高等学校教材

理论物理简明教程

第二册

电动力学

张泽瑜 编

高等教育出版社

2　高等学校教材

理论物理简明教程

第　册

电动力学

张泽瑜　编

高等教育出版社

内 容 简 介

本教程共分四册出版，各册分别为理论力学，电动力学，量子力学，热力学和统计物理学．为了在内容上做到少而精，全书对理论物理的各个部分作了通盘考虑，并在内容选择，体系的编排和阐述方法上做了一些尝试，全部内容可用122课时讲完．本册内容包括：静电场，静磁场，变化电磁场的基本原理，电磁场的辐射和传播，相对论电动力学．所需时间约为40课时．

本书经国家教委应用物理教材委员会审查推荐作为理工科大学应用物理专业试用教材，也可供相关专业及科技人员参考．

高等学校教材
理论物理简明教程
第二册
电 动 力 学
张泽瑜 编
*
高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行
重 庆 印 制 一 厂 印 装
*
开本 850×1168 1/32　印张 7.75　字数 200 000
1990年5月第1版　　1990年5月第1次印刷
印数0 001—1 260
ISBN7-04-002855-7/O·914
定价 1.70 元

总　序

本书是根据国家教委高等学校应用物理教材委员会的教材规划，结合作者多年来的教学实践编写的。按照各校的实际情况和教材规划的要求，《理论物理简明教程》的授课时间约为130学时。据此，我们对课程内容做了比较大的调整，着重阐明基本的物理概念、原理、方法及其应用，给理工科大学生和科技人员准备必要的理论物理基础，为他们掌握新的科学技术提供有利条件。

为此目的，我们想在内容选择，编排系统和阐述方法上做些尝试。希望在内容的选择上能做到少而精；在编排系统上能做到结构合理，比较自然；在阐述方法上能做到便于读者理解和掌握。从这种愿望出发，我们先后编写了讲义，在教学中试用。根据我们的教学实践，全书主要内容可用122课时讲完，每课时60分钟。

本书是在原讲义的基础上经修改后形成的。对于理工科院校的理论物理各部分作了通盘考虑，但为了方便读者，仍以分册出版，包括理论力学，电动力学，量子力学，热力学和统计物理学等四册，它们既构成一个整体，又具有相对独立性，可以单独选用。

国家教委高等学校应用物理教材委员会的同志们审阅了本书初稿，提出了许多宝贵的意见和建议。高教出版社的同志们对本书的出版给予了热情的支持和帮助，我们向他们一并表示衷心的感谢。

本书第一册《理论力学》由许崇桂编写，第二册《电动力学》和第三册《量子力学》由张泽瑜编写，第四册《热力学和统

计物理学》由李镗编写。由于作者的水平所限，书中一定有不少缺点、错误，敬希读者批评指正。

作　　者

1988春于北京

本册前言

本书是《理论物理简明教程》第二册《电动力学》。电动力学是从场的理论来处理电磁现象的。

我们知道，电荷之间的相互作用与两球碰撞的相互作用有明显的区别。这种区别在于前者似乎是隔着距离发生作用的，在某个电荷周围的空间领域内，表现出这个电荷对另外电荷发生作用的能力，可以称此空间领域为电荷的作用区。磁铁对铁屑的作用也有类似的情况，磁铁在它周围也存在有吸引铁屑的作用区。

"超距作用论"者对此现象的解释是，电磁作用的传递是不需要时间的，即是瞬时传递的，并且一个物体对另一个不与之接触的物体的作用可以超越空间直接施加到另一物体上，而在这种作用存在的空间可以不发生任何变化。与之对立的一种观点是近距作用的观点，或者称为"场的作用"理论。这个理论的核心是说："物质不能在它们不存在的地方发生相互作用"。因此，在电荷（或磁铁）的作用区域里，是充满了一种特殊形态的物质，这种物质我们称它为电（磁）场。

