

连续媒质电动力学

上 册

Л. Д. 朗道 E. M. 栗弗席兹著

周 奇 译

人 民 教 育 出 版 社

连续媒质电动力学

下 册

Л. Л. 朗 道 E. M. 栗弗席兹著

周 奇 译

人 民 教 育 出 版 社

统一书号 13012·0311

定价 羊 0.72

连续媒质电动力学

下 册

Л. Д. 朗 道 E. M. 栗弗席兹著
周 奇 译

本书是根据苏联国家物理数学书籍出版社(Физматгиз)出版的朗道(Л.Д.Ландау)和栗弗席兹(Е.М.Лифшиц)所著的“连续媒质电动力学”(Электродинамика сплошных сред)一书1959年版译出的。本书有系统地 and 比较详细地讲述了连续媒质内的电动力学,可作为综合性大学物理系学生和研究生参考书。

本书共十五章,分两册出版,下册包括后八章。

连续媒质电动力学

(下 册)

Л.Д. 朗道 Е.М. 栗弗席兹著

周 奇 译

人民教育出版社出版(北京沙滩后街)

民族印刷厂印装

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 13012·0312 开本 787×1092 1/32 印张 8 14/16

字数 220,000 印数 7,501—37,500 定价 (6) 0.68

1963年7月第1版 1979年3月北京第4次印刷

序 言

本卷“理論物理学”闡述物质媒质內的电磁場理論和物质的宏观电学性质和磁学性质理論。从目录上可以看出，这些理論所包含的問題是十分广泛的。

在編著本书的过程中，我們曾經遇到一些頗大的困难，这是由于要从現有的大量材料中进行某些选择，也是由于普通对本书所包括的許多問題的闡述缺乏必要的物理意义的明确性，甚至还往往包含有錯誤之处。我們也清楚地了解到，我們的論述也仍然还有許多缺点，希望将来再版时改正。

承 B. Д. 金茲堡教授审閱了本书的手稿，并提出了許多宝贵意見，我們謹致以謝意，我們也很感謝 И. Е. 迪日亚洛辛斯基和 А. И. 皮塔耶夫斯基，他們在校对方面給了作者很多帮助！

Л. Д. 朗 道

E. M. 栗弗席茲

1956 年 10 月于莫斯科

AA296/42 04

主要符号

电场强度 E

电感应强度 D

磁场强度 H

磁感应强度 B

外电场强度 $\mathcal{E}$, 绝对值 $\mathcal{E}$

外磁场强度 $\mathcal{H}$, 绝对值 $\mathcal{H}$

电介质极化强度 P

磁化强度 M

物体的总电矩 $\mathcal{D}$

物体的总磁矩 $\mathcal{M}$

介电常数 ϵ

磁导率 μ

电流密度 j

电导率 σ

绝对温度(能量单位表示) T

热力学量

单位体积的

整个物体的

熵

s

$\mathcal{S}$

内能

U

$\mathcal{U}$

自由能

F

$\mathcal{F}$

热力学势

ϕ

$\mathcal{P}$

化学势

ζ

普朗克常数(用 2π 除) h

复数周期时间因子均取为 $e^{-i\omega t}$

累加规则均用于矢量和张量表达式内出现两次的三维指标(拉丁字母)和二维指标(希腊字母)。

目 录

序言	v
主要符号	vi
第一章 导体的静电学	1
§ 1. 导体的静电场	1
§ 2. 导体的静电场能量	4
§ 3. 静电学问题的解法	13
§ 4. 导电椭球	29
§ 5. 导体上的力	43
第二章 电介质的静电学	52
§ 6. 电介质内的静电场	52
§ 7. 介电常数	54
§ 8. 介电椭球	60
§ 9. 混合物的介电常数	66
§ 10. 电场内电介质的热力学关系式	68
§ 11. 介电物体的总自电能	74
§ 12. 各向同性电介质的电致伸缩	79
§ 13. 晶体的介电性质	83
§ 14. 介电常数的正值性	90
§ 15. 液态电介质内的电力	92
§ 16. 固体内的电力	99
§ 17. 压电体	105
§ 18. 热力学不等式	114
§ 19. 铁电体	120
第三章 恒定电流	132
§ 20. 电流密度和电导率	132
§ 21. 霍尔效应	137
§ 22. 接触电势差	141
§ 23. 伽伐尼电池	144
§ 24. 电毛细现象	146
§ 25. 温差电现象	148

