

电 动 力 学

曹 昌 祺 编 著

高等学校教学参考书



电 动 力 学

曹昌祺编著

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 编著

人民教育出版社出版（北京沙滩后街）

国营五二三厂印刷

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 61,501—111,500 定价(6) 0.88 元

1961 年 7 月第 1 版 1962 年 7 月第 2 版 1978 年 3 月第 9 次印刷

引 言

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

在17—18世纪，由于资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世纪末期，电磁现象的实验研究已有一定的开展，确立了以后成为静电学理论基础的库仑定律，发现了电化学的效应，制成了电池。电池的制成，使人们第一次掌握了有效的电源，从而在19世纪初开始了电解、电镀等最初的电化学的实际应用。19世纪的20年代，有关电流磁效应的安培-毕奥-萨瓦定律的发现，使人们开始认识电和磁现象之间的内在联系。在40年代，利用这一时期电磁学的成果作成的电报和电话，满足了工业和商业发展对迅速便利的通讯工具的要求，成为近代通讯技术发展的开端。

19世纪生产的进一步发展，需要便于输送的和经济的动力。1831年，法拉第发现电磁感应定律。后来在此基础上制成的发电机和电动机，突破了电磁电源功率小的限制，开辟了电力在生产中应用的广阔途径。

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统一的理论，概括和发展了这一时期电磁学研究的广泛成果，总结出关于电磁场的基本规律，并预言电磁波的存在。二十年以后，赫芝用实验方法产生出了电磁波，证实了麦克斯韦的理论。到20世纪，电磁波在人类实践中已获得广泛而又重要的应用。

本书的第一章的内容，就是系统地阐述电磁现象的本质和基

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验定律的分析、概括和提高,最終得到作为电磁现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质存在形态的認識发展过程,电磁場和一般物质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结宏观电磁现象中建立起来的。随着原子物理、核物理和基本粒子物理等学科的发展,提出了新的带电微觀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觀理論。至于在微觀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围,而将在專門的課程中去講授。

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帶有机械論的局限性,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。而运动介質中电磁现象的进一步的实验研究,提出了这种理論观点所无从解决的根本困难。在分析这些新的实验結果的基础上,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，并变革了长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，不仅使电动力学摆脱了机械論的影响，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、它的实验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争，特别是在电磁現象本质、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，一次又一次地証實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

引言	v
第一章 电磁运动形态的基本规律	1
§ 1.1 库伦定律,静电场的散度和旋度	2
§ 1.2 安培-毕奥-萨瓦定律,静磁场的散度和旋度	9
§ 1.3 法拉第电磁感应定律	17
§ 1.4 麦克斯韦方程组和洛伦兹力公式	18
§ 1.5 电磁能量和电磁动量,能量动量守恒和转化定律	22
§ 1.6 电磁场的波动性,平面电磁波	31
§ 1.7 麦克斯韦方程组作为电磁场运动方程的完整性	37
§ 1.8 介质中电荷的运动形态,介质内部和边界上麦克斯韦方程组的形式	38
§ 1.9 介质的电磁性质方程,介质中的电磁能量	47
第二章 静电场和静电作用	53
§ 2.1 静电场与介质的相互作用,静电唯一性定理和迭加定理	53
§ 2.2 静电场在稳定电流情况中的作用,及其满足的基本方程	60
§ 2.3 导体系的电势系数和电容系数,静电屏蔽问题	66
§ 2.4 分离变数法在静电问题中的应用	72
§ 2.5 点电荷密度的数学表示—— δ 函数,静电问题中的格林函数方法	82
§ 2.6 静电镜像法	86
§ 2.7 电阻法勘探中的静电场问题	95
§ 2.8 电多极子的场以及其与外电场的相互作用能	101
第三章 静磁场和似稳电磁场	111
§ 3.1 静磁场	111
§ 3.2 圆电流圈的磁场	114
§ 3.3 磁偶极子的场及其在外磁场中所受的作用力	117
§ 3.4 静磁标势和磁荷的概念,静磁屏蔽问题	123
§ 3.5 似稳电磁场与似稳电路方程	131
第四章 电磁波的激发、传播和辐射	137
§ 4.1 电磁场的标势和矢势	137
§ 4.2 电磁波与导电介质作用的基本方程,定态电磁波的边值问题	144