对于电磁现象的这两种不同的观点，近代物理的实验结果证实了近距作用观点的正确性。众所周知，电磁讯号是以光速传播的，即是需要时间的。设想一个脉冲电讯号从某发射站发出之后，在它到达接收站之前，在这段时间内两站都无电磁讯号，都无（电磁）动量和能量。但过一段时间，接收站收到这个电磁脉冲，这样就得到了（电磁）动量和能量。从超距作用论者的观点看来，这是无法理解的现象，因为如果讯号在空间传播，不存在能量和动量，那么当接收站接收到讯号时，能量和动量就将解释为无中生有，这是违反能量守恒或动量守恒的基本原理的。从近距作用论很容易理解这一点，发射站发射的能量和动量传播到空间，空间即存在电磁场，再由场传递到接收站。

因此在本书一开始就假定电磁场是一种物质，它具有动量和能量等物质特性。我们还进一步讨论电与磁之间的密切联系。变化的电场总是伴随着变化的磁场，它们可以脱离电荷源单独存在，并以电磁波的方式传播、麦克斯韦电磁场方程组是对电磁场运动规律的高度概括。

本书先分别处理静电场和静磁场，从它们的实验规律得出它们所必须满足的微分方程组，并讲述这些微分方程组的应用；然后再建立随时间变化的电磁场所满足的方程，即麦克斯韦方程组，并把这些方程组应用到电磁波的传播和光的传播中去。

发生在电工设备中的一切过程，其基础总是电、磁场之间的转换和电磁场与电荷、电流相互作用的过程。不过这些过程可以用更简单的积分量（如电压、电流、功率、磁通等）来表述，这时我们可以用这些积分量之间的关系来代替场方程，这就归结为“路的理论”。但在许多电磁现象中，甚至在某些单纯的电工问题中求解，有时也必须以场的研究为基础，如讨论高频电流的传送以及波导等问题。

本书最后还要简单地介绍一些狭义相对论的内容。因为狭义相对论是从电动力学基础上发展起来的，它可以应用到处理高速物体（接近于光速运动）的各个物理领域中。在本书中介绍相对论的目的主要是从时空观的高度上总结电磁场的理论，说明电、磁场是一个统一的物理量的组成部分。并说明一切物理定律在各惯性系中必须保持其形式不变，而麦克斯韦方程组就是一个不加修改就能满足这种不变性的一个范例。

本书着重于基本概念与基本原理的探讨（如关于矢量磁位 $\boldsymbol{A}$ 的物理解释是作者自己的看法），不着重于求解电磁场的方法，同时介绍一些典型的应用（书中打 * 号部分的内容，如时间不够，可略去几节不讲）。使用本书只要求读者了解一些简单的数理方程知识及一些矢量分析（或称场论）知识。书后附录中列出了必需的矢量分析公式，希望读者在学习本课程前就能基本掌

握，以便把精力更多地集中在物理问题上。习题是必须做的，只有通过习题的训练才能掌握好电动力学的基本原理和方法。根据我们的教学实践，本书内容可用40课时讲完。

本书采用SI，有时也用CGS。因此在本书附录部分作了两种单位制的过渡与对照，以便查阅。

张泽瑜
1988春于清华大学

目　录

第一章 静 电 场

本章主要阐述静电场的基本概念和基本定律，并且用矢量微分方程的形式把它们表述出来；同时介绍一些基本的求解静电场的方法。由于各章之间有不少相似的物理方法和数学方法，学好本章的内容将有助于以后各章的学习。

§1.1 库仑定律和叠加原理

(一) 库仑定律

实验指出，真空中两个静止点电荷(见图1.1.1)之间的相互作用力为

$$\boldsymbol{f}_2=k_1\frac{q_1q_2}{R^3}\boldsymbol{R}=-\boldsymbol{f}_1 \tag{1.1.1}$$

图 1.1.1

k_1 的值由(1.1.1)式中各量所选单位而定。在国际单位制(SI)中，

$$k_1=8.988\times10^9\ \mathrm{N\cdot m^2\cdot C^{-2}} \tag{1.1.2}$$

为了在以后公式中不出现 4π，可令

$$k_1=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

即
$$\varepsilon_0=\frac{1}{4\pi k_1}=8.854\times10^{-12}\ \mathrm{C^2\cdot N^{-1}\cdot m^{-2}} \tag{1.1.3}$$

