整个球表面的总通量 $N$ 可以用积分的方法得出。因为 $D$ 总是垂直于球表面的, 所以, 积分得

$$\int_S DdS = 4\pi r^2 D = N \quad (2)$$

但是, 我们知道

$$D = \frac{Q}{r^2} \quad (3)$$

因此, 我们得出结论:

$$N = 4\pi r^2 \left( \frac{Q}{r^2} \right) = 4\pi Q$$

上式表明离开带电球的总通量为 $4\pi Q$ 。我们可以在任意的半径 $r$ 上测量这个通量。我们还要注意: 通量与电量 $Q$ 成比例; 即是, 只有当电荷存在时, 通量才存在。通出一个带电球的通量概念, 可以推广到通出包含电荷的任意区域的通量。用最一般的形式表示

$$\int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = 4\pi Q$$

式中 $S$ 是任意的闭合曲面，符号“ $\cdot$ ”表示矢量 $\vec{D}$ 和 $\vec{S}$ 的点积，这就是大家所熟悉的高斯电通量定理。

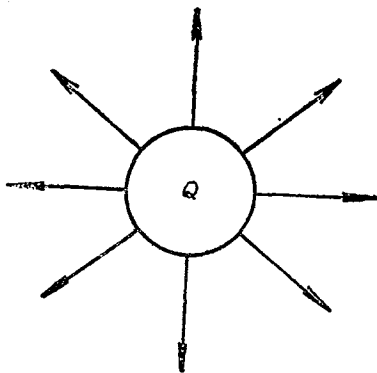


图 1.9a 带电球周围电场  $E$  的力线

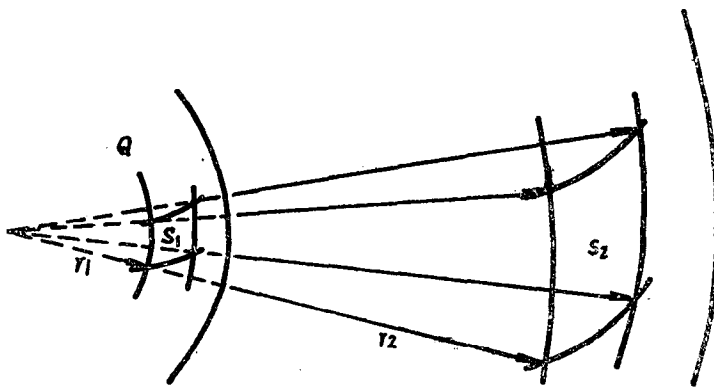


图 1.9b 通出带电球表面的通量管

### 1.10 静电学中的几个难点

前一节中的带电球不要用过多的数学知识便可以进行许多基本概念的讨论。对于其他几何形状的导体，电荷的分布可以是不连续的，或者电场不能用简单的数学式表示，但是，基本概念仍然不变。

在静电学中，的确有一些难以理解的问题，我们应该对这些困难加以讨论。带有电量 $Q$ 的球，电场 $E$ 不变为无穷大时，球半径就不能减少到零。在任意的实际情形中，电荷至少应该存在于无限小的体积上。如果不考虑无限大场 $E$ 的实在意义，点电荷的概念便可以采用。分布在一个球表面上的电荷产生的电场与放在球心的点电荷所产生的电场是相同的。点电荷的概念是数学性质的。这个电荷实际上不在球心，因而电场 $E$ 具有有限的大小。

另一个困难是 $D$ 趋于无穷大的概念。如果通量是从正电荷通出的，它必须终止于无穷远的负电荷上。在无穷远处的场是一种数学上的要求。在很远的距离上，电场强度和任意的电荷密度都减少为零。

实际上，所有的电荷都存在于地球表面上或地球附近，地球是静电几何学的一部分。我们可以把地球想象为一个无穷大的电荷接收器，它总是能够接收从任意带电导体发出的通量。因此，在大多数情形下，地球代表由任意带电导体产生的场 $D$ 的实际“无穷大”。从其他导体或地球移动到很远处的带电导体，对于所有的实际过程可以说是移动到“无穷远”处。因此，这个概念的提出是有效的，而且对于电场特点的洞察是有意义的。

最小的带电粒子是电子。在数学上要求的无穷小电荷实际上并不存在。后边将要研究的实际问题包括与单个电子相比是很大的电荷系。纵然这些电荷分布是不连续的，我们可以通过假定相反的情形是非常精确的而在形式上显然又是比较简单的方法，导出一些概念。

