高等学校交流講义

电动力学

DIANDONG LIXUE

北京大学物理系理論物理
教研室电动力学教学小組編

人民教育出版社

53.64
171

高等学校交流講义

电 动 力 学

DIANDONG LIXUE

北京大学物理系理論物理
教研室电动力学教学小組編

人民教育出版社

本书是北京大学物理系理論物理教研室电动力学教学小組在他們原有的教学基础上編写的。参加編写的有曹昌祺、彭宏安和朱家珍等同志，主要由曹昌祺执笔。

該书內容分六章，并附有附录四則。第一章闡述了电磁場的基本性質和其运动规律的建立，第二章到第四章詳細討論了靜电場、靜磁場、电磁波的輻射和傳播，第五章討論了微观带电粒子与电磁場的相互作用，第六章闡述了特殊相对論的实驗基础和基本原理。可作为綜合大学和高等师范学校物理各专业“电动力学”課程的教材，也可供高等工业学校相近专业选用。

簡装本說明

目前850×1168毫米規格紙張較少，本书暫以787×1092毫米規格紙張印刷，定价相应減少20%。希鉴諒。

电 动 力 学

北京大学物理系理論物理
教研室电动力学教学小組編

人民教育出版社出版 高等学校教学用书編輯部 北京宣武門內承恩寺7号

（北京市书刊出版业营业許可証出字第2号）

人民教育印刷厂印装

新华书店科技发行所发行

各地新华书店經售

統一书号 13010·975　开本 787×1092 $^{1}/_{32}$　印張 11

字数 262,000　印数 00001—19,000　定价（6）¥0.85

1961年7月第1版　1961年7月北京第1次印刷

引　言

电动力学研究的对象是电磁場的基本屬性，它的运动規律以及它和带电物質的相互作用。

在17—18世紀，由于資本主义生产发展的推动，自然科学展开了各方面的探索活动。到了18世紀末期，电磁現象的实驗研究已有一定的开展，确立了以后成为静电学理論基础的庫倫定律，发現了电化学的效应，制成了电池。电池的制成，使人們第一次掌握了有效的电源，从而在19世紀初开始了电解、电鍍等最初的电化学的实际应用。19世紀的20年代，有关电流磁效应的安培-毕奥-薩瓦定律的发現，使人們开始認識电和磁現象之間的內在联系。在30年代，利用这一时期电磁学的成果作成的电报和电話，滿足了工业和商业发展对迅速便利的通訊工具的要求，成为近代通訊技术发展的开端。

19世紀生产的进一步发展，需要便于輸送的和經济的动力。1831年，法拉第发現电磁感应定律。后来在此基础上制造成发电机和电动机，突破了电磁电源功率小的限制，开辟了电力在生产中应用的广闊途徑。

电磁效应的实际应用的价値使得电磁学的研究成为当时物理学的最主要的方面。正是在这样的情况下，1862年麦克斯韦成功地以統一的理論，概括和发展了这一时期电磁学研究的广泛成果，总結出关于电磁現象的基本規律，并預言电磁波的存在。二十年后，赫芝用实驗方法产生出了电磁波，証实了麦克斯韦的理論。到今天，电磁波在人类实踐中已获得广泛而又重要的应用。

本书的第一章的內容，就是系統地闡述电磁現象的本質和基

本規律。通过对庫倫定律、安培-毕奥-薩瓦定律、电磁感应定律等基本实驗定律的分析、概括和提高，最終得到作为电磁現象基本規律的麦克斯韦方程組和洛倫兹力公式。另外，电磁理論发展的过程也是对于电磁場作为一种物質存在形态的認識发展过程，电磁場和一般物質状态一样具有能量和动量，同时又具有作为場的特点的波动性和迭加性。在得到麦克斯韦方程組和洛倫兹力公式后，我們就对电磁場的这些基本属性进行了比較系統的討論。

第二、三、四章分別討論了靜电場和靜磁場；电磁波的激发輻射和傳播。在这里，我們是在第一章基本規律的基础上进一步闡述了上述各个方面的主要概念和規律性、比較基本的过程或状态的物理特点，以及系統的理論方法，并結合着理論的闡述介紹了一些主要的实际問題。