ε_0称为真空介电常数。于是，库仑定律的标量式可写作

$$f=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{R^2} \tag{1.1.4}$$

（二）叠加原理

实验指出，如点电荷 q_0 同时受到许多点电荷 q_1，q_2，…，q_n 的作用，则 q_0 所受的合力 $\boldsymbol{f}_0$ 为各电荷 q_1，q_2，…，q_n 单独存在时对 q_0 的作用力 $\boldsymbol{f}_{0i}(i=1, 2, \cdots, n)$的矢量和：

$$\boldsymbol{f}_0=\sum_{i=1}^{n}\boldsymbol{f}_{0i} \tag{1.1.5}$$

（三）点电荷、体电荷、面电荷和线电荷

库仑定律只适用于点电荷。实际问题中常见到大块电荷的分布，根据不同情形，可把它们看作体电荷、面电荷和线电荷，分述如下。

点电荷　如果两个带电体相隔的距离远大于每个带电体本身的线度，那么在求这两个带电体之间的静电作用力时便可把它们视作点电荷来处理。比如说，如果有必要去决定两颗恒星间的静电力，就可以把每个恒星的总电荷视作点电荷；相反，如果求两个半径为 0.1 厘米相距 0.5 厘米带电小球间的静电力，就不能把它们作为点电荷处理，此时必须使用体电荷分布的概念。因此，我们所指的点电荷并不表示一个没有大小的几何点，而是对实际带电体的抽象。

体电荷密度　在处理宏观带电体的作用力时，可以把带电体分成许多小体积元 $\Delta\tau$。如果$\Delta\tau$与带电体体积相比非常小，而内部带电粒子又非常多，则 $\Delta\tau$ 称为物理无限小体积，用 $\Delta\tau\to0$ 表示。若在电荷所在处的空间取小体积 $\Delta\tau$，其中所包含的电荷为 Δq，则该处的体电荷密度为

$$\rho=\lim_{\Delta\tau\to0}\frac{\Delta q}{\Delta\tau} \tag{1.1.6}$$

这里 $\Delta\tau\to0$ 就是体积趋于物理无限小，而不是数学上的零。由

于 $\Delta\tau$ 内包含了许多带电粒子，因而在宏观电动力学中认为 ρ 是一个连续分布的空间函数。如研究电子管空间电荷分布，可用体电荷密度 ρ 来描述。

面电荷密度　如果我们考虑带电导体的电荷，这种电荷都处在导体表面层，这个表面层的厚度通常是很小的，例如不超过几十个分子的厚度，在宏观问题中通常可以用面电荷密度 σ 来表示导体表面某处的电荷分布：

$$\sigma=\lim_{\Delta S\to 0}\frac{\Delta q}{\Delta S} \tag{1.1.7}$$

ΔS 是导体表面上一块厚度为 δ 的薄层的面积元。$\Delta S\to 0$ 也表示物理无限小的面积元，Δq 是指该表面层内的电量，σ 当然也被视作空间位置的连续函数。如果要求该表面层内体电荷密度，则 ρ 与 σ 的关系式为：

$$\rho=\frac{\sigma\cdot\Delta S}{\Delta S\cdot\delta}=\frac{\sigma}{\delta} \tag{1.1.8}$$

由于 δ 很小，σ 为有限值，故 ρ 值很大，通常对面电荷分布不用 ρ，而用 σ。

线电荷密度　当研究一根带电细导线与点电荷之间的作用力时，点电荷与导线之间的最短距离如远大于导线的直径，则可以认为导线上的电荷分布为线电荷分布，定义单位长度上所带的电量为线电荷密度，用 η 表示：

$$\eta=\lim_{\Delta l\to 0}\frac{\Delta q}{\Delta l} \tag{1.1.9}$$

Δq 为长度 Δl 的线段元上的电荷。如导线的截面为 ΔS，则导线上的平均体密度 ρ 与线密度 η 的关系为

$$\eta=\frac{\rho\cdot\Delta S\cdot\Delta l}{\Delta l}=\rho\Delta S \tag{1.1.10}$$

有了体电荷密度的概念就可以用库仑定律和迭加原理求带电体与点电荷之间的作用力了。如电荷分布在体积 τ 内，则可将 τ

分成许多小体积元 $d\tau'$（见图1.1.2），$d\tau'$ 的位置在 $\boldsymbol{r}'(x', y', z')$，$q_0$ 的位置在 $\boldsymbol{r}(x, y, z)$，$\boldsymbol{R}$ 为 $d\tau'$ 与 q_0 之间的位移：

$$\boldsymbol{R}=\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'=(x-x')\boldsymbol{i}+(y-y')\boldsymbol{j}+(z-z')\boldsymbol{k}$$

$$R=|\boldsymbol{R}|=[(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2]^{\frac{1}{2}}$$

