高中物理竞赛解题方法

国际物理奥赛·中国队总教练、领队担纲

电磁学部分

高中物理竞赛解题方法

主　编　钟小平　倪国富
副主编　张延赐

ZHEJIANG UNIVERSITY PRESS
浙江大学出版社

高中物理竞赛解题方法

——电磁学部分

主　编　钟小平　倪国富

副主编　张延赐

ZHEJIANG UNIVERSITY PRESS
浙江大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

高中物理竞赛解题方法. 电磁学部分/钟小平，倪国富主编. —杭州：浙江大学出版社，2009.5
ISBN 978-7-308-06736-2

Ⅰ. 高… Ⅱ. ①钟…②张… Ⅲ. 电磁学—高中—解题 Ⅳ. G634.75

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 060630 号

高中物理竞赛解题方法

主　编　钟小平　倪国富
副主编　张延赐

责任编辑	石国华
出版发行	浙江大学出版社
	(杭州天目山路 148 号　邮政编码 310028)
	(网址：http://www.zjupress.com)
排　　版	杭州大漠照排印刷有限公司
印　　刷	杭州浙大同力教育彩印有限公司
开　　本	787mm×960mm　1/16
印　　张	11
字　　数	222 千
版 印 次	2009 年 5 月第 1 版　2009 年 5 月第 1 次印刷
书　　号	ISBN 978-7-308-06736-2
定　　价	15.00 元

浙江大学出版社发行部邮购电话(0571)88925591

让成功与你同行

——写在前面

继《高中物理竞赛解题方法》(力学部分)后,作为系列丛书(电学部分)又和读者见面了,的确时下已面世的各类竞赛训练辅导图书林林总总,目不暇接。于此情况下,怎样使竞赛爱好者能在茫茫"书海"中,寻找到自己的阅读需求,更系统、更快捷地掌握竞赛相关知识和思维方法,突破竞赛难点,便是本书编写初衷。

本书在内容和风格上起点低,落点高,难易搭配,由浅入深。既注重竞赛的基础知识,又突出近年来国外和亚洲竞赛风格新的发展趋势,体现了紧跟时代潮流的新内涵。我们不提倡搞题海战术,但又大胆尝试处理问题的方法和技巧。不少题目新颖、独创,尽可能与相关竞赛辅导图书的试题不相雷同,旨在有效地帮助读者加深对物理概念的领悟,开拓视野,力求在建立模型、启迪思维方法、培养创新能力等方面达到举一反三之效果。

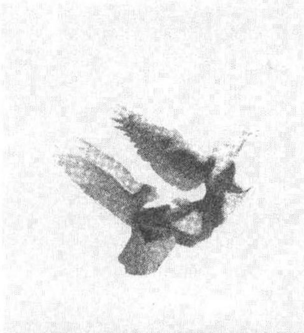
本书主编杭州第二中学钟小平和浙江省绍兴县物理教研员倪国富及温州中学张延赐,均系浙江省物理竞赛特聘教练,长期从事竞赛培训和国外竞赛试题的译著工作,他们把在培训中对竞赛的理解和感悟连同培养学生获得奖牌的实战经验一起融入书中,希

望这本蕴涵着编者心血和心智的书籍对读者能起到领引和借鉴作用。杭州第二中学沈博强同学对全书进行了认真的演算，王雨晨、胡毓文、王天乐、李乐章、沈胜意、钟宽石、唐宇恒、孙璐璐、余楠、陈程、史可鉴、王钱、周东亮、殷谷帆、王建盟等物理竞赛小组的同学都为本书校对做了不少工作，在此深表感谢！这本书能及时与读者见面，还要感谢编者当年参加奥赛的同学，他们也为本书提供了翔实的资料，保证了本书的出版质量。

另外，由于编者水平有限，错误和不妥之处在所难免，敬请各位读者提出宝贵建议。

作者

2009 年 5 月于杭州



目　录

第一部分 电 场

第一讲 竞赛知识扫描

一、库仑定律

1. 电荷守恒定律

大量实验证明：电荷既不能创造，也不能被消灭，它们只能从一个物体转移到另一个物体，或者从物体的一部分转移到另一部分，正负电荷的代数和在任何物理过程中始终保持不变。

2. 库仑定律

真空中，两个静止的点电荷 q_1 和 q_2 之间的相互作用力的大小和两点电荷电量的乘积成正比，和它们之间距离 r 的平方成反比；作用力的方向沿它们的连线，同号相斥、异号相吸。

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2}$$

式中，k 是比例系数，依赖于各量所用的单位，在国际单位制(SI)中的数值为：$k = 9\times 10^9\,\mathrm{N\cdot m^2/C^2}$。(常将 k 写成 $k=\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ 的形式，ε_0 是真空介电常数，$\varepsilon_0 = 8.85\times 10^{-12}\,\mathrm{C^2/N\cdot m^2}$)

库仑定律成立的条件，归纳起来有 3 条：(1) 电荷是点电荷；(2) 两点电荷是静止或相对静止的；(3) 只适用于真空。

条件(1)很容易理解，但我们可以把任何连续分布的电荷看成无限多个电荷元的集合，再利用叠加原理，求得非点电荷情况下，库仑力的大小。由于库仑定律给出的是一种静电场分布，因此在应用库仑定律时，可以把条件(2)放宽到静止源电荷对运动电荷的作用，但不能推广到运动源电荷对静止电荷的作用，因为有推迟效应。关于条件(3)，其实库仑定律不仅适用于真空，也适用于导体和介质，当空间有了导体或介质时，无非是出现一些新电荷——感应电荷和极化电荷，此时必须考虑它们对原电场的影响，但它们也遵循库仑定律。

3. 叠加原理

当空间存在两个以上的点电荷时，任意两个点电荷间都存在相互作用，而且两个点电荷的作用不因第三个电荷的存在而改变，也都服从库仑定律。任一点电荷所受到的力等于所有其他点电荷单独作用于该点电荷的库仑力的矢量和，这就是叠加原理。

二、电场与电场强度

1. 场强叠加原理

电场中任意一点的电场强度，等于单位正电荷在该点所受的电场力，即

$$E = F/q$$

此定义式适用于任何电场，因而点电荷所产生的电场的电场强度可表示为

$$E = k\frac{Q}{r^2}$$

式中，r 为该点到点电荷的距离；Q 为场源电荷电量。

电场强度叠加原理：任意带电体在某点产生的场强，等于带电体上各部分电荷单独存在时在该点产生场强的矢量和。

2. 高斯定理

磁通量是指穿过某一截面的磁感线的总条数，其大小为 $\Phi = BS \cdot \sin\theta$，其中 θ 为截面与磁感线的夹角。与此相似，电通量是指穿过某一截面的电场线的条数，其大小为 $\Phi = ES\sin\theta$，θ 为截面与电场线的夹角。

高斯定律：在任意场源激发的电场中，对任一闭合曲面的总通量可以表示为

$$\varphi = 4\pi k\sum q_i$$

式中，k 是静电常量；$\sum q_i$ 为该闭合曲面所围的所有电荷电量的代数和，由于缺少高等数学知识，因此选取的高斯面即闭合曲面，往往和电场线垂直或平行，这样便于电通量的计算。

3. 几种特殊电场

(1) 无限长直线均匀带电，电荷线密度为 λ。如图 1－1 所示，考察点 p 到直线的距离为 r。由于带电直线无限长且均匀带电，因此直线周围的电场在竖直方向上分量为零，即经向分布，且关于直线对称。取以长直线为主轴，半径为 r，长为 l 的圆柱面为高斯面，如图 1－2 所示，上下表面与电场平行，侧面与电场垂直，因此电通量为

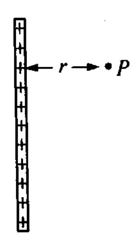


图 1－1

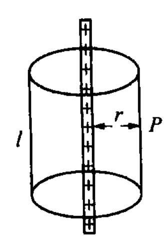


图 1－2

$$\varphi = E \times 2\pi r \cdot l = 4\pi k \sum q_i = 4\pi kl \cdot \lambda$$

$$E = \frac{2k\lambda}{r}$$

（2）无限大均匀带电平面的电场

根据无限大均匀带电平面的对称性，可以判定整个带电平面上的电荷产生的电场的场强与带电平面垂直并指向两侧，在离平面等距离的各点场强应相等。因此可作一柱形高斯面，使其侧面与带电平面垂直，两底分别与带电平面平行，并位于离带电平面等距离的两侧，如图 1－3 所示，由高斯定律：

$$\varphi = 2E \cdot S = 4\pi k \sum q_i = 4\pi k \cdot \sigma S$$

$$E = 2\pi k \sigma$$

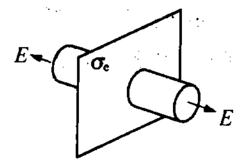


图 1－3

式中，σ 为电荷的面密度，由公式可知，无限大均匀带电平面两侧是匀强电场。

（3）均匀带电球壳的场强

有一半径为 R，带电量为 Q 的均匀带电球壳，如图 1－4 所示，由于电荷分布的对称性，故不难理解球壳内外电场的分布应具有球对称性，因此可在球壳内外取同心球面为高斯面，对高斯面 1

$$\varphi = E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi k \sum q_i = 0, \quad E = 0$$

对高斯面 2

$$\varphi = E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi k \sum q_i = 4\pi kQ, \quad E = \frac{kQ}{r^2}$$

$$E = \begin{cases} 0 & (r < R) \\ \dfrac{kQ}{r^2} & (r \geqslant R) \end{cases}$$

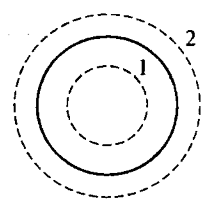


图 1－4

（4）球对称分布的带电球体的场强

推导方法同上，对高斯面 1

$$\varphi = E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi k \sum q_i = 4\pi k \frac{r^3}{R^3}Q, \quad E = \frac{kQr}{R^3}$$

对高斯面 2

$$\varphi = E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi k \sum q_i = 4\pi kQ, \quad E = \frac{kQ}{r^2}$$

$$E=\begin{cases}\dfrac{kQr}{R^3} & (r<R)\\[2ex] \dfrac{kQ}{r^2} & (r\geqslant R)\end{cases}$$

三、电势

1. 电势差和电势

电场力与重力一样，都是保守力，即电场力做功与具体路径无关，只取决于始末位置。我们把在电场中的两点间移动电荷所做的功与被移动电荷电量的比值，定义为这两点间的电势差，即

$$U_{AB}=\frac{W_{AB}}{q}$$

这就是说，在静电场内任意两点 A 和 B 间的电势差，在数值上等于一个单位正电荷从 A 沿任一路径移到 B 的过程中电场力所做的功。电势差反映了电场力做功的能力。即电势差仅由电场本身性质决定，与被移动电荷的电量无关；即使不移动电荷，这两点间的电势差依然存在。

如果我们在电场中选定一个参考位置，规定它为电势零点，则电场中的某点跟参考位置间的电势差就叫做该点的电势。我们常取大地或无穷远处为电势零点。电势是标量，其正负代表电势的高低，单位是伏特(V)。

电势反映了电场能的属性，电场中任意一点 A 的电势，在数值上等于一个单位正电荷在 A 点处所具有的电势能，因此电量为 q 的电荷放在电场中电势为 U 的某点所具有的电势能表示为 $\epsilon=qU$ 。

2. 电势叠加原理

电势和场强一样，也可以叠加。因为电势是标量，所以在点电荷组的电场中，任一点的电势等于每个点电荷单独存在时，在该点产生的电势的代数和，这就是电势叠加原理。

(1) 点电荷周围的电势

如图 1－5 所示，场源电荷电量为 Q，在离 Q 为 r 的 P 点处有一带电量为 q 的检验电荷，现将该检验电荷由 P 点移至无穷远处（取无穷远处为零电势），由于此过程中所受电场力为变力，故将 q 移动的整个过程理解为由 P 移至很近的 P_1（离 Q 距离为 r_1）点，再由 P_1 移至很近的 P_2（离 Q 距离为 r_2）点……直至无穷远处。在每一段很小的过程中，电场力可视为恒力，因此这一过程中，电场力做功可表示为

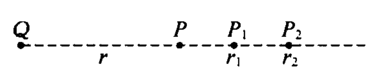


图 1－5

$$\begin{aligned}
w &= k\frac{Qq}{r^2}(r_1-r)+k\frac{Qq}{r_1^2}(r_2-r_1)+k\frac{Qq}{r_2^2}(r_3-r_2)+\cdots\\
&= \frac{kQq}{rr_1}(r_1-r)+\frac{kQq}{r_1r_2}(r_2-r_1)+\frac{kQq}{r_2r_3}(r_3-r_2)+\cdots\\
&= \frac{kQq}{r}-\frac{kQq}{r_1}+\frac{kQq}{r_1}-\frac{kQq}{r_2}+\frac{kQq}{r_2}-\frac{kQq}{r_3}+\cdots\\
&= k\frac{Qq}{r}
\end{aligned}$$

所以点电荷周围任一点的电势可表示为$U=k\frac{Q}{r}$。

式中，Q为场源电荷的电量；r为该点到场源电荷的距离。

(2) 均匀带电球壳，实心导体球周围及内部的电势

由于实心导体球处于静电平衡时，其净电荷只分布在导体球的外表面，因此其内部及周围电场、电势的分布与均匀带电球壳完全相同。由于均匀带电球壳外部电场的分布与点电荷周围电场的分布完全相同，因此用上面类似方法不难证明均匀带电球壳周围的电势为

$$U=k\frac{Q}{r}\qquad(r>R)$$

式中，Q为均匀带电球壳的电量；R为球壳的半径；r为该点到球壳球心的距离。

在球壳上任取一微元，设其电量为Δq，该微元在球心O处产生的电势$U_i=\frac{k\Delta q}{R}$，由电势叠加原理，可知O点处电势等于球壳表面各微元产生电势的代数和，即

$$U=\sum U_i=\sum\frac{k\Delta q}{R}=\frac{k}{R}\sum\Delta q=\frac{kQ}{R}$$

因为均匀带电球壳和实心导体球均为等势体，因而它们内部及表面的电势均为$\frac{kQ}{R}$，即

$$U=\begin{cases}\dfrac{kQ}{r} & (r>R)\\[2ex] \dfrac{kQ}{R} & (r\leqslant R)\end{cases}$$

3. 静电感应

处于静电场中的导体，其内部的自由电子在外电场的作用下做定向移动，在导体两侧积聚，从而产生感应电场，且方向与外电场方向相反。当感应电场与外电场相等时，电子的定向移动停止，导体处于静电平衡状态。因此，导体在电场中产生静电感应现象，是

一个外电场和感应电荷的感应电场叠加问题。

处理静电平衡状态的导体，其内部外电场和感应静电荷的电场的合场强为零，因此导体具有以下性质：

(1) 导体是等势体，导体表面为等势面；

(2) 导体表面处的合场强不为零，方向垂直于导体表面；

(3) 静电荷只分布在导体的表面上。

如图 1－6 所示，有一带电导体球，在导体球内部任取一闭合曲面为高斯面。由于静电平衡状态下的导体内部场强处处为零，导体内部不存在电场线，高斯面上电通量为零，由高斯定律 $\varphi = 4\pi k \sum q_i$ ，可知高斯面内不存在净电荷。由于导体内部高斯面是随意取的，因此带电孤立导体的静电荷仅分布在导体表面上。

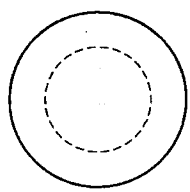


图 1－6

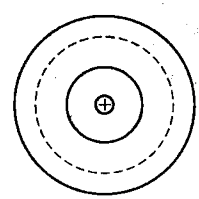


图 1－7

如图 1－7 所示，导体球壳的球心处有一点电荷 Q，球壳处于静电平衡状态时，球壳层内电场强度为零，在球壳层内取一高斯面，如图中虚线所示，穿过该高斯面的电通量为零，由高斯定律 $\varphi = 4\pi k \sum q_i$ ，高斯面内的总电量为零，因此球壳内表面的感应电荷电量为$-Q$。由于球壳本来不带电，所以球壳外表面的感应电荷电量为$+Q$。

四、电场中的导体和电介质

一般的物体分为导体与电介质两类。导体中含有大量自由电子；而电介质中各个分子的正负电荷结合得比较紧密，处于束缚状态，几乎没有自由电荷，而只有束缚电子。当它们处于电场中时，导体与电介质中的电子均会逆着原静电场方向偏移，由此产生的附加电场起着反抗原电场的作用，但由于它们内部电子的束缚程度不同，使它们处于电场中表现出不同的现象，下面分别予以讨论。

1. 导体

对于导体，在其内部总场强削弱到零之前，自由电子将继续迁移，直到导体内场强处处削减到零为止，导体处于静电平衡状态。

利用静电平衡时导体内部场强为零这一特点，在技术上用来实现静电屏蔽。密闭导

体空腔(或金属网罩)内部电场不受壳外电场的影响,如有线电视的传输线的外部有金属网包着。接地密闭导体空腔(或金属网罩)其外部电场不影响内部,内部放置的带电体产生的电场也不影响外部。

2. 电介质

电介质分为两类:一类是外电场不存在时,分子的正负电荷中心是重合的,这种电介质称为非极性分子电介质,如 CO_2、CH_4 等所有的单质气体;另一类是外电场不存在时,分子的正负电荷中心也不重合,这种电介质称为极性分子电介质,如 H_2O、NH_3 等。对于有极分子,由于分子的无规则热运动,不加外电场时,分子的取向是混乱的(如图1-8所示)。因此,不加外电场时,无论是极性分子电介质,还是非极性分子电介质,宏观上都不显电性。

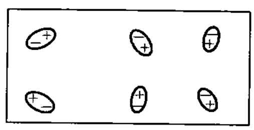


图 1-8

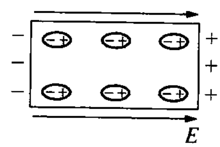


图 1-9

当把介质放入电场后,非极性分子正负电荷的中心被拉开,分子成为一个偶极子;极性分子在外电场作用下发生转动,趋向于有序排列。因此,无论是极性分子还是非极性分子,在外电场作用下偶极子沿外电场方向进行有序排列,如图 1-9 所示,在介质表面上出现等量异种的极化电荷,这个过程称为极化。

极化电荷在电介质内部产生一个与外电场相反的附加电场,因此与真空相比,电介质内部的电场会减弱,但又不能像导体一样可使体内场强削弱到处处为零。减弱的程度随电介质而不同,故物理上引入相对介电常数 ε 来表示电介质的这一特性。对电介质 ε 均大于 1,对真空 ε 等于 1,对空气 ε 可近似认为等于 1。

引入介电常数 ε 后,极化电荷的附加电场和总电场原则上可以解决了。但实际上附加电场和总电场的分布是很复杂的,只有在电介质表现为各向同性,且对称性极强的情况下,才有较为简单的解。如:

点电荷在电介质中产生的电场的表达式为 $E=\dfrac{kQ}{\varepsilon r^2}$

电势的表达式为 $U=\dfrac{kQ}{\varepsilon r}$

库仑定律的表达式为 $F=\dfrac{kQq}{\varepsilon r^2}$

五、电容器

1. 电容器的电容

通常把导体所带电量与导体电势的比值称为导体的电容。即

$$C=\frac{Q}{U}$$

电容器的电容仅与电容器的形状、尺寸、其中的介质材料有关，而与电容器带不带电，带多少电无关。它反映了电容器容纳电荷的本领。

（1）真空中半径为 R 的孤立导体球的电容

导体球的电势为

$$U=\frac{kQ}{R}$$

因此，孤立导体球的电容为

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{R}{k}$$

地球半径很大，容纳电荷的本领极强。

（2）平行板电容器的电容（电容器中充满相对介电常数为 ε 的均匀电介质）

由于平行板电容器带等量异种电荷，因此可得两板之间的场强为

$$E=\frac{4\pi k\sigma}{\varepsilon}=\frac{4\pi kQ}{\varepsilon S}$$

两板间的电势差为

$$U=Ed=\frac{4\pi kQd}{\varepsilon S}$$

平行板电容器的电容为

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{\varepsilon S}{4\pi kd}$$

式中，S 为电容器极板的正对面积；d 为两板间的距离。

（3）同轴圆柱形电容器

高为 H、半径为 R_1 的导体圆柱外，同轴地放置高也为 H，半径为 $R_2>R_1$ 的导体筒，当 $H\gg R_2$ 时，便构成一个同轴圆柱形电容器。如果 $R_2-R_1\ll R_1$，则可将它处理为平行板电容器，其电容为

$$C=\frac{2\pi RH\varepsilon}{4\pi kd}=\frac{\varepsilon RH}{2kd}$$

这里 $R \approx R_2 \approx R_1, d = R_2 - R_1$

（4）同心球形电容器

半径为 R_1 的导体球或半径为 R_1 的导体球壳外，同心地放置内半径为 $R_2(R_2>R_1)$ 的导体球壳，便构成同心球形电容器。设内导体带电量为 Q，外导体带电量为 $-Q$，正、负电荷间若为真空，则因球对称性，电荷必在一对球面上均匀分布，外球壳的电势为

$$U_2 = \frac{kQ}{R_2} + \frac{k(-Q)}{R_2} = 0$$

内球壳表面的电势为

$$U_1 = \frac{kQ}{R_1} + \frac{k(-Q)}{R_2} = kQ\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

故同心球形电容器上的电压为

$$U = U_1 - U_2 = kQ\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

若此时球面间充满 ε 的均匀介质，则有

$$U = \frac{kQ}{\varepsilon}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

此时电容为

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{\varepsilon R_1 R_2}{k(R_2 - R_1)}$$

当 $R_2 - R_1 \ll R_1$ 时，有

$$C = \frac{4\pi\varepsilon R^2}{4\pi kd}\text{，其中 } d = R_2 - R_1$$

与平行板电容器相当。

当 $R_2 \to \infty$ 时，有

$$C = \frac{\varepsilon R_1}{k}$$

同心球形电容器变成孤立导体球电容器。

2. 电容器的连接

电容器的性能有两个指标：电容和耐压值。在实际应用时，当这两个指标不能满足要求时，就要将电容器串联或并联使用。

（1）串联

几个电容器，前一个的负极和后一个的正极相连，这种连接方式称为电容器的串联。

充电后各电容器的电量相同，即 $Q_1=Q_2=\cdots=Q$；第一个电容器的正极与第 n 个电容器的负极之间的电压 U 为各电容器电压 U_i 之和，即 $U=\sum_{i=1}^{n}U_i$ 。因此，电容器串联可以增加耐压值。用一个电量为 Q，电压为 U 的等效电容来代替上述几个串联的电容器，则电容为

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{Q}{U_1+U_2+\cdots+U_n}$$

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\cdots+\frac{1}{C_n}=\sum_{i=1}^{n}C_i^{-1}$$

（2）并联

把 n 个电容器的正极连在一起，负极连在一起，这种连接方式称为电容器的并联。充电后正极总电量 Q 等于各个电容器正极电量 Q_i 之和，即 $Q=\sum_{i=1}^{n}Q_i$ ；正极和负极之间的电压 U 等于各电容器的电压 U_i，即 $U=U_i(i=1,2,\cdots,n)$。

用一个电量为 Q、电压为 U 的等效电容器代替上述几个并联的电容器，则电容为

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{\sum_{i=1}^{n}Q_i}{U}$$

$$C=C_1+C_2+\cdots+C_n=\sum_{i=1}^{n}C_i$$

六、电场的能量

1. 带电导体的能量

一带电体的电量为 Q，电容为 C，则其电势 $U=\frac{Q}{C}$，不妨设想带电体上的电量 Q，是一些分散在无限远处的电荷，在外力作用下一点点搬到带电体上，因此在搬运过程中，外力克服静电场力做的功，就是带电体的电能。该导体的电势与其所带电量之间的函数关系如图 1－10 所示，斜率为 $\frac{1}{C}$。设每次都搬运极少量的电荷 ΔQ，此过程可以为导体上的电势不变，设为 U_i，该过程中搬运电荷所做的功为 $W_i=U_i\Delta Q$，即图中一狭条矩形的面积(图中斜线所示)，因此整个过程

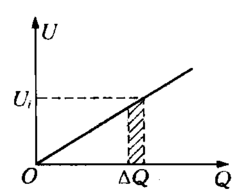


图 1－10

中，带电导体储存的能量为

$$W=\sum W_i=\sum U_i\Delta Q$$

其数值正好等于图线下的许多小狭条面积之和，若 ΔQ 取得尽可能小，则数值就趋向于图线下三角形的面积。

$$W=\sum U_i\Delta Q=\frac{1}{2}QU=\frac{Q^2}{2C}=\frac{1}{2}CU^2$$

上述带电导体的静电公式也可推广到带电的电容器上，因为电容器两板间的电势差与极板上所带电量的关系也是线性的。

2. 电场的能量

上面推得带电导体的静电公式，似乎可以认为能量与带电体的电量有关，能量是集中在电荷上的。其实，前面只是根据功能关系求得带电导体的静电能，并未涉及能量分布问题，由于在静电场范围内，电荷与电场总是联系在一起的，因此电能究竟与电荷还是与电场联系在一起，尚无法确定。以后学习了麦克斯韦的电磁场理论可知，电场可以脱离电荷而单独存在，并以有限的速度在空间传播，形成电磁波，而电磁波携带能量早已被实践所证实。因此我们说，电场是电能的携带者，电能是电场的能量。下面以平行板电容器为例，用电场强度表示能量公式

$$W=\frac{1}{2}CU^2=\frac{1}{2}\cdot\frac{\varepsilon S}{4\pi kd}E^2d^2=\frac{\varepsilon E^2Sd}{8\pi k}$$

单位体积的电场能量称为电场的能量密度，用 ω 来表示为

$$\omega=\frac{W}{V}=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi k}$$

这是一个普遍适用的表达式，只要空间某点的电场强度已知，该处的能量密度即可求出，而整个电场区的电场能量可以通过对体积求和来求得。

3. 电容器的充电

如图 1-11 所示，有一电动势为 U 的电源对一电容为 C 的电容器充电。充电完毕后，电容器所带电量为

$$Q=CU$$

电容器所带能量为

$$W=\frac{1}{2}CU^2$$

而电源在对电容器充电过程中，所提供的能量为

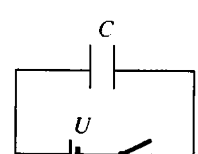


图 1-11