电动力学的理論基础主要是在研究和总結宏观电磁現象中建立起来的。随着原子物理、核物理和基本粒子物理等学科的发展，提出了新的带电微观粒子和电磁場的相互作用問題。在解决这些問題中，电动力学虽然有它的局限性但仍然給出了許多有实际价值的結果，并为进一步的量子电动力学的討論提供了准备。在第五章中，我們主要討論了原子和原子核的輻射，高能粒子的輻射，电磁波的吸收和散射等过程，并介紹了部分介質与电磁波作用的微观理論。至于在微观物理研究推动下所发展的量子电动力学和电磁介質理論，則已超出了本課的范圍，而将在专門的課程中去講授。

到十九世紀末，虽然已經建立了电动力学的系統理論，但对电磁場本質的認識仍带有机械論的局限性，即把电磁場解釋为某种充滿整个宇宙空間的类似于彈性介質的“以太”的运动形态。而运动介質中电磁現象的进一步的实驗研究，提出了这种理論观点所无从解决的根本困难。在分析这些新的实驗結果的基础上，爱因

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

斯坦提出了新的特殊相对論理論，特殊相对論否定了原有的以太理論，提出了物理学的相对性原理，并变革了長期以来物理学中的带有形而上学局限性的时空概念。这一理論，不仅使电动力学摆脫了机械論的影响，使它确立在新的理論观点的上面，而且广泛地影响了物理学的其他学科。第六章就是闡述特殊相对論的基本原理、它的实驗基础和它对物理学其他学科（主要是力学）发展的影响。

在电动力学发展的过程中，也包含着唯物論和唯心論，辯証法和形而上学的尖銳斗爭，特別是在电磁現象本質、特殊相对論的建立和解釋等基本問題方面。电动力学在其实际发展的进程中，以无可辯駁的新的科学成果，不断地打击了唯心論和形而上学，一次又一次地証实了辯証唯物主义的正确性，以及其对自然科学的巨大指导作用。

目　录

04990

第一章　电磁运动形态的基本規律

本章的基本目的，是闡明电磁运动形态的普遍規律和本質。我們知道，一切宏观物体都是由原子和分子組成的，原子和分子又是由带負电的电子和带正电的原子核所构成（所謂电荷其实乃是物質的一种屬性）。按照近代的观点，电磁場也是物質存在的一种形态，它可以和一切带电物質相互作用。我們日常所熟悉的光就是波长在一定范圍內的电磁場，其他如无綫电波，热射綫，X 射綫，γ 射綫也都是波长在不同范圍的电磁場。电磁場和其他物質形态一样按照一定的規律运动变化，它也具有能量和动量等物質运动的基本屬性。在同荷电物質的相互作用中，彼此的能量和动量可以相互轉化，这从光和热射綫的吸收和輻射，X 射綫和电子的康普登散射等过程中特別清楚地显示出来。

电磁場的运动規律又具有自己的特点，它具有波动性和迭加性。光波或无綫电波的干涉和衍射現象說明了这一点。由于場的这些特点，对电磁运动状态的描写就与宏观質点有根本的不同。我們知道一个質点在某一瞬时的运动状态可用三个坐标和三个速度分量来表示，而对于电磁場在某一时刻的运动状态却須要用空間每一点的电場强度 $\boldsymbol{E}(x, y, z)$ 和磁感强度 $\boldsymbol{B}(x, y, z)$ 来表示，它們将給出电磁場的能量、动量以及电磁場对荷电物質的作用等特性。电磁場的运动及其受荷电物質的作用就反映在 $\boldsymbol{E}(x, y, z)$ 和 $\boldsymbol{B}(x, y, z)$ 随时間的变化以及带电物質对 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 的影响上面。象物理学的其他运动規律一样，电磁場的运动規律是由場的运动方程来表示。这里，由于 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 为空間 (x, y, z) 和时間 t 的函数，运动方程将采取偏微分方程組的形式，它們就是通常所謂麦克斯韦方程組。

至于电磁場对荷电物質的作用力，則是通过所謂洛侖兹力公式来表示。

人类对于电磁运动形态的認識，象所有認識过程一样，是在实踐中由現象到本質由特殊到一般逐步深入的。起初人們只观察到带电体之間以及載流导綫之間存在作用力。当时将这种力解釋为带电体之間的直接作用(卽超距作用)，而电場和磁場是作为一种描述的手段而引入的，后来人們在长期不断地实踐中，逐步揭露了电磁运动形态的本質，認識到电磁場是运动物質的一种存在形态，并总結出了它的运动規律。本章的主要目的，就是要在实驗定律的基础上，經过分析和提高，总結出电磁場的运动規律——麦克斯韦方程組，及洛倫兹作用力公式，并对电磁場的本質，它作为运动物質的一种形态进行深入的討論。