根据库仑定律，$d\tau'$ 内的电荷对 q_0 的作用力为

$$d\boldsymbol{f}_0=k_1\frac{q_0\rho(\boldsymbol{r}')\boldsymbol{R}}{R^3}d\tau'$$

再由叠加原理，得

$$\boldsymbol{f}_0=\int_\tau d\boldsymbol{f}_0=\int_\tau\frac{k_1q_0\rho'}{R^3}\boldsymbol{R}d\tau' \qquad (1.1.11)$$

式中 ρ' 为 $\rho(\boldsymbol{r}')$ 的简写，表示 ρ' 只与 x'、y'、z' 有关，与 x，y，z 无关。由于 x'、y'、z' 为被积变量，故 $\boldsymbol{f}_0$ 作为对 $d\tau'$ 的积分结果，只是 q_0 的位置 $P(x, y, z)$ 的函数，而与 x'、y'、z' 无关。

当带电体为面电荷 $\sigma(x'、y'、z')$ 分布时，与（1.1.11）式有相似结果：

$$\boldsymbol{f}_0=\int_S\frac{k_1q_0\sigma'}{R^3}\boldsymbol{R}dS' \qquad (1.1.12)$$

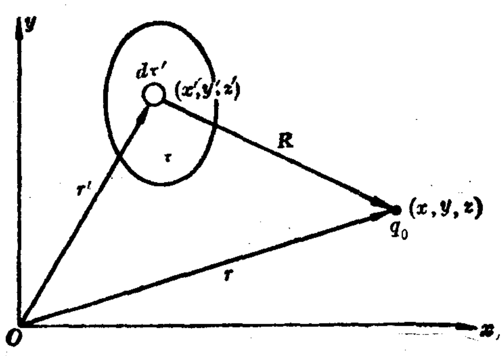

图 1.1.2

§1.2 静电场的基本性质

静止电荷周围存在着电场，这种电场称为静电场，它有些什么基本性质呢？

（一）电场强度

电场的一个最重要的基本性质是对场中的电荷有力的作用。在电场中的一个静止电荷 q_0 会受到电场对它的一个作用力 $\boldsymbol{f}_0$，只要 q_0 很小，移入电场时不影响外部电荷分布，则在同一地点，$\boldsymbol{f}_0/q_0$ 为一常数，这个常数称为该点场强的值，用 $\boldsymbol{E}$ 表示，即

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{f}_0/q_0 \tag{1.2.1}$$

由库仑定律可知，点电荷 q 在距它 R 处的场强为

$$\boldsymbol{E}=k_1\frac{q\boldsymbol{R}}{R^3} \tag{1.2.2}$$

由库仑力的叠加原理可以得到场的叠加原理，所以把上式推广到体电荷和面电荷分布的情形便有

$$\boldsymbol{E}=k_1\int\frac{\rho'\boldsymbol{R}}{R^3}\,d\tau', \qquad \boldsymbol{E}=k_1\int\frac{\sigma'\boldsymbol{R}}{R^3}\,dS' \tag{1.2.3}$$

在积分区域不标明时，是指全部空间。当然 ρ 与 σ 为零的地方，对积分无贡献，只有当全部空间电荷分布都知道后，才能确定该点场强的值。由（1.2.3）式可知，表示场“源”的位置变量已被积掉，$\boldsymbol{E}$ 只是场点位置的函数。

（二）电位

静电场还有一个重要的特性，就是静电场对移动电荷 q_0 所做的功 ΔW 只决定于初始和终止位置，而与移动路径无关。证明如下：电场对电荷 q_0 所做的功（见图1.2.1）

$$\Delta W=\int_A^B q_0\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l},$$

因为 $d\boldsymbol{l}=d\boldsymbol{R}$，所以

$$\Delta W = k_1 \int_A^B q_0 q \frac{\boldsymbol{R}}{R^3} \cdot d\boldsymbol{R}$$