§ 4.3 电磁波在绝缘介质表面的反射和折射	149
§ 4.4 电磁波在导体中的传播以及在导体表面的反射	156
§ 4.5 电磁波的共振激发	162
§ 4.6 电磁波沿同轴线的传播, 电报方程式	169
§ 4.7 电磁波在波导管中的传播	179
§ 4.8 表面电磁波的传播	186
§ 4.9 电磁波自天线的辐射	191
§ 4.10 惠更斯-费涅耳原理, 电磁波的衍射	198
第五章 带电粒子和电磁场的相互作用	205
§ 5.1 运动带电粒子的电磁场	205
§ 5.2 电偶极辐射	213
§ 5.3 电四极和磁偶极辐射	218
§ 5.4 任意运动的带电粒子的辐射	221
§ 5.5 瓦维洛夫-切伦柯夫辐射	227
§ 5.6 带电粒子的电磁质量和辐射阻尼力	233
§ 5.7 谐振带电粒子的辐射阻尼, 谱线的自然宽度	242
§ 5.8 电子对电磁波的散射和吸收, 介质的色散	246
第六章 特殊相对论基础	257
§ 6.1 特殊相对论产生的历史条件和实验基础	258
§ 6.2 特殊相对论的基本原理, 洛伦兹变换公式	265
§ 6.3 相对论时空理论的讨论	271
§ 6.4 对时间次序问题的进一步讨论	278
§ 6.5 电磁规律的相对论不变性	281
§ 6.6 相对论不变的力学方程, 质能关系式	290
§ 6.7 电子加速器的简单理论	298
§ 6.8 在电磁场中运动的带电粒子的拉格朗日方程和哈密顿方程	303
§ 6.9 电磁场的变分原理, 拉格朗日方程和哈密顿方程	307
附录	315
附录 A 矢量分析	315
附录 B 张量的运算	328
附录 C 柱面电磁波的普遍解	336
附录 D 电磁单位制	342

第一章 电磁运动形态的基本规律

本章的基本目的,是阐明电磁运动形态的普遍规律和本質。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围内的电磁場,其他如无线电波,热射线, X 射线, γ 射线也都是波长在不同范围的电磁場。电磁場和其他物質形态一样按照一定的规律运动变化, 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, 这从光和热射线的吸收和辐射, X 射线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。光波或无线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质点有根本的不同。我們知道, 一个质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 $E(x, y, z)$ 和 $B(x, y, z)$ 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 $E(x, y, z)$ 和 $B(x, y, z)$ 随时間的变化以及带电物質对 E 和 B 的影响上面。像物理学的其他运动规律一样, 电磁場的运动规律由場的运动方程来表示。在这里, 由于 E 和 B 为空間 (x, y, z) 和時間 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。

至于电磁场对荷电物质的作用力，则是通过所谓洛伦兹力公式来表示。

人类对于电磁运动形态的认识，像所有认识过程一样，是在实践中由现象到本质由特殊到一般逐步深入的。起初人们只观察到带电体之间以及载流导线之间存在作用力。当时将这种力解释为带电体之间的直接作用（即超距作用），而电场和磁场是作为一种描述的手段而引入的，后来人们在长期不断地实践中，逐步揭露了电磁运动形态的本质，才认识到电磁场是运动物质的一种存在形态，并总结出了它的运动规律。本章的主要目的，就是要在实验定律的基础上，经过分析和提高，总结出电磁场的运动规律——麦克斯韦方程组，及洛伦兹作用力公式，然后对电磁场的本质，它作为运动物质的一种形态进行深入的讨论。