§1.1　庫倫定律，靜电場的散度和旋度

1. 庫倫定律是由实驗材料中直接总結出来的，它构成全部靜电理論的基础，它的內容可表述如下：

如果眞空中有两个靜止的点电荷 q_1 和 q_2，由 q_1 到 q_2 的距离为 $\boldsymbol{r}_{21}$，則 q_2 所受的力为

$$\boldsymbol{F}_2=k\frac{q_1q_2\boldsymbol{r}_{21}}{r_{21}^3}. \tag{1.1}$$

同样 q_1 所受的力为

$$\boldsymbol{F}_1=k\frac{q_1q_2\boldsymbol{r}_{12}}{r_{12}^3}=-\boldsymbol{F}_2. \tag{1.2}$$

如果 r 及 F 选用 CGS 制单位，并令 $k=1$，則由此定出的电荷的单位叫做电荷的靜电单位(簡写为 $CGSE$ 单位)。

要注意的是，电荷必須是靜止的点电荷，而且是处在眞空中，在宏观理論中点电荷是一个极限观念，如果荷电体之間的距离比起荷电体的綫度大得多时，它們卽可近似作为点电荷来看待。

如果一个点电荷 q_0 同时受許多点电荷 $q_1, q_2\cdots$ 的作用，則实驗告訴我們，q_0 所受总力为各个点电荷单独作用时的力的矢量和，卽

$$\boldsymbol{F}=\frac{q_0q_1\boldsymbol{r}_{01}}{r_{01}^3}+\frac{q_0q_2\boldsymbol{r}_{02}}{r_{02}^3}+\cdots. \tag{1.3}$$

在宏观电动力学中，电荷常常是連續分布的，如果一个电荷受一个連續分布电荷的作用，則可以将此連續分布的电荷分成許多小电荷元，而应用上公式。于是有：

$$\boldsymbol{F}=\iiint_V\frac{q\rho\boldsymbol{r}d\tau}{r^3}, \tag{1.4}$$

其中 $\boldsymbol{r}$ 是由体积元 $d\tau$ 到点电荷 q 的距离。

从上面的公式不难得出一个連續分布电荷受另一个連續分布电荷的作用力为

$$\boldsymbol{F}_1=\iiint\iiint\frac{\rho_1\rho_2\boldsymbol{r}_{12}d\tau_1d\tau_2}{r_{12}^3}. \tag{1.5}$$

2. 根据庫倫定律，可以說电荷附近的空間具有特殊的物理性質，卽出現在比空間中的其它电荷将受到力的作用。于是人們把这种电荷在其中会受到力的空間称为电場。如引言中所述，場在这里还只是作为描述电現象的手段而引入的，人們还沒有認識到电磁場是物質存在的一种形态，它可以离开电荷而独立存在(在交变电磁場情况)。在本节中我們暫仍保持这种原始的观点，在以后的 2 节中逐步地达到对电磁場更本質的認識。

电場中各点的性質不尽相同，例如电荷处在电場中不同地点时，所受力就不尽相同。我們将引进电場强度来表示这种不同。

由庫倫定律，我們知道，在一定电荷分布的电場中，作用于靜止的試探点电荷的力，与試探点电荷的电荷 q 成正比，卽

$$\boldsymbol{F}=q\boldsymbol{E}.$$

比例常量 $\boldsymbol{E}$ 卽为单位电荷所受的力，并称为电場强度，这样对于

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

空間每点都能定出一个 $\boldsymbol{E}$。因而一般說来得到一个 x, y, z 的矢量函数。

以后并发現，上述关于电場的定义，不仅对靜电場适用，对交变电場也适用，但要注意，試探点电荷必須是靜止的。

在实际上用試探电荷的方法去測量 $\boldsymbol{E}$ 时，应注意使得試探电荷的电量 q 很小，以免它的引入改变了原来的电荷分布。

在电荷分布已知的情况下，可以从庫倫定律去計算电場:

$$\boldsymbol{E}=\sum \frac{q_i \boldsymbol{r}_i}{r_i^3}. \tag{1.6}$$

在电荷是連續的分布时，

$$\boldsymbol{E}=\iiint \frac{\rho \boldsymbol{r} d\tau}{r^3}. \tag{1.7}$$

連續分布的电荷在电場中所受的力应为

$$\boldsymbol{F}=\iiint \rho \boldsymbol{E} d\tau. \tag{1.8}$$

注意若引入此連續分布的电荷后，电場强度 $\boldsymbol{E}$ 的值有所变动，則上式中的 $\boldsymbol{E}$ 应該用变动后的值。

根据庫倫定律，可以得到下述重要定理:

在靜电場中，通过任一封閉曲面向外的电通量，就等于此曲面所包含电荷的代数和的 4π 倍，即

$$\oiint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi Q. \tag{1.9}$$

在电荷为連續分布时

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi \iiint_{V_S} \rho d\tau. \tag{1.10}$$

上述体积分的区域 V_S 即为封閉曲面 S 的内部，这就是普通所謂的奥-高定理。

証明很簡单，对于只有一个点电荷的情况，通过 $d\boldsymbol{\sigma}$ 的电通量

为

$$\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=E\cos\theta d\sigma=\frac{q}{r^2}\cos\theta\, d\sigma,$$

我們知道

$$\frac{\cos\theta}{r^2}d\sigma=d\Omega,$$

$d\Omega$ 代表小面积 $d\sigma$ 对点电荷所張的立体角元，它可以取正值和負值。 正負号由 $\boldsymbol{r}$ 与 $d\boldsymbol{\sigma}$ 之間的夹角是銳角还是鈍角而定(图 1.1)。

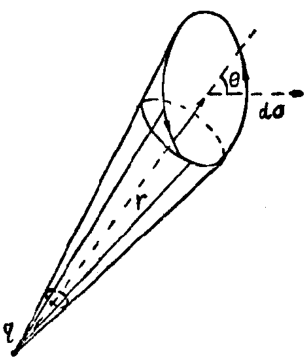

图 1.1

若所取封閉曲面包含点电荷，則由于 $d\boldsymbol{\sigma}$ 的方向总是規定为自曲面內到曲面外，卽有

$$\oiint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=q\int d\Omega=4\pi q.$$

若所取封閉曲面不包含此点电荷，

則

$$\int d\Omega=0.$$

故

$$\oiint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=0.$$

对于一个点电荷情况証明就已完毕。在有不止一个点电荷的情况，利用以上結果亦有

$$\oiint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=\oiint(\Sigma \boldsymbol{E}_i)\cdot d\boldsymbol{\sigma}$$

$$=\Sigma\oiint \boldsymbol{E}_i\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi Q,$$

Q 为曲面中所包含的总电荷。对于連續分布的情况，可将每个小体积元中的电荷 $\rho d\tau$ 作为点电荷来看待，于是仍有

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi Q=4\pi\iiint_{V_S}\rho d\tau.$$

直接将

$$\boldsymbol{E}=\iiint_{\infty}\frac{\rho \boldsymbol{r} d\tau}{r^3}$$

代入

$$\oiint_S \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}$$

中，亦可求得同样的結果。

由此可見，通过一封閉曲面的电通量只同其内部包含的电荷总値有关，与它們如何分布无关，而且也与外界的电荷无关。

上述奥-高定理是以积分形式表示的，通过矢量分析数学公式

$$\oiint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=\iiint\nabla\cdot\boldsymbol{E}d\tau,$$

可以得到

$$\iiint\nabla\cdot\boldsymbol{E}d\tau=4\pi\iiint\rho d\tau.$$

由于上式对于任何积分限都成立，因此有

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=4\pi\rho. \tag{1.11}$$

这就是奥-高定理的微分形式，它与积分形式完全相当，它告訴我們任意一点电場的散度就等于該点电荷密度的 4π 倍。

由奥-高定理，得知靜电場是有源場①，电荷即是它的源，每单

① 关于有源場的定义，参見附录A矢量分析。

位正电荷都发散出 4π 电通量，而单位負电荷都聚斂入 4π 电通量。

在电荷分布很对称的情况，由庫倫定律可以事先肯定电場具有某些对称性。这时，利用奥-高定理可以很方便地确定电場，关于这点，在普通物理中已講了很多，此处不多重复了，下面只举一个例子作为說明。

例 求一个均匀带电球体內的电場。設 O 为球心，P 为內中任一点，我們以 O 为心，通过 P 作一球面（图 1.2），由庫倫定律及电荷分布对称性的考虑可以得知球面上各点处的电場必与球面垂直，而且数值相同，于是

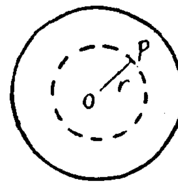

图 1.2

$$\oiint \boldsymbol{E}\cdot d\sigma=\oiint E\cos\theta d\sigma=\oiint Ed\sigma=E\iint d\sigma$$
$$=4\pi r^2 E.$$

