理論物理学

第三册　电动力学

И. В. 苏什金著

高等教育出版社

理 論 物 理 学

第三册 电动力学

И. В. 苏什金著
北京师范大学物理系翻譯組譯

高等教育出版社

本書系根据苏联专家苏什金（И. В. Сушкин）于1956—1957年）在北京师范大学当理論物理进修班講授时所用的講义譯出。

本書共分四册出版順序是：一、热力学；二、統計物理学；三、电动力学；四、原子物理学基础（即量子力学）。

本書可作高等师范学校物理系的理論物理参考書，也可供綜合性大学物理系参考。

本書是第三册电动力学部分。由北京师范大学物理系翻譯組閻金鐸、梁維丽譯出，李平业务校对，最后由刘伊犁整理。

理 論 物 理 学

第三册 电动力学

И. В. 苏什金著

北京师范大学物理系翻譯組譯

高等教育出版社出版 北京宣武門内承恩寺7号

（北京市書刊出版业营业許可証出字第054号）

京华印書局印装 新华書店发行

統一書号13010·737 开本850×1168 1/32 印張11 4/16

字数283,000 印数00001—13,000 定价(6)￥1.10

1960年3月第1版 1960年3月北京第1次印刷

譯者序

本書是苏联专家 И.В.苏什金(И.В.Сушкин)于 1956—57 年間在北京师范大学物理系为理論物理进修班講課时所用的講义譯出的，原講义是苏什金专家根据多年的教学經驗編写而成的。本書的特点是：系統鮮明，由淺入深，概念清楚，取材适度，內容丰富以及結合实际与結合物理学新成就等。例如，在热力学中着重闡明了熵的概念，同时对不可逆过程热力学作了介紹；在統計物理学中，从几率的基本理論出发，之后講出玻耳茲曼分配，进一步才引出統計热力学中的重要規律——吉布斯分配；电动力学的系統是先講眞空中的电磁場的規律，逐步建立了在眞空中的麦克斯韦方程組，然后，再将此麦克斯韦方程組推广到媒質中去，而由此出发，来講授媒質中的电磁場的規律；在量子力学中着重闡明了波函数 ψ 的物理意义，同时介紹了布洛欣采夫(Д.И.Блохинцев)和福克(В.А.Фок)的观点，在量子力学中还以二次量子化的方法討論了超导电性和超流动性問題，同时对量子場論作了初步的介紹。

本書还注意貫彻辯証唯物主义观点，着重批判唯心主义观点。如对热力学中的“宇宙热寂論”、相对論中的唯心主义的时空观以及量子力学中的唯心主义观点等都作了頗有說服力的批判。

本書共分四册出版，即：一、热力学；二、統計物理学；三、电动力学；四、原子物理学基础(即量子力学)。

本書可作师范大学或师范学院物理系的理論物理参考書，也可作綜合性大学物理系的参考書。

北京师范大学物理系翻譯組謹識

序

电动力学已經被人們詳細地研究过了，并且內容极其广泛。因而在本講义中所叙述到的問題的范圍是較小的。本講义中所講到的是所有电动力学教科書中有的，并且是师范学院教学大綱上規定了的。按已有的慣例，电动力学包括狹义相对論基础在內。

由于校訂得不仔細，因此在手稿中除了修正了某些一眼就看出的錯誤以及表述得非常不好的地方外，改动的地方是很少的。

本書講述次序与我們通常采用的塔姆所著的書的講述次序不同。先研究在眞空中的电磁場，然后再研究在介質中的电磁場。这样作的目的是为了更鮮明地强調出場的独立性和研究場本身固有的一些性質。我認为：課程虽然分为两部分——在眞空中的場和在介質中的場，但在講述这两部分中一系列相似的問題上几乎沒有多花时間。

在电动力学的經典的教程中（例如 Абрагам 和 Беккер 所著的），一般是用不同的方法来講述場論和电子論。例如，洛倫茲力只是在課程的第二部分引入，在第一部分中应用电流密度 $\boldsymbol{j}$ 的概念但不引出 $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$，等等。看来，恰当的作法是不要这样区分，而在講述中应用另一些方法，使得可以比較快和比較簡单地达到目的，更深入地揭露現象的本質。在本講义中企图实現的就是这点。

将新的和比較現代的方法应用到老的已知的問題上常常是大可注意的，而且常常可以将复杂的問題的講述簡单化。我的一个老同志 В.С.Сорокин 在"运动守恒定律和在物理中运动的量度"（"物理科学的成就" 第 59 卷，第 2 期，第 325 頁）一文中的出色的工作是这方面的范例。当講述相对性原理在經典力学及相对論力

学中的应用时，我認为最好是逐字逐句地重复这篇文章的原文。

П.В.苏什金

第三册目录

03136

第四章 物質中的电磁場

第五章 相对論基础

第一章　靜电場

§1. 电磁場

电磁場是一个系統，它与以前講过的系統的不同点在于它的非实物性，其中沒有粒子或沒有其他具有靜止質量的形成物，在这个意义上来說，它是空的空間。电磁場是由运动着的和不运动的电荷引起的，但是，电磁場产生了以后，卽使引起它的电荷消失了，它还可以繼續存在。目前已为大家所熟知的这个事实，証明了場的独立的眞实性。場是物質的非实物形式。如果在場中放置电荷，則場将以力作用在它們之上。場把能量和动量傳递給电荷。因此，場与物質的实物形式一样，应当具有能量和动量，从而也具有質量。实驗証明了傳递能量和动量在任何方向（从場到电荷和从电荷到場）都是可能的，这对于实物来說也是正确的。

場对任意电荷的作用可以分为两部分，一部分是与电荷运动速度无关的力，一部分是大小与电荷运动速度有关的力。如果場对电荷的作用与电荷的速度无关，并且不随时間改变，則場是处于靜止状态。靜場是最簡单的，它是由不动的电荷所产生的，因而，在"靜电学"部分研究。和电荷速度有关的力是磁力。在相对論中将改变这些概念，并使之改变精确化。

表征場的概念必須在实驗的基础上引入，这些概念使我們可以研究場的性質。

作用于放在場中的电荷上之力的大小和方向很容易測量出来。无論甚么电荷，若被放到場中的同一点上，則作用在它們上面的力的方向均是相同的（大小是不同的）。对于場中的每一点来說，力作用的确定的方向都可作为其特征。这个方向可以由任意

正的或負的电荷来确定。如果取任意两个电荷，并确定在任意点处場作用在它們上的力，則这些力的比值是相等的。在場中某点的力的大小既与場本身的性質有关，也与被引入的电荷的电量有关。为了研究場，只要有一个标准电荷，并借助于它来测定在場中各点場对它的作用——力的大小和方向，就足够了。这些数据的总和就可描述靜电場。人們通常把单位正电荷作为标准电荷。作用在这个标准电荷上的力只与場的性質有关，这就是电場强度 $\boldsymbol{E}$。根据定义，

$$\boldsymbol{E}=\frac{\boldsymbol{f}}{e}. \tag{1.1}$$

电場强度是坐标的函数，它与用来测量电場强度的标准电荷无关。我們指出，場的性質亦卽电場强度是通过相互作用来确定的。这种相互作用不可能由感覚器官直接感覚到。甚至要发現靜电場，都必須借助于媒介物，卽仪器和带电体。試探电荷应当具有一系列重要的性質。最主要的性質是：1）电荷很小。电荷应当小得使它的場在实际上不改变所研究的場。2）除此之外，試探带电体的几何尺寸应当很小，因为要根据場对它的作用来求得空間某一点的电場强度。带电的試探体应当很小，但应当是宏观的，以使得起伏不可能无約束地改变它的位置和速度。3）試探物体的位置和速度应当有同时确定的值（为了測量磁場，速度是很重要的，对于靜电場来說，精确的位置就足够了）。如所周知，这个条件在量子力学中原則上是不能实現的，因此，在量子电动力学中可以預料，在测定場（在这場中作用于电荷上的力同时和电荷的位置和速度有关）时有測不准性出現。

尽管对試探电荷的限制有如此严格，在今后談到电子場和其他基本粒子的場时，我們仍将把对于大的带电体来說是严格正确的那些概念，搬到基本粒子上去，虽然由以上所說可以看出，这好

象是不合法的。

§2. 靜电場的第一定律

到現在为止，我們仅談到了靜电場的存在，而它的性質还不知道。不同的場的性質可能是各种各样的，預先推测它們是不可能的，只有从实驗中才可以求得它們。实驗指出，靜电場有完全确定的性質，这些性質严格地限制着場的各种可能性質的不同組合。

現在，我們提出下列的实驗。引入靜电場中的試探电荷沿着閉合路程移动。在这个路程的綫段元 $d\boldsymbol{l}$ 上，場完成了功（电荷是一个单位）

$$dA=\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=E\,dl\cos(\widehat{\boldsymbol{E},d\boldsymbol{l}}).$$

圍繞整个回路所作的功

$$A=\oint\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}$$

等于矢量 $\boldsymbol{E}$ 沿着此回路的环流(图 1)。如果 $A>0$，則場对电荷作了功，增加了电荷的动能，疾馳的电荷好象从場中吸取了能量。然而，实驗指出，当电荷这样移动时場是不改变的。如果 $A>0$，則功是无中生有的，我們的試探电荷成了第一类永动机。这是不可能的。$A<0$ 的情况很容易归結为剛剛所講过的情况，为此，只須改变一下电荷圍繞回路的方向。因此，只剩下一种可能，即 $A=0$。所以

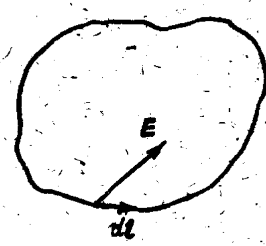

图 1.

$$\oint\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0, \tag{1.2}$$

这就是靜电場的特性。第一定律(1.2)式是对选擇場的性質的可能性的十分严格的限制。

从(1.2)式可以作出一些重要的推論。讓我們在場中任意选取某两点 A 和 B。这时，从第一定律可知，同一个电荷从 A 点移动到 B 点所完成的功与路程的形状无关(图 2)，即

$$\int_{A1B} \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l} = \int_{A2B} \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}.$$

功的大小不决定于路程的形状，而决定于場中 A 点和 B 点的位置。

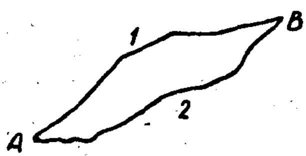

图 2.

場中試探电荷所在的那些点的坐标，我們認为是决定单个試探电荷的态的变数。用热力学的話来説，从(1.2)式立刻可以得出結論：存在着态函数，它的变化决定功。这个情况完全类似于在热力学中从第一定律求态函数內能的情况。这两个情况的区别在于变数的性質不同。于是，对于場中的每个点可以給出相应的标量函数 $\varphi(x, y, z)$：

$$A=\varphi_1-\varphi_2,$$

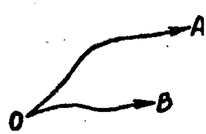

图 3.

这个函数称为电場的势。电場的势很容易用实驗来測量。我們把某点 O 的势作为零，那么，場中任意点 A 的势，在数量上，等于单位电荷从 O 点沿着任意路程移动到 A 点所完成的功：

$$\varphi_A=-\int_0^A \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}. \qquad (1.3)$$

在大多数的情况下，选擇离組成电場的电荷系无限远的点作为起点，这一点的 φ 等于 0，这种选擇起点的方法是方便的，并且是易于理解的。

如果知道函数 $\varphi(x, y, z)$，在場中就可以求得等势面 $\varphi=$ 常数。

等势面可以用实驗，并根据关于場的性質的理論原理而作到。借助于等势面，可以把整个場分成层；很容易理解，各个面不可能相交。如果电荷沿着某一个层运动，則場不作功，因为在运动中，电場的势不变。仅当电荷从一个层移到另外一层时，場才作功。移动任意电荷 e 的功等于

$$A=e(\varphi_1-\varphi_2).$$

可以分成等势层的場，称为势場或无旋場。

我們已得到了静电場的第一定律(1.2)式的积分形式，它对于在場的一个区域中是正确的。然而，可以求出对場中某一定点的第一定律的定域化的形式。这是很容易做到的，只要把环流所沿着的回路縮为我們所研究的一点就行了。現在，我們研究在一平面上包圍某点 O 的一个小正方形回路（图 4)。我們指出，取正方形回路，是为了使計算簡单化，所得結果是并不依回路的形状为轉移的。取点 O 作为原点以后，我們这样来画坐标軸，使得 OX 軸垂直于回路的平面。沿着我們回路的环流为

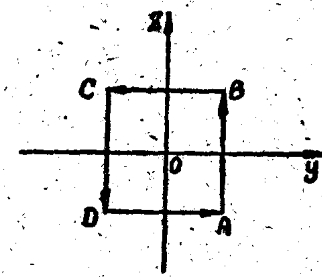

图 4.

$$\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=\int_{ABCD} E_y dy+E_z dz.$$

現在，我們使回路的大小趋近于零，那么，点 A, B, C, D 就很接近于点 O，并且可以用点 O 的电場强度表达电場强度分量，也就是說，例如：

$$E_z\left(0,\frac{a}{2},0\right)=E_z(0,0,0)+\frac{a}{2}\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}\right)_{0,0,0}+\cdots,$$

$$E_z\left(0,-\frac{a}{2},0\right)=E_z(0,0,0)-\frac{a}{2}\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}\right)_{0,0,0}+\cdots$$

在綫段 AB 和 CD 上所完成的功等于

$$dA_1=a^2\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}\right)_0.$$

在整个閉合回路上所完成的总功(矢量 $\boldsymbol{E}$ 的环流)为

$$dA=a^2\left[\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}\right)_0-\left(\frac{\partial E_y}{\partial z}\right)_0\right].$$

量 $a^2\neq0$ 是回路的小面积，方括号內的量不决定于回路的形式，它表征場在点 O 附近的行为。如果在 xOy, yOz, zOx 平面中取三个元面积，則得到三个表示式:

$$\left.\begin{aligned}q_z&=\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y};\\ q_x&=\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z};\\ q_y&=\frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}.\end{aligned}\right\}\tag{1.4}$$

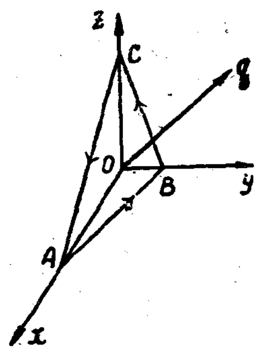

图 5.

这些表示式是单位面积回路上的环流的投影。

很容易証明，三个量 q 是与坐标系的选擇无关的某矢量的三个分量。很容易理解，矢量 $\boldsymbol{q}$ 应当垂直于回路的面积，其方向是按右手螺旋法則圍繞回路的方向。

我們研究某个矢量 $\boldsymbol{q}$，并作一个垂直于 $\boldsymbol{q}$ 的、为 ABC 所包圍而面积为 S 的小回路。矢量的大小为

$$q=\frac{\text{环流 }ABC}{S}.$$

沿着回路 ABC 的环流可以表为沿着其他回路的，例如沿 OCA, OAB, OBC 的环流的总合，因为沿着內部路綫的环流被消掉了，而

剩下的是我們所需要的沿 ABC 的环流。也就是說，

$$q=\frac{\text{环流 } ABC}{S}=\frac{\text{环流 } OBC+\text{环流 } OCA+\text{环流 } OAB}{S}.$$

但是，环流 $OBC=q_xS_x$，式中的 S_x 是面积 S 在 zOy 面上的投影：

$$S_x=S\cos(\widehat{x,q_0}),$$

而 q_x 就是 zOy 面上单位面积的环流，余类推。因此，

$$q=\frac{1}{S}[q_xS_x+q_yS_y+q_zS_z]=$$

$$=q_x\cos(\widehat{x,q_0})+q_y\cos(\widehat{y,q_0})+q_z\cos(\widehat{z,q_0}). \quad (1.5)$$

所得到的表示式是一个大家都知道的、用其分量表示矢量量值的表示式。在矢量分析中，証明了在轉換为另一种坐标系时这式子的不变性。因此，就証明了具有分量 q_x, q_y, q_z 的矢量 $\boldsymbol{q}$ 的存在。显然，在場中每一点都有其固有的矢量 $\boldsymbol{q}$。知道矢量 $\boldsymbol{q}$ 时，在場中任意点，电場强度沿任意单位面积回路上的环流都可以确定。为此，只須把矢量 $\boldsymbol{q}$ 投影在这个回路的法綫上：

$$q_n=q_x\cos(\widehat{\boldsymbol{i},\boldsymbol{n}})+q_y\cos(\widehat{\boldsymbol{j},\boldsymbol{n}})+q_z\cos(\widehat{\boldsymbol{k},\boldsymbol{n}}). \quad (1.6)$$

公式(1.5)是(1.6)式当 $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{q}_0$ 时的特殊情况。如果我們想确定任意一个面积为 ΔS 的小回路的环流，則它将等于

$$q_n\Delta S, \quad (1.7)$$

式中 n 是面积的法綫。

矢量 $\boldsymbol{q}$ 是一个旋度：

$$\boldsymbol{q}=\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=\begin{cases} q_x=\dfrac{\partial E_z}{\partial y}-\dfrac{\partial E_y}{\partial z}; \\ q_y=\dfrac{\partial E_x}{\partial z}-\dfrac{\partial E_z}{\partial x}; \\ q_z=\dfrac{\partial E_y