§ 1.1 库伦定律，静电场的散度和旋度

1. 库伦定律是由实验材料中直接总结出来的，它构成全部静电理论的基础，它的内容可表述如下：

如果真空中有两个静止的点电荷 q_1 和 q_2 ，由 q_1 到 q_2 的距离为 r_{21} ，则 q_2 所受的力为

$$\mathbf{F}_2 = k \frac{q_1 q_2 \mathbf{r}_{21}}{r_{21}^3}, \quad (1.1)$$

同样 q_1 所受的力为

$$\mathbf{F}_1 = k \frac{q_1 q_2 \mathbf{r}_{12}}{r_{12}^3} = -\mathbf{F}_2. \quad (1.2)$$

如果 r 及 F 选用 CGS 制单位，并令 $k=1$ ，则由此定出的电荷的单位叫做电荷的静电单位（简称为 CGSE 单位）。

要注意的是，电荷必须是静止的点电荷，而且是处在真空中。在宏观理论中点电荷是一个极限观念，如果荷电体之间的距离比起荷电体的线度大得多时，它们即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, 則实验告訴我們, q_0 所受总力为各个点电荷单独作用时的力的矢量和, 即

$$\mathbf{F} = \frac{q_0 q_1 \mathbf{r}_{01}}{r_{01}^3} + \frac{q_0 q_2 \mathbf{r}_{02}}{r_{02}^3} + \cdots \quad (1.3)$$

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, 則可以將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:

$$\mathbf{F} = \iiint_V \frac{q \rho \mathbf{r} d\tau}{r^3}, \quad (1.4)$$

其中 $\mathbf{r}$ 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

$$\mathbf{F}_1 = \iiint \iiint \frac{\rho_1 \rho_2 \mathbf{r}_{12} d\tau_1 d\tau_2}{r_{12}^3}. \quad (1.5)$$

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, 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, 人們还没有認識到, 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, 下面我們將引进电場强度来描写电荷在电場中各点受力的情况。

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, 即

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

比例常量 $\mathbf{E}$ 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 E 。因而一般說来得到一个 x, y, z 的矢量函数。

上述关于电场的定义, 即单位电荷所受的力, 不仅对静电场适用, 对交变电场也适用, 但要注意, 试探点电荷必须是静止的。

在实际上用试探电荷的方法去测量 E 时, 应注意使得试探电荷的电量 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況下, 可以从庫倫定律去計算电场:

$$E = \sum \frac{q_i r_i}{r_i^3}. \quad (1.6)$$

在电荷是連續的分布时,

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

連續分布的电荷在电场中所受的力应为

$$F = \iiint \rho E d\tau, \quad (1.8)$$

注意若引入此連續分布的电荷后, 电场强度 E 的值有所变动, 則上式中的 E 应该用变动后的值。

根据庫倫定律, 可以得到下述重要定理:

在静电场中, 通过任一封闭曲面向外的电通量, 就等于此曲面所包含电荷的代数和的 4π 倍, 即

$$\oint E \cdot d\sigma = 4\pi Q. \quad (1.9)$$

在电荷为連續分布时

$$\oint_S E \cdot d\sigma = 4\pi \iiint_{V_S} \rho d\tau. \quad (1.10)$$

上述体积分的区域 V_S 即为封闭曲面 S 的内部, 这就是普通所謂的高定理。

証明很简单。先看只有一个点电荷的情况。这时通过 $d\sigma$ 的

電通量為

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

我們知道

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

$d\Omega$ 代表小面積 $d\sigma$ 對點電荷所張的立體角元, 它可以取正值和負值, 正負號由 $\mathbf{r}$ 與 $d\boldsymbol{\sigma}$ 之間的夾角是銳角還是鈍角而定(圖 1.1)。