而

$$4\pi\iiint \rho d\tau=4\pi\frac{4\pi}{3}\rho r^3,$$

故

$$E=\frac{4\pi}{3}\rho r.$$

上式表明，当球的半徑足够小时它所产生的电場即使在其內部也是很小的，这一結果对以后考虑一些問題将有帮助。值得提醒的是，用奥-高定理求解电場只有利用了对称性才有可能得出結果。

从庫倫定律还可求出

$$\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0, \tag{1.12}$$

其中积分綫是任意的封閉曲綫，这告訴我們靜电場是非旋的①。証

① 參見附录A矢量分析。

明很簡单，对于只有一个点电荷的情况

$$\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\oint \frac{q\boldsymbol{r}}{r^3}\cdot d\boldsymbol{l}=\oint \frac{q\,dr}{r^2}=0,$$

因为这里 $d\boldsymbol{l}$ 卽 $d\boldsymbol{r}$，而 $\boldsymbol{r}\cdot d\boldsymbol{r}=r\,dr$。对于一組点电荷的情况，亦有

$$\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\oint (\Sigma \boldsymbol{E}_i)\cdot d\boldsymbol{l}=\Sigma\oint \boldsymbol{E}_i d\boldsymbol{l}=0.$$

如果电荷是連續分布的，可以分成許多小体积元，这种每个小体积元相当于一个点电荷 $\rho d\tau$，因而亦得同样結果。

通过斯托克斯定理，卽

$$\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\iint \nabla\times\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma},$$

可得

$$\iint \nabla\times\boldsymbol{E}\cdot d\sigma=0.$$

由于上式对任意曲面都对，易証有

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=0. \tag{1.13}$$

卽电場 $\boldsymbol{E}$ 的旋度处处为零。此卽为 $\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0$ 的微分表示式，微分形式与积分形式完全相当。

根据(1.12)或(1.13)，可以引进电場的标量势 φ：

$$\left.\begin{aligned}&\boldsymbol{E}=-\nabla\varphi,\\&\varphi=-\int_{(x_0,y_0,z_0)}^{(x,y,z)}\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}+\varphi_0.\end{aligned}\right\} \tag{1.14}$$

对于一个点电荷情况，根据庫侖定律，並取无穷远处的 φ 为零，卽得

$$\varphi=\frac{q}{r}, \tag{1.15}$$

由此并可推出連續分布电荷的电势为

$$\varphi=\iiint\frac{\rho d\tau}{r}, \tag{1.16}$$

φ 通常称为静电势。

3. 在本节中我們由庫倫定律得出电場是一个有源无旋場，其散度等于 $4\pi\rho$。这些結果除了在特殊情况便于解决实际問題，以及使我們对静电場的性质有更深入的了解以外，还有一个重要的意义，那就是我們知道庫倫定律只适用于静电情况，它在普遍情况下是不适用的，因此，我們必須分析出静电場的那些性质同后来普遍情况下的实驗相矛盾，因而必須抛弃或修改，那些性质在普遍情况下仍是正确的，可以保留，以后将看到(1.13)与普遍情况下的实驗結果矛盾，因而必須修改，而(1.11)却与以后的結果无任何矛盾，可以推广到普遍情况。

§1.2 安培-毕奥-薩瓦定律，靜磁場的散度和旋度

1. 电荷的流动即形成电流。在普遍情况，要描写电流的状态，仅用总电流 I 是不够的，必需要用电流密度 $\boldsymbol{j}$，它是 x, y, z, t 的函数，表示出导体内每一点每个时刻流动的情况，它的方向表示該点該时刻电流流动的方向，它的数值表示单位时間内通过单位横截面积的电荷。通过任意曲面的电流(由曲面的后方通向前方)等于

$$I=\iint_S \boldsymbol{j}\cdot d\boldsymbol{\sigma}. \tag{2.1}$$

若某点处电荷密度为 ρ，而且电荷以共同的速度 $\boldsymbol{v}$ 运动，則該点的电流密度是

$$\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}. \tag{2.2}$$

注意这个关系式并不普遍成立，例如在导体内部，可以发生 ρ 为零，而 $\boldsymbol{j}$ 不为零的情况。这是因为其中正負电荷速度不同，不能以共同速度 $\boldsymbol{v}$ 表示。在金属导体中，正电荷实际上不动，故虽然

$$\rho=\rho_{+}+\rho_{-}=0,$$

而

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com