又 $R dR = \boldsymbol{R} \cdot d\boldsymbol{R}$，所以

$$\Delta W = k_1 q q_0 \int_A^B \frac{dR}{R^2}$$

$$= k_1 q q_0 \left(\frac{1}{R_A} - \frac{1}{R_B} \right) \qquad (1.2.4)$$

此功只与 A、B 位置有关，与路径无关，故可定义某点的电位 Φ 为将单位正电荷从该点移至无限远处静电力所做的功，另一种说法是将单位正电荷从无限远处移到该点，外力克服静电力所做的功。由 (1.2.4) 式可知，一个点电荷 q 在 A 点所产生的电位可令 $R_B = \infty$，$R_A = R$，得

$$\Phi = \frac{\Delta W}{q_0} = k_1 \frac{q}{R} \qquad (1.2.5)$$

体电荷分布的电位是点电荷电位的叠加：

$$\Phi = k_1 \int \frac{\rho' d\tau'}{R} \qquad (1.2.6)$$

由上式得

$$\nabla \Phi = \nabla \int k_1 \frac{\rho' d\tau'}{R} = k_1 \int \rho' \nabla \frac{1}{R} d\tau'$$

$$= -k_1 \int \frac{\rho' \boldsymbol{R}}{R^3} d\tau' = -\boldsymbol{E}$$

$$\boldsymbol{E} = -\nabla \Phi \qquad (1.2.7)$$

这是 $\boldsymbol{E}$、Φ 的微分关系式。根据此式可以由 Φ 求出 $\boldsymbol{E}$。反过来也可以由 $\boldsymbol{E}$ 求 Φ：

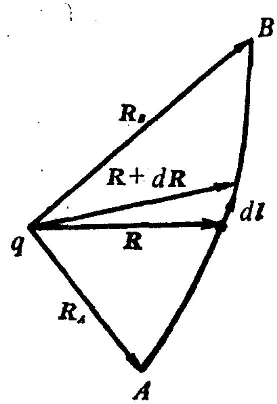

图 1.2.1

$$\int_A^B \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{l} = -\int_A^B (\nabla \Phi) \cdot d\boldsymbol{l}$$

$$
=-\int_A^B\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\boldsymbol{i}+\frac{\partial\Phi}{\partial y}\boldsymbol{j}+\frac{\partial\Phi}{\partial z}\boldsymbol{k}\right)\cdot(\boldsymbol{i}dx+\boldsymbol{j}dy+\boldsymbol{k}dz)
$$

$$
=-\int_A^B\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}dx+\frac{\partial\Phi}{\partial y}dy+\frac{\partial\Phi}{\partial z}dz\right)
$$

$$
=-\int_A^B d\Phi=\Phi_A-\Phi_B \tag{1.2.8}
$$

即由 A 点到 B 点场强的线积分之值等于 A 点电位与 B 点电位的差值。

以上选择了在无限远处的电位为零，是有其原因的。无限远处构成一个等位区。电荷分散在无限远处的位能为零，这在以后计算电荷系的能量时有其优越性；其次，如果在电场中有接地导体时，那么这个导体的电位便与无限远处电位相等。比如说一个孤立的带电导体接地，并假定地球并不带电，由于地球的电容远大于孤立导体的电容，那么此导体中的电荷将全部流入地球，此导体的电位也将变为零，因此在实际问题中可以认为地球的电位与无穷远处的电位相等，即为零电位。实际上地球表面也存在微弱的面电荷分布，因此在地球表面区域内，存在微弱的均匀电场，通常我们可不考虑这部分微弱电场所产生的影响；如有必要考虑，那么只需把地球作为零电位，再附加一部分均匀微弱电场的影响就可以了。

（三）高斯定理

静电场除了上述具有电位这种特性外，还有一个关于在封闭面上积分的定理，这就是高斯定理。在电场中通过 $d\boldsymbol{S}$ 面积元的电通量 dN 被定义为

$$
dN=\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{S} \tag{1.2.9}
$$

高斯定理指出：通过任何一个闭合面 S 的电通量等于该封闭面内所含电量的 $\frac{1}{\varepsilon_0}$ 倍，而与封闭面外的电量无关，用式子表示为