高等学校教学参考书

电动力学

曹昌祺

人民教育出版社

高等学校教学参考书

电动力学

曹昌祺

人民教育出版社

本书内容共分六章，并附有四个附录。第一章阐述电磁运动形态的基本规律和电磁场的基本性质，第二、三章分别讨论静电场静磁场以及它们与介质的相互作用，第四章系统地讨论电磁波的激发、传播和辐射，第五章讨论微观带电粒子与电磁场的相互作用，第六章阐述特殊相对论的实验基础和基本原理。本书可作为综合大学和高等师范学校物理各专业电动力学课程的教学参考书，也可供高等工业学校相近的专业选用。

简装本说明

目前 850×1168 毫米规格纸张较少，本书暂以 787×1092 毫米规格纸张印刷，定价相应减少 20%。希鉴谅。

电　动　力　学

曹昌祺

人民教育出版社出版（北京沙滩后街）
人民教育出版社印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行
各地新华书店经售

统一书号　13012·0133　开本 787×1092　1/32　印张 11　2/16
字数 266,000　印数 111,501—153,500　定价(6) 0.88 元
1961 年 7 月第 1 版　1962 年 7 月第 2 版　1979 年 7 月第 10 次印刷

引 言

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

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，电磁现象的实験研究已有一定的开展，确立了以后成为靜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，使人們开始訫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。后来在此基础上制成的发电机和电动机，突破了电池电源功率小的限制，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值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，总結出关于电磁場的基本規律，并預言电磁波的存在。二十年以后，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茲力公式。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茲力公式后，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、四章分别討論了靜电場和靜磁场、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满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

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，特别是在电磁现象本質、特殊相对論的建立和解释等基本問題方面。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

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属性）。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属性。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别清楚地显示出来。

电磁場这种物質形态又具有自己的特点，它弥漫在空間中，并具有波动性和迭加性。光波或无綫电波的干涉和衍射就是这种波动性和迭加性的显示。由于这些特点，对电磁場运动状态的描写就与宏观質点有根本的不同。我們知道，一个質点的瞬时运动状态可用三个坐标和三个速度分量表示，而对于电磁場瞬时的运动状态却須要用空間的矢量函数 $\boldsymbol{E}(x, y, z)$ 和 $\boldsymbol{B}(x, y, z)$ 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。像物理学的其他运动規律一样，电磁場的运动規律由場的运动方程来表示。在这里，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，則是通过所謂洛侖茲力公式来表示。

人类对于电磁运动形态的訊識，像所有訊識过程一样，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，才訊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，及洛倫茲作用力公式，然后对电磁場的本質，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

$$\boldsymbol{F}_2 = k\frac{q_1 q_2 \boldsymbol{r}_{21}}{r_{21}^3}, \tag{1.1}$$

同样 q_1 所受的力为

$$\boldsymbol{F}_1 = k\frac{q_1 q_2 \boldsymbol{r}_{12}}{r_{12}^3} = -\boldsymbol{F}_2. \tag{1.2}$$

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，即

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

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：

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

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. 根据库倫定律，可以說电荷附近的空間具有特殊的物理性质，即出現在此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，在以后的几节中逐步地达到对电磁場更本質的認識。

当电荷处在电場中不同地点时，所受力是不相同的，下面我們将引进电場强度来描写电荷在电場中各点受力的情况。

由库倫定律，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，即

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

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

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。

上述关于电場的定义，卽单位电荷所受的力，不仅对静电場适用，对交变电場也适用，但要注意，試探点电荷必須是静止的。

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，可以从庫侖定律去計算电場：

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

在电荷是連續的分布时，

$$\boldsymbol{E}(x, y, z)=\iiint\frac{\rho\,(x', y', z')\boldsymbol{r}d\tau'}{r^3}, \tag{1.7}$$

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，则上式中的 $\boldsymbol{E}$ 应該用变动后的值。

根据庫侖定律，可以得到下述重要定理：

在静电場中，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，卽

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

在电荷为連續分布时

$$\oint\limits_S\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi\iiint\limits_{V_S}\rho d\tau. \tag{1.10}$$

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

証明很簡单。先看只有一个点电荷的情况。这时通过 $d\sigma$ 的

电通量为

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

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)。

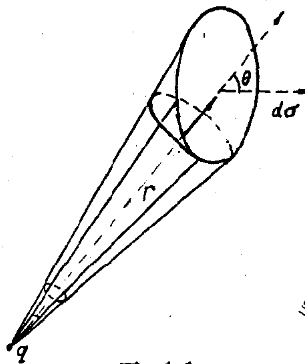

图 1.1

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

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

若所取封閉曲面不包含此点电荷，则

$$\int d\Omega=0,$$

故

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

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 为曲面包含的总电荷。对于电荷連續分布的情况，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值有关，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，在电荷連續情况，它与积分形式完全相当，它告訴我們任一点电場的散度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，电荷卽是它的源，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，而单位负电荷都聚斂入 4π 电通量。

在电荷分布很对称的情况，由库伦定律可以事先肯定电场具有某些对称性。这时，利用奥-高定理可以很方便地确定电场，关于这点，在普通物理中已讲了很多，此处不多重复了，下面只举一个例子作为说明。

例 求一个均匀带电球体内的电场。设 O 为球心，P 为内中任一点，我们以 O 为心，通过 P 作一球面（图 1.2），由库伦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场必与球面垂直，而且数值相同，于是

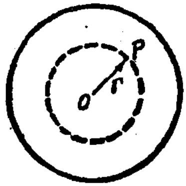

图 1.2

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

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 ρ 保持一定而 r 趋于零时，它所产生的电场即使在其内部也是趋于零的，这一结果以后将会用到。值得提醒的是，用奥-高定理求解电场只有利用了对称性才有可能得出结果。

从库伦定律还可求出

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

其中积分线是任意的封闭曲线，这告诉我们静电场是非旋的①。证

① 参见附录 A“矢量分析”。

明也很簡单，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 $d\boldsymbol{l}$ 即 $d\boldsymbol{r}$，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，即

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

从(1.12)式可得

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

由于上式对任意曲面都对，易证有

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

即电場 $\boldsymbol{E}$ 的旋度处处为零。这就是 $\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0$ 的微分表示式，在場强 $\boldsymbol{E}$ 連續分布并可微的情况，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，并取无穷远处的 φ 为零，即得

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

由此并可推出分布在有限空間中的連續电荷的电势为

$$\varphi(x,y,z)=\iiint\frac{\rho(x',y',z')\,d\tau'}{r}, \tag{1.16}$$

φ 通常称为靜电势。

3. 在本节中我們由庫倫定律得出电場是一个有源无旋場，其旋度等于零，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，以及使我們对靜电場的性質有更深入的了解以外，还有一个重要的意义，那就是庫倫定律只适用于靜电情况，在普遍情况下是不适用的，因此，我們必須分析出它的那些性質同后来普遍情况下的实驗相矛盾，因而在普遍理論中必須抛弃或修改，那些性質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，表示出导体內每一点每个时刻流动的情况。$\boldsymbol{j}$ 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內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

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

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

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

注意这个关系式并不普遍成立，例如在导体內部，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。例如，在金属导体中，正电荷是不动的，故虽然

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

而