### 1.11 MKS 单位制

在1.10节中讨论的高斯通量定理包含一个 $4\pi$ 因子。我们希望这样来选择单位，使 $4\pi$ 因子不出现。除掉 $4\pi$ 因子，通量和电荷是等效的。因此，我们有

$$N = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q \quad (1)$$

如果使1.2(2)式的分母具有 $4\pi$ 因子，便可以得到上式。如果利用MKS(米、千克、秒)单位制，电量用库仑表示，则在1.2(2)式中便出现一个新的介电常数因子 $E$ 。因此，我们有

$$f = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon r^2} \quad (2)$$

如果按照上述的讨论，点电荷的电场 $E$ 由下式给出

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon r^2} \text{ 和 } D = \epsilon E \quad (3), (4)$$

距离带电球为 $r$ 处的电位是 (5)

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon r}$$

导体球的电容是

$$C = 4\pi\epsilon r \quad (6)$$

显然,在真空中,这个新的介电因子 $\epsilon$ 不等于单位1。如果用 $\epsilon_0$ 代表真空中的介电常数,那么,电介质中的 $\epsilon$ 与真空中的 $\epsilon_0$ 的比等于1.2 (2) 式中所用的介电常数 $K$ 。因子 $K$ 严格地称为相对电容率或相对介电常数,并等于

$$K = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (7)$$

方程(3)到(6)在任意 $\epsilon = \epsilon_0 k$ 的电介质中都成立。剩下的全部工作是求出 $\epsilon_0$ 的值\*。在MKS(米·公斤、秒)制中, $\epsilon_0$ 的值由方程(8)给出。当 $Q$ 用库表示, $r$ 用厘米表示, $f$ 用公斤表示, $E$ 用伏特/米表示时,真空中的电容率 $\epsilon_0$ 的值为

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m} \quad (8)$$

## 1.12 球壳上的电荷

当我们把电荷 $Q$ 放在一个球壳的表面上时,无穷远处与球壳表面之间的电位差由1.11(5)式给出如下:

$$V_D = \frac{Q}{4\pi\epsilon r} \quad (1)$$

在任意大于 $r$ 的 $r_1$ 球面与无穷远处之间的电位差由下式给出

$$V'_D = \frac{Q}{4\pi\epsilon r_1} \quad (2)$$

由新的任意半径 $r_1$ 描述的球面叫做等位面,在这个新的球面上的所有点相对于无穷远的电位都是相同的,或者,相对于球壳表面的电位也是相同的。

等位面,例如图1.12a所示的半径为 $r_1$ 的球面,可以用一个薄的理想导体代替而不影响电场的性质。这就是说在这个薄导体上的电位被调整为 $V'_D$ ,这个值是代换以前的电位值。更加详细地研究上面的陈述的性质是很重要的。电荷 $Q$ 从半径为 $r_1$ 的球面通出去的通量必须与半径为 $r_2$ 的球面的内表面相交。因为这个通量不能穿过导体,所以在半径为 $r_2$ 的球壳的内表面上必须存在有电荷 $-Q$ 。因为通量只能从球表面出发或终止于球表面上,就必须有 $-Q$ 出现。于是引出了一个可能的矛盾,因为没有对系统增加新的电荷,只能有一个传导表面。如果在半径为 $r_2$ 的球壳的外表面上有电荷 $+Q$ 出现,上述困难便得到克服。如果要求在大于 $r_2$ 的地方电场不因假定的球壳而变化,只能是这种情况。现在,在导体球壳 $r_2$ 的内外表面上的电荷和等于零。所有的条件都得到满足,电场与加上导体球壳以前一样。如果不考虑通到导体表面外的场,则两个球壳之间的场应该进行详细地研究。两个表面之间的电位差由(1)式减去(2)式给出,即

$$V = V_D - V'_D = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3)$$

\* 电学单位的完整讨论可以在静电学的标准教科书中找到。在这里,我们的目的是说明一些基本概念,并以有用的形式提供一些基本的方程。

储存在 $r_2$ 的内表面和 $r_1$ 的外表面上的电荷的绝对值都是 $Q$ 。这个系统的电容是电量 $Q$ 与电位差 $V$ 的比，即

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{4\pi\epsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1}$$