§ 26. 扩散电现象	155
第四章 恒定磁场	159
§ 27. 恒定磁场	159
§ 28. 晶体的磁对称性	163
§ 29. 恒定电流的磁场	167
§ 30. 磁场内的热力学关系式	176
§ 31. 磁体的总自由能	179
§ 32. 电流系统的能量	182
§ 33. 导体的自感	188
§ 34. 磁场内的力	196
§ 35. 迴轉磁现象	200
第五章 铁磁性	203
§ 36. 居里点附近的铁磁体	203
§ 37. 磁各向异性能	207
§ 38. 铁磁体的磁致伸缩	216
§ 39. 铁磁体的磁畴结构	220
§ 40. 反铁磁体的居里点	229
第六章 超导电性	231
§ 41. 超导体的磁性质	231
§ 42. 超导电流	234
§ 43. 临界场	239
§ 44. 中间态	246
第七章 准静态电磁场	255
§ 45. 傅科电流	255
§ 46. 趋肤效应	268
§ 47. 复数电阻	270
§ 48. 准稳定态电流电路内的电容	277
§ 49. 导体在磁场内的运动	283
§ 50. 加速度对电流的激发	289

目 录

第八章 电磁流体力学	293
§ 51. 磁场内的流体运动方程	293
§ 52. 电磁流体力学波	300
§ 53. 切向间断和旋转间断	308
§ 54. 冲击波	316
§ 55. 导电流体湍流运动时的自发磁场	322
第九章 电磁波方程	329
§ 56. 色散不存在时电介质内的场方程	329
§ 57. 运动电介质的电动力学	334
§ 58. 介电常数的色散	341
§ 59. 很高频率时的介电常数	345
§ 60. 导磁率的色散	346
§ 61. 色散媒质内的场能	348
§ 62. $\epsilon(\omega)$ 的实数部分和虚数部分的关系	353
§ 63. 平面单色波	362
§ 64. 透明媒质	367
第十章 电磁波的传播	371
§ 65. 几何光学	371
§ 66. 波的反射和折射	375
§ 67. 金属的表面阻抗	385
§ 68. 波在不均匀媒质内的传播	392
§ 69. 互易定理	397
§ 70. 空腔谐振器内的电磁振荡	400
§ 71. 电磁波在波导管内的传播	405
§ 72. 微粒对电磁波的散射	413
§ 73. 微粒对电磁波的吸收	418
§ 74. 楔上的衍射	420
§ 75. 平面光屏上的衍射	425
第十一章 各向异性媒质内的电磁波	530
§ 76. 晶体的介电常数	430

§ 77. 各向异性媒质内的平面波	433
§ 78. 单轴晶体的光学性质	441
§ 79. 双轴晶体的光学性质	444
§ 80. 电场内的双折射	450
§ 81. 力学光学效应	451
§ 82. 磁光学效应	453
§ 83. 自然旋光性	461
第十二章 快速粒子通过物质	470
§ 84. 快速粒子在物质内的电离损失·非相对论情况	470
§ 85. 快速粒子在物质内的电离损失·相对论情况	477
§ 86. 契连科夫辐射	486
第十三章 电磁起伏现象	490
§ 87. 一个量的量子起伏的普遍理论	490
§ 88. 几个量的量子起伏的普遍理论	499
§ 89. 线性电路内的电流起伏	506
§ 90. 电磁场的起伏	507
§ 91. 透明媒质内的黑体辐射	515
§ 92. 固体间的分子吸力	516
第十四章 电磁波的散射	526
§ 93. 各向同性媒质内散射的普遍理论	526
§ 94. 散射的细致平衡原理	535
§ 95. 频率改变小的散射	537
§ 96. 气体和液体内的瑞利散射	540
§ 97. 临界乳化	548
§ 98. 非晶形固体内的散射	550
第十五章 晶体内伦琴射线的衍射	555
§ 99. 伦琴射线衍射的普遍理论	555
§ 100. 积分强度	563
§ 101. 伦琴射线的扩散式热散射	567
附录 曲线坐标系	571

