

师范专科学校试用教材

928038

理论物理概论

I

——电动力学

李法和 陈光旨 俞雪珍 编

高等教育出版社

师范专科学校试用教材

理论物理概论

第一分册

电动力学

李法和 陈光旨 俞雪珍 编

第

高等教育出版社

内 容 提 要

本书是按照高等学校理科物理教材编审委员会审定的三年制师专《理论物理概论》教学大纲编写的。主要阐述理论物理的基本概念及基本原理，力求概念清晰、准确，基本原理清楚、透彻，重点突出，既利于教学又便于自修。全书包括电动力学、统计物理学、量子力学三篇，每篇为一分册，三篇共需 140 学时，各篇所需学时数大体相等。

该册为本书的第一篇，共分三章：静电场和静磁场，时变场、狭义相对论。全篇整体上写得较为简练，但对一些重要而基本的问题也给予足够充分的讨论，数学的推证也力求严密清晰。每章末都附有小结。

此书经高等学校理科物理教材编审委员会组织审订，可作为三年制师专“理论物理概论”课程的教材，也可供教育学院物理系、中学教师进修时使用。

师范专科学校试用教材

理论物理概论

第一分册

电动力学

李法和 陈光富 俞雪珍 编

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

四川省金堂新华印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 8.75 字数 208 000

1991年4月第1版 1991年4月第1次印刷

印数 00 001—1 710

ISBN 7-04-003084-5/O·957

定价 2.75 元

前 言

本书是按照高等学校理科物理教材编审委员会审定的师专三年制《理论物理概论》教学大纲编写的。初稿经一些院校试用后，曾作了一些修改。后在高等学校理科物理教材编委会组织的审稿会上，经十一所高等师范院校的代表对本书进行了认真细致的审议，根据审查意见，我们又作了修改。

本书主要阐述理论物理的基本概念及基本原理，力求概念清晰、准确，基本原理清楚、透彻，重点突出，既利于教学又便于自修。在内容和方法的具体处理上，着重考虑了师专物理专业当前教学的需要，同时也照顾到其它院校如工科有关专业及师院物理系改革的需要，以提高本书的适应性。

全书包括电动力学、统计物理学、量子力学三篇。电动力学主要由李法和执笔，统计物理学主要由陈光旨执笔，量子力学主要由俞雪珍执笔。学完本书约需140学时，各篇所需学时数大体相同。

在本书的编写过程中，许多专家学者给予了热情的支持，提出了不少宝贵的意见，对本书质量的提高帮助很大。高等教育出版社为本书的出版做了大量的工作，在此一并致谢。

由于我们的水平所限，书中的缺点和错误在所难免，恳望读者批评指正，以利改进。

编 者

1989年10月

4550/03

编 者 的 话

本册是《理论物理概论》的第一篇，共分三章：第一章静电场和静磁场，第二章时变场，第三章狭义相对论。为了使学生通过该篇的学习能了解电动力学的研究对象，初步掌握其基本内容及研究方法，全篇整体上写得较为简练，但对一些重要而基本的问题也给予足够充分的讨论，数学的推证也力求严密清晰。每章都安排有一定数量的例题和习题，并在章末附有小结。

为了便于自学和参考，书中增写了部分带*号的内容，是否在课堂上讲授，由各校根据具体情况决定。

本书采用国际单位制(SI)。书末附有国际单位制与高斯单位制中主要公式对照表，以便读者查对。

在本篇的编写过程中，北京师范大学梁绍荣先生提出了许多宝贵意见，使作者受益匪浅。复旦大学蔡圣善先生曾审阅过该册书稿，提出了不少改进意见，对书稿质量的提高帮助很大。对此，作者表示由衷的感谢。

李 法 和

1989年10月于山东师范大学

目 录

第一篇 电 动 力 学

第一章 静电场和静磁场	2
§ 1-1-1 库仑定律 静电场方程	2
(一)库仑定律 电场强度	2
(二)静电场的散度和旋度	4
§ 1-1-2 静电势及其微分方程	7
(一)静电场的标势	7
(二)电势的微分方程	9
§ 1-1-3 有介质时的电场	10
(一)介质的极化及极化电荷	10
(二)电介质中的电场	12
(三)关于 D 的讨论	13
(四)电场的边值关系	15
§ 1-1-4 唯一性定理及电象法	18
(一)静电的唯一性定理	18
(二)电象法	22
§ 1-1-5 拉普拉斯方程的解——分离变量法	30
§ 1-1-6 稳定电流及静磁场	40
(一)稳定电流及电荷守恒定律	40
(二)稳定电流的磁场及其性质	43
(三)静磁场的矢势及其微分方程	46
(四)有介质时的磁场及边值关系	54
(五)磁荷观点及磁标势	59
第二章 时变场	75

§ 1-2-1 电磁感应定律及麦克斯韦方程组	75
(一) 电磁感应定律	75
(二) 位移电流	79
(三) 麦克斯韦方程组	84
1-2-2 电磁场的能量	86
(一) 电磁场的能量及其守恒定律	86
(二) 能流密度——坡印亭矢量	88
§ 1-2-3 时变场的矢势和标势	90
(一) 时变场的 φ 和 $\mathbf{A}$	90
(二) 势的微分方程及规范变换	91
(三) 达朗贝尔方程的解——推迟势	94
§ 1-2-4 平面电磁波的传播	98
(一) 场的波动方程	98
(二) 定态波和平面波	99
(三) 平面波在介质分界面上的反射与折射	104
(四) 菲涅尔公式的推论	109
(五) 平面波在导体中的传播	116
(六) 波导管中的电磁波	120
§ 1-2-5 电偶极辐射	126
(一) 辐射的一般理论	126
(二) 电偶极辐射	129
(三) 辐射功率及角分布	136
(四) 天线辐射	138
§ 1-2-6 电磁场的动量和角动量	142
(一) 电磁场的动量	142
(二) 电磁场的角动量	147
第三章 狭义相对论	156
§ 1-3-1 相对论的基本假设与洛伦兹变换	156
(一) 经典时空观及“以太”理论的困难	156
(二) 相对论的实验基础	159

(三)两个基本假设及洛仑兹变换	162
§ 1-3-2 相对论的时空理论	172
(一)四维空间的划分	172
(二)同时的相对性	174
(三)顺序的相对性和因果律	176
(四)时间膨胀和时钟延缓	178
(五)长度的收缩	183
(六)速度变换公式	187
§ 1-3-3 物理量在四维空间的变换性质	197
(一)三维空间的正交变换	197
(二)相对论四维空间的线性正交变换	200
(三)物理量的变换性质	202
§ 1-3-4 相对论力学	205
(一)相对论的动力学方程	205
(二)质能关系式	209
§ 1-3-5 相对论电动力学	217
(一)四维电流与电荷守恒的协变性	218
(二)四维矢势及势方程的协变性	219
(三)电磁场张量	221
(四)电磁场的相对性及场的不变量	223
(五)场方程组的四维协变形式	229
§ 1-3-6 高能粒子的场及其辐射	231
(一)高能粒子的李纳-维谢尔势	231
(二)任意运动带电粒子的场	234
(三)带电粒子的辐射	238
(四)切伦科夫辐射	241
(五)带电粒子的自作用	246
(六)经典电动力学的局限性	251
附录 I 矢量分析 张量分析	257
附录 II 两种单位制主要公式对照表	268

第一篇 电 动 力 学

电动力学是在电磁学基础上系统地研究电磁场的基本属性、运动规律以及与物质相互作用的理论。

人们对电磁现象的认识是逐步深化的。1785年库仑完成扭秤实验，从此电学研究开始迅速发展。1820年奥斯特发现了电流的磁效应，开拓了电学研究的新领域。1831年法拉第发现了电磁感应的规律，为电能的开发和广泛利用提供了崭新的前景。至此，“场”的观念被提出来了。到1864年，麦克斯韦把电磁规律总结为普适的场方程组，预言了电磁波的存在，说明光是电磁波。1888年赫兹通过电磁波实验，证实了麦克斯韦理论的推论和预言，揭示出场的物质性，开辟了电磁波应用和研究的新领域。随着对电磁现象与电磁理论认识的进一步深化，1905年爱因斯坦建立了狭义相对论，实现了电力和磁力的统一。至此，电磁理论已发展成为经典物理学中相当完善的一个分支。

物理学的发展，使得电动力学中建立的有关场的概念显得更加重要和普遍。在现代物理学中，场的概念和方法正得到更加广泛的应用。

第一章 静电场和静磁场

本章从实验定律出发,建立静电场和静磁场的理论.重点分析静电场和静磁场的性质及场的求解方法.

§1-1-1 库仑定律 静电场方程

(一) 库仑定律 电场强度

库仑定律是一个基本的实验定律,它表明在真空中两个静止点电荷 q_1 、 q_2 之间的相互作用力与两电荷的乘积成正比,与它们距离的平方成反比,其数学表达式为

$$\left. \begin{aligned} F_{21} &= k \frac{q_1 q_2}{r_{21}^3} r_{21} \quad (q_1 \text{ 受到的力}) \\ F_{12} &= k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^3} r_{12} \quad (q_2 \text{ 受到的力}) \end{aligned} \right\} \quad (1.1.1)$$

其中 k 为一比例系数,若采用国际单位制就有 $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, ϵ_0 为真

空中的介电常数,其值为 $\epsilon_0 = 8.85 \times$

$10^{-12} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$; r_{12} 表示 q_1 到 q_2 的矢

径, r_{21} 表示 q_2 到 q_1 的矢径(见图1-1

-1). 因 $r_{12} = -r_{21}$, 显然 $F_{12} = -F_{21}$.

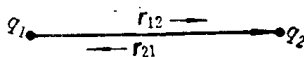


图 1-1-1

库仑定律是实验的总结,不能从理论上推证出来,其正确性是由它的推论得到实验的证实而被确认的.下面,对它作几点说明.

(1) 作用力与距离平方成反比的结论,人们曾进行了长期反复的验证.近代的电子弹性散射实验证明,一直到距离 r 的数量级为 10^{-15}m 时,平方反比律仍然正确,即在原子核尺度上库仑

定律仍然成立。

(2) 定律只适用于静止电荷间的相互作用。如果两个电荷是运动的，它们之间的相互作用不是纯库仑作用力，在这种情况下，一般来说 $F_{21} = -F_{12}$ 也不成立。就是说，库仑定律成立的根本条件是电荷对参考系是静止的。当然，静止的概念是相对的。对不同参考系来说，两个点电荷间的相互作用也是不同的。

(3) 库仑定律是静止电荷间的独立作用定律，即任何两个电荷间的相互作用不因其他电荷的存在而改变。这是总结了更多实验事实而得到的结论，称为线性叠加原理。在宏观领域所作的各种实验，证实了线性叠加原理的正确性。在某些情况下，如在铁磁材料中的场及强激光束在晶体中引起的反应会出现非线性效应，但这大多与量子效应有关。实际上当场不是很强时，在原子尺度上场的线性叠加原理都是精确成立的。因此，只要知道了两静止点电荷间的相互作用，原则上就可知道一切静电分布电荷的相互作用。这只需把库仑定律向非点电荷推广即可。

电荷间的相互作用是通过电场来传递的。由“场”来传递相互作用的观点，已被实践证明是正确的。所以“场”已成为现代物理学中一个很重要的基本概念。场概念的引入在电动力学的发展上起了极为重要的作用，因此逐步加深对场的认识正是本课程主要目的之一。为了定量描述电场，引入了电场强度的概念。空间某点的电场强度定义为：静止的单位正电荷在场中该点所受之力。这样，由库仑定律可知，一电量为 q 的静止点电荷，在距它为 r 处所产生的电场强度为

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (1.1.2)$$

由于电荷产生电场会使周围空间的物理性质产生变化，因此我们可用一检验电荷测出空间的电场分布。要准确测定空间某点的电场强度，必须要求检验电荷是静止的，其体积应足够小，且

电荷量不大，使其对原来电场分布的影响可以忽略不计。

知道了点电荷的场，原则上按照叠加原理就可以求出任意分布的电荷所产生的场。例如，连续分布于某区域 V' 中的电荷在空间任一点 $P(x, y, z)$ 处产生的电场就为：

$$E(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r') dV'}{r^3} \mathbf{r} \quad (1.1.3)$$

其中 $\rho(r')$ 为电荷分布的体密度，它是源点 r' 的函数，而 r 为 $\rho(r') dV'$ 到场点 P 的矢径。由图 1-1-2 可知：

$$r = R_0 - r' \quad r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$$

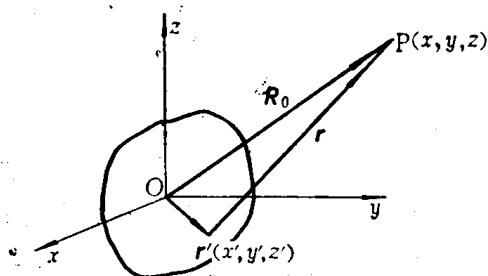


图 1-1-2

从式 (1.1.2) 可看出，当 $r=0$ 时场变为无限大，公式失去意义。所以，我们必须认为式 (1.1.2) 中的 $r \neq 0$ 。这说明库仑定律中点电荷的概念只是便于讨论问题时的一种简化。实

际上，当 $r \rightarrow 0$ 时任何电荷已不能再作为点电荷处理。

(二) 静电场的散度和旋度

由高斯定理知，净穿出任一闭合面的电通量等于该面所包围电荷总量的 $\frac{1}{\epsilon_0}$ 倍(证明过程在电磁学中已给出，此处不再重复)，其数学表达式为

$$\oint E \cdot dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i \quad (1.1.4)$$

若面内电荷是连续分布的，则可写成

$$\oint E \cdot dS = \frac{1}{\epsilon_0} \int \rho dV \quad (1.1.5)$$

其中 V 为闭合面 S 所围的空间体积, 如图 1-1-3 所示。注意: 公式中穿过闭合面的电通量只与面内电荷量的代数和有关, 而与面内电荷的位置和分布无关, 也与面外的电荷无关; 通量的正负取决于面内总电荷的正负。按规定, dS 为 S 面上的定向面元, 以指向 V 外的法线方向为其正方向。因此, 面内总电荷为负时穿出的通量为负, 实为穿进; 若面内总电荷量为正时, 穿出的通量也为正。这表明电力线是发自正电荷而止于负电荷。

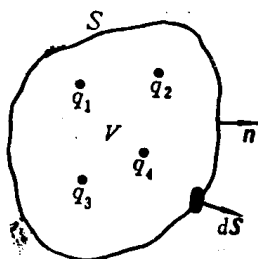


图 1-1-3

利用数学上的高斯定理可得

$$\oint E \cdot dS = \int \nabla \cdot E dV = \frac{1}{\epsilon_0} \int \rho dV$$

由于积分区域是任取的, 因而有

$$\nabla \cdot E = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (1.1.6)$$

式 (1.1.6) 称为高斯定理的微分形式, 即定域式, 其中 ρ 和 E 都是同一点的物理量。

高斯定理的积分形式, 对求解某种对称的场分布给出了一个十分简便的方法, 而其微分形式反映出静电场的性质, 即静电场是有源场。因为矢量场的散度与源相关, 式 (1.1.6) 表明电荷就是静电场的源, 在没有电荷的地方电场的散度就为零。如果知道空间的电场分布, 从式 (1.1.6) 立即可求出空间的电荷分布。

应该指出, 式 (1.1.5) 和 (1.1.6) 虽是从静电场导出的, 但却具有普适性, 即对非静电场也适用。

高斯定理的上述结论, 完全是由电荷间作用力的平方反比性质决定的。因此, 我们可以断定所有与距离平方成反比的力场都

有上述形式的高斯定理。例如，引力场的散度与质量密度之间也具有式(1.1.6)的形式。

[例] 已知电场的分布为 $E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 a^3} r$ ，其中 Q 和 a 皆为常数，求电荷分布。

解：因为
$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{Q}{4\pi a^3 \epsilon_0} \nabla \cdot r$$

而
$$\nabla \cdot r = \left(i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (ix + jy + kz) = 3$$

所以
$$\rho = \frac{Q}{4\pi a^3} \nabla \cdot r = \frac{3Q}{4\pi a^3}$$

现在我们来研究静电场的环量积分。在电磁学中已经证明，静电场沿任何闭曲线的环量积分皆为零，即

$$\oint E \cdot dl = 0 \quad (1.1.7)$$

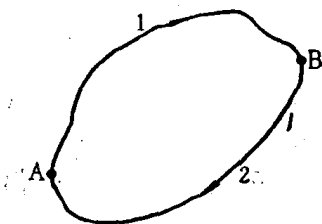


图 1-1-4

若 l 取图 1-1-4 所示的闭合曲线，则式(1.1.7)可表为

$$\oint E \cdot dl = \int_{A \rightarrow B} E \cdot dl + \int_{B \rightarrow A} E \cdot dl = 0$$

$$\text{即 } \int_{A \rightarrow B} E \cdot dl = - \int_{B \rightarrow A} E \cdot dl = \int_{A \rightarrow B} E \cdot dl$$

这表示静电场所作的功与路径无关，只与起止的位置有关。可见静电场和重力场类似，是一种有势的保守场。

利用斯托克斯定理，式(1.1.7)可表为

$$\oint E \cdot dl = \int \nabla \times E \cdot dS = 0$$

式中 S 是以闭曲线 l 为周界的任意曲面。由于 l 回路是任取的，因此有

$$\nabla \times E = 0 \quad (1.1.8)$$

这一结论对所有保守场皆成立。现以点电荷的场来验证这一结论。

已知点电荷的场为

$$E = \frac{Qr}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

其旋度即为

$$\nabla \times E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \nabla \times \left(\frac{r}{r^3} \right) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \nabla \times \left(\nabla \frac{1}{r} \right)$$

因为任何梯度的旋度都恒为零，故有

$$\nabla \times E = 0$$

无旋场又称纵场，由上知静电场为纵场，即场的力线是不闭合的。这与前面高斯定理所表明的，静电场的力线应起自正电荷终止于负电荷的结论是一致的。

§1-1-2 静电势及其微分方程

(一) 静电场的标势

既然静电场是无旋的保守场，就可以引进一个势函数 φ 来描述它， φ 与电场的关系为

$$E = -\nabla\varphi \quad (1.1.9)$$

这样引入的函数 φ 称为电势。式(1.1.9)的负号是为了使 φ 具有电势能的意义，因为保守力场的方向应沿着势能减小的方向。由式(1.1.9)知，相距为 dl 的两点的电势差 $d\varphi$ 应为

$$d\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x} dx + \frac{\partial\varphi}{\partial y} dy + \frac{\partial\varphi}{\partial z} dz = \nabla\varphi \cdot dl = -E \cdot dl$$

其中 $dl = i dx + j dy + k dz$ 。于是，任意两点 A、B 间的电势差应为

$$\int_A^B d\varphi = \varphi_B - \varphi_A = \int_A^B -E \cdot dl = \int_B^A E \cdot dl \quad (1.1.10)$$

上式表示，B 点与 A 点的电势差，等于由 B 点沿任意路径到 A 点

时电场 E 对单位正电荷所作的功。注意，式(1.1.10)并不能给出任一点电势的绝对值。实际上对电场来说某一点电势的绝对值毫无意义，因为在这里 φ 是作为场的辅助量引进的，某点的场 E 与该点 φ 的绝对值无关，只与该点 φ 的导数有关。不过，有时为了叙述的方便也可以形式地给出某点的电势值，通常是选定一个参考点作为电势的零点以此确定其它各点的值。由于电势只有相对的意义，所以零点的选择主要是从计算的方便来考虑。若电荷集中于有限区时，一般选取无限远处为电势的零点，这时某点 P 的电势可定义为

$$\varphi_P = \int_P^{\infty} E \cdot dl \quad (1.1.11)$$

依照上述定义，可以得出如图 1-1-5 所示的点电荷 q 在距其为 r 处的 P 点所产生的电势：

$$\varphi_P = \int_r^{\infty} E \cdot dl = \int_r^{\infty} \frac{qr \cdot dr}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.1.12)$$

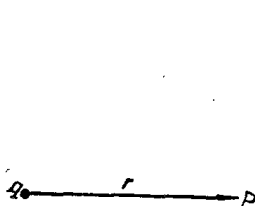


图 1-1-5

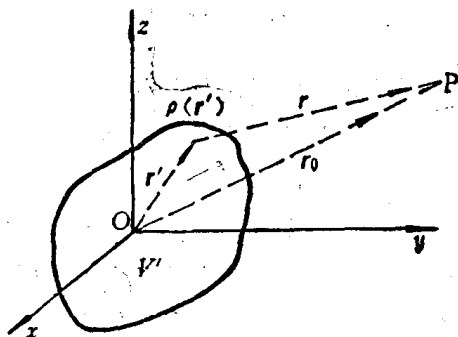


图 1-1-6

在上面的计算中，我们利用了静电场的积分与路径无关的性质，直接取了 dl 沿场 E 方向的积分。

当电荷在区域 V' 中以密度 $\rho(r')$ 连续分布时，按照线性叠加原理，空间任一点 P 的电势为

$$\varphi_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r') dV'}{r} \quad (1.1.13)$$

式中 $r = |r_0 - r'|$, 为 $\rho(r') dV'$ 到场点 P 的距离, 见图 1-1-6. 这里积分范围应遍及整个电荷区域. 把此式与式 (1.1.3) 相比, 可知在电荷分布已知的情况下, 计算势比计算场要容易得多.

不过, 在实际中我们会遇到一些不全知道电荷分布的问题, 这就不能利用式 (1.1.13) 来求电势分布, 因而必须研究电势更一般的求解方法.

(二) 电势的微分方程

把式 (1.1.9) 代入式 (1.1.6), 可得到真空中电势应满足的微分方程, 即

$$\nabla \cdot E = \nabla \cdot (-\nabla \varphi) = -\nabla^2 \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

所以
$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1.14)$$

式 (1.1.14) 称为势的泊松方程, 它是一个二阶偏微分方程. 对于 $\rho=0$ 的区域, φ 的方程变为

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (1.1.15)$$

称为拉普拉斯方程. 为了求解上面的方程, 首先必须知道 $\nabla^2 \varphi$ 在不同坐标系中的表达式. 在常见的直角坐标系、柱坐标系及球坐标系中, $\nabla^2 \varphi$ 的表示式分别为:

$$\text{直角坐标系: } \nabla^2 \varphi(x, y, z) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$$

$$\text{柱坐标系: } \nabla^2 \varphi(\rho, \theta, z) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$$

$$\text{球坐标系: } \nabla^2 \varphi(r, \theta, \psi) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)$$