式中 $\epsilon$ 是两个球之间的电介质的电容率。

如果用一根细金属丝暂时地将导体球 $r_2$ 的外表面与附近的无限大导体平面连接起来，则球 $r_2$ 与无限大导体平面之间的电位差将减少为零，见图1.12b。如果可能有电位差存在，则在金属丝中将有连续的电流通过。但是，一个孤立导体不可能维持任意的电流，除了短暂的放电电流以外。在放电瞬态电流结束之后，便可以将金属丝除去。这时，两个导体的电位相同。换句话说，将一个试验电荷沿着任意的路线从一个导体表面移动到另一个导体表面，不要做功。这意味着在球壳 $r_2$ 的外表面没有电场，因此，在球壳 $r_2$ 的外表面上的电荷必须为零。因为在球壳的内表面上有电荷 $-Q$ 存在，所以，根据我们上面的描述这个导体球必须具有电荷 $-Q$ 。这个电荷称为感应电荷。

#### 地球平面

图1.12b所示的无限大导体平面常常称为地球平面或接地平面\*。为了清楚起见，我们将无限大导体平面称为地球平面。通常假定地球平面的电位等于零，而所有其他导

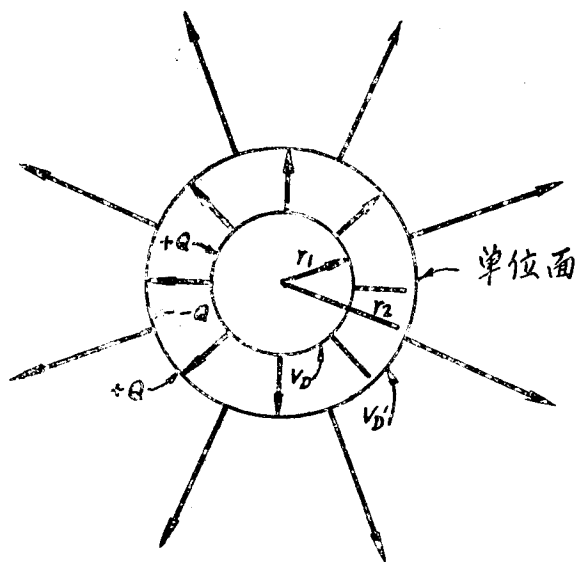


图 1.12 a 单位面

\* 在本书后面各章中也将常常出现接地的术语，它的意思是有点类似于地球，但不是那样固定。接地可以是一个大的导体或者一个参考元件，它们可以与地球进行电阻连接，也可以不是电阻连接。几乎在每一种情况下，接地与地球之间都是电抗性的连系。



体的电位都是相对于这个零电位而言的。在后面几章中我们将指出，在实际应用中并非如此。为了对静电学作进一步的讨论，假定地球平面的电位处处为零，而地球是无穷无尽的电荷源。图1.12b中的电荷 $-Q$ 来自于地球，但是不改变地球的零电位性质。

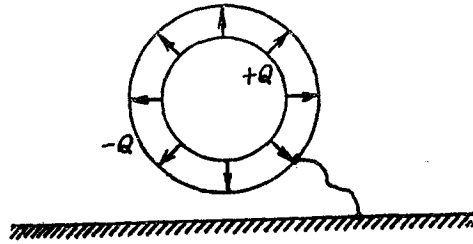


图 1.12 b 导体上的总电荷

### 1.13 典型的电荷分布

如果两个导体球带有相反的电荷，如图1.13a所示，从一个带电球( $+Q$ )发出的通量线完全终止于第二个带电球( $-Q$ )上。达到无穷远处的通量为零。如果两个导体球带有相等的电荷，它们的电场如图1.13b所示。在这种情况下，远距离处的电场与一个带有 $2Q$ 电量的球产生的电场相同。从这两个带电球发出的全部通量线都终止于无穷远处。

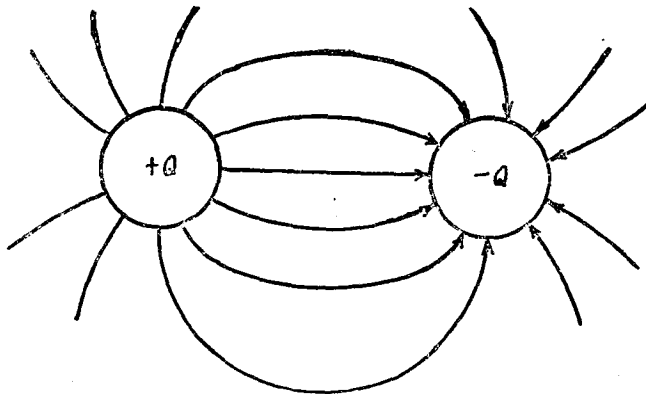


图 1.13 a 两个带有相反电荷的导体球的电场