第一章 导体的静电学

§1 导体的静电场

宏观电动力学的对象是研究被物质所充满的空间内的电磁场。和任何宏观理论一样，在电动力学中所处理的物理量是按照“物理无限小”体积元所求得平均值，对于这些物理量因物质的分子结构而引起的微观变化，则不感兴趣。例如，不采用电场强度的实际“微观”值 $\mathbf{e}$ ，我们将研究它的平均值，这平均值表示为

$$\bar{\mathbf{e}} = \mathbf{E} \quad (1.1)$$

对真空内的电磁场方程求平均值，就得到连续媒质电动力学的基本方程。这种从微观方程变换到宏观方程的方法，是由 T. A. 洛伦兹首先提出的。

宏观电动力学方程的形状和所包含的物理量的意义，主要决定于媒质的物理性质以及场随时间变化的特性。因此，分别就每一类物理对象进行推导和研究这些方程，是很合理的。

大家知道，所有的物体按照它们的电学性质，可分成两大类——导体和电介质，前者和后者的区别是：一切电场在导体内引起电荷运动，即产生电流^①。

我们从研究带电导体所产生的恒定电场开始(导体的静电学)，首先从导体的基本性质可知，在静电学的情况下，导体内的电场强度必须等于零。实际上，不为零的电场强度 $\mathbf{E}$ 将引起电流的产生；而且电流在导体内流动要引起能量的损耗，因而就不能自己(没有

① 但是必须说明，这里假定了导体是均匀的(指成分、温度等)。如后文将讲到的，在不均匀的导体内可能存在电场，但不会引起电荷的运动。

外加电源)維持在稳定状态。

由此可知,导体上的全部电荷应该分布于导体表面,因为导体内部如果存在电荷,必然在导体内产生电场^①;电荷沿导体表面的分布可以这样实现,使这些电荷在导体内部产生的电场互相抵消。

因此,导体的静电学问题,就归结为确定导体以外的真空内的电场和电荷沿导体表面的分布。

在不十分靠近导体表面的各点处,真空内的平均电场 $\mathbf{E}$,事实上和实在的电场 $\mathbf{e}$ 相等。只在离导体很近的地方发生了不规则的分子场的影响,这两个量才有差别。但是,后一情况并不会影响平均场方程的形状。真空内的精确的麦克斯韦微分方程是

$$\operatorname{div} \mathbf{e} = 0, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \quad (1.3)$$

(式中 $\mathbf{h}$ 是微观磁场强度)。因为假定平均磁场不存在,因而导致 $\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}$ 经过平均后变成零;于是我们得到,真空内的恒定电场满足普通方程:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (1.4)$$

这也就是势为 φ 的势场,势和电场强度的关系为

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (1.5)$$

并且满足拉普拉斯方程:

$$\Delta \varphi = 0. \quad (1.6)$$

电场 $\mathbf{E}$ 在导体表面上的边界条件,可从方程 $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$ 得出,这个方程[和起始方程(1.3)一样]在导体外和导体内都同样正确。我们选择导体表面某一点的法线方向为 z 轴。于是在导体表面的紧邻近,电场分量 E_z 达到很大的数值(由于在很小距离上存在一