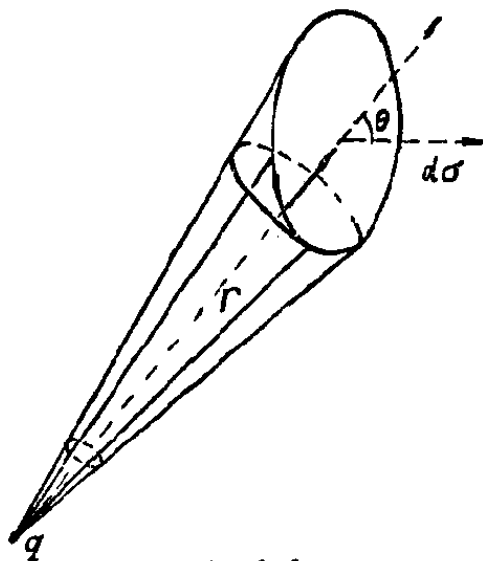


圖 1.1

若所取封閉曲面包含點電荷, 則由於 $d\boldsymbol{\sigma}$ 的方向總是規定為自曲面內到曲面外, 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點電荷,
則

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

故

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

對於一個點電荷情況證明就已完畢。在有不止一個點電荷的情況, 利用以上結果亦有

$$\begin{aligned}\oint \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\sigma} &= \oint (\sum \mathbf{E}_i) \cdot d\boldsymbol{\sigma} = \\ &= \sum \oint \mathbf{E}_i \cdot d\boldsymbol{\sigma} = 4\pi Q,\end{aligned}$$

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

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\sigma} = 4\pi Q = 4\pi \iiint_V \rho d\tau.$$

直接将

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

代入

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\sigma}$$

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

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

可以得到

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

由于上式对于任何积分限都成立，因此有

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho. \quad (1.11)$$

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，电荷即是它的源，每单

① 关于有源場的定义，參見附录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, 由庫倫定律可以事先肯定電場具有某些对称性。这时, 利用奥-高定理可以很方便地确定電場, 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内的電場。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電場必与球面垂直, 而且数值相同, 于是

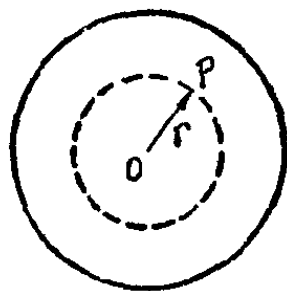


图 1.2

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

而

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

故

$$E = \frac{4\pi}{3} \rho r, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho.$$

上式表明, 当球的半径足够小时它所产生的電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-高定理求解電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

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0, \quad (1.12)$$

其中积分綫是任意的封閉曲綫, 这告訴我們靜電場是非旋的^①。証

① 參見附录 A “矢量分析”。

明也很简单, 对于只有一个点电荷的情况

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

因为这里 $d\mathbf{l}$ 即 $d\mathbf{r}$, 而 $\mathbf{r} \cdot d\mathbf{r} = r dr$ 。对于一组点电荷的情况, 亦有

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \oint (\sum \mathbf{E}_i) \cdot d\mathbf{l} = \sum \oint \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{l} = 0.$$

如果电荷是连续分布的, 可以分成许多小体积元, 这种每个小体积元相当于一个点电荷 $\rho d\tau$, 因而亦得同样结果。

通过斯托克斯定理, 即

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

从(1.12)式可得

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

由于上式对任意曲面都对, 易证有

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0. \quad (1.13)$$

即电场 $\mathbf{E}$ 的旋度处处为零。这就是 $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0$ 的微分表示式, 在电场 $\mathbf{E}$ 连续分布并可微的情况, 微分形式与积分形式完全相当。

根据(1.12)或(1.13), 可以引进电场的标量势 φ :

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

对于一个点电荷情况, 根据库伦定律, 并取无穷远处的 φ 为零, 即得

$$\varphi = \frac{q}{r}, \quad (1.15)$$

由此并可推出分布在有限空间中的连续电荷的电势为

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

通常称为靜电势。

3. 在本书中我們由庫倫定律得出电场是一个有源无旋場, 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验相矛盾, 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)与普遍情况下的实验結果矛盾, 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 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。 j 的方向表示該点該时刻电流流动的方向, 它的数值表示单位時間內通过单位橫截面积的电荷。通过任意曲面的电流(由曲面的后方通向前方)等于

$$I = \iint_S j \cdot d\sigma. \quad (2.1)$$

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

$$j = \rho v. \quad (2.2)$$

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 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 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