^① 从下面引入的方程(1.8),可明显地看出这一点。

有限的电势差)。这种很大的场是导体表面的一种性质,并且决定于导体表面的物理特性,但和我们所研究的静电学问题没有关系,因为当距离达到原子距离时,它已迅速降落。但是重要的是,导体表面如果是均匀的,那末沿导体表面的导数 $\frac{\partial E_z}{\partial x}$, $\frac{\partial E_z}{\partial y}$ 仍保持有限值,尽管 E_z 本身会变成无穷大。因此,由

$$(\text{rot } \mathbf{E})_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = 0$$

可知, $\frac{\partial E_y}{\partial z}$ 是有限的。这表明,在导体表面上, E_y 是连续的(因为 E_y 的突变表明导数 $\frac{\partial E_y}{\partial z}$ 变为无穷大)。同样 E_x 也是如此,但是因为导体内总是 $\mathbf{E}=0$, 所以我们得到结论:在导体表面上,外电场的切向分量必须变为零:

$$\mathbf{E}_t = 0. \quad (1.7)$$

由此可见,在导体表面的每一点处,静电场应垂直于导体表面。因为 $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$, 因而这表明在任何导体的全部表面上,电场势应为常数。换句话说,均匀导体的表面是静电场的等势面。

垂直于导体表面的电场分量和分布于导体表面的电荷密度之间,存在一个非常简单的关系,这关系可从普遍的电动力学方程 $\text{div } \mathbf{e} = 4\pi\rho$ 得出,这方程经平均后给出

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\bar{\rho}, \quad (1.8)$$

式中 $\bar{\rho}$ 是平均电荷密度。大家知道,这方程写成积分形式表明,通过闭合面的电通量等于这闭合面所包围的体积内的总电荷(乘上 4π)。把这定理应用到无限靠近的两个单位面积所包围的体积元上(两单位面积的两侧和导体面接触),并考虑到在內面的面积上 $\mathbf{E}=0$, 于是得到 $E_n = 4\pi\sigma$, 式中 σ 是电荷的面密度,也就是导体表面单位面积上的电荷。因此,导体表面的电荷分布,由下式给出

$$4\pi\sigma = E_n = -\frac{\partial\varphi}{\partial n} \quad (1.9)$$

(場势导数取在导体表面的外法綫方向)。导体上的总电荷为

$$e = -\frac{1}{4\pi} \oint \frac{\partial\varphi}{\partial n} df, \quad (1.10)$$

式中的积分对导体的全部表面进行。

任何静电場内的电势分布, 具有下面一种奇异性: 势函数 $\varphi(x, y, z)$ 只在电場区域的边界上有极大值或极小值。这个定理也可表述成这样的說法: 带到电場内的試驗电荷 e 不可能保持稳定平衡, 因为在电場内, 沒有任何一点处的势能 $e\varphi$ 是极小值。

这个定理的证明是非常简单的。例如, 我們假設在某一点 A 处(不在場的边界上)电势有极大值。于是我們可以用一个很小的封閉面把 A 点包围起来, 在封閉面上各处的法向导数 $\frac{\partial\varphi}{\partial n} < 0$ 。因而

遍这个面的积分 $\int \frac{\partial\varphi}{\partial n} df < 0$ 。但是由于拉普拉斯方程:

$$\int \frac{\partial\varphi}{\partial n} df = \int \Delta\varphi dV = 0,$$

这是和假設相矛盾的。

§ 2. 导体的静电場能量

現在我們来計算带电导体的静电場的总能量 $\mathcal{U}$:

$$\mathcal{U} = \frac{1}{8\pi} \int E^2 dV, \quad (2.1)$$

式中的积分对导体外的全部空間进行。我們把这积分变换如下:

① 平方 E^2 并不和导体表面附近以及导体内(此处 $E=0$, 当然 $E^2 \neq 0$) 的实在場的均方值 $\overline{E^2}$ 相等。在計算积分(2.1)时, 我們略去了不感兴趣的导体的内能和电荷与导体表面的亲和能。

$$\mathcal{U} = -\frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E} \operatorname{grad} \varphi \cdot d\mathbf{V} = -\frac{1}{8\pi} \int \operatorname{div}(\varphi \mathbf{E}) dV + \\ + \frac{1}{8\pi} \int \varphi \operatorname{div} \mathbf{E} dV.$$

由于(1.4)式, 第二个积分变为零, 而第一个积分可以变换成遍包围场的导体表面和遍无限远表面的积分。但是, 后一积分由于场在无穷远处衰减得相当快, 因而变成零。用下角标 a 表示导体, 并用 φ_a 表示每个导体上的恒定电势值, 于是得到^①

$$\mathcal{U} = \frac{1}{8\pi} \sum_a \oint \varphi E_n df = \frac{1}{8\pi} \sum_a \varphi_a \oint E_n df.$$

末了, 根据(1.10)式引入导体的总电荷 e_a , 于是最后得到下列表达式:

$$\mathcal{U} = \frac{1}{2} \sum_a e_a \varphi_a, \quad (2.2)$$

这个式子和点电荷系统的能量表达式相类似。

导体的电荷和电势不可能同时用任意方式给定; 在它们之间存在一定的关系。由于真空内的场方程是线性和齐次的, 因而这种关系也必须是线性的, 即可用下列的关系式表示:

$$e_a = \sum_b C_{ab} \varphi_b, \quad (2.3)$$

式中的量 C_{aa} 、 C_{ab} 是长度的量纲, 并且取决于导体的形状和它们的相互位置。量 C_{aa} 称为电容系数, 而量 C_{ab} ($a \neq b$) 称为静电感应系数。特别是, 如果只有一个导体, 则 $e = C\varphi$, 其中 C 是电容; 电容的数量级和导体的线度相同。用电荷表示电势的逆式是

^① 在这里和下面, 变换体积分面积为面积分时, 必须注意, E_n 是导体外法线方向上的电场分量, 这个方向和进行体积分的区域(即导体外的空间)的外法线方向相反。因此, 在变换时积分的正负号改变。

$$\varphi_a = \sum_b C_{ab}^{-1} e_b, \quad (2.4)$$

式中系数 C_{ab}^{-1} 所組成的矩陣是系数 C_{ab} 所組成的矩陣的逆矩陣。

現在來計算导体系統当其电荷或电势发生无穷小变化时的能量变化。將初始方程(2.1)變分，我們得到

$$\delta \mathcal{U} = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{E} \delta \mathbf{E} dV,$$

这个表达式可以用两种等效的方法进一步变换。代入 $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$ ，并注意到變分后的場，和初始場一样，滿足方程(1.4)(因而 $\text{div } \delta \mathbf{E} = 0$)，于是我們有

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{U} &= -\frac{1}{4\pi} \int \text{grad } \varphi \cdot \delta \mathbf{E} dV = -\frac{1}{4\pi} \int \text{div}(\varphi \delta \mathbf{E}) dV = \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_a \varphi_a \oint \delta E_n df, \end{aligned}$$

或者最后写成

$$\delta \mathcal{U} = \sum_a \varphi_a \delta e_a, \quad (2.5)$$

也就是我們得到用电荷变化所表示的能量变化。但是，显而易见，这結果也就是將无穷小电荷 δe_a 从无穷远处(其电場势等于零)带到給定导体上所必須作的功。

另一方面，可以写出

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{U} &= -\frac{1}{4\pi} \int \mathbf{E} \text{grad } \delta \varphi \cdot dV = -\frac{1}{4\pi} \int \text{div}(\mathbf{E} \delta \varphi) dV = \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_a \delta \varphi_a \oint E_n df, \end{aligned}$$

或者写成

$$\delta \mathcal{U} = \sum_a e_a \delta \varphi_a, \quad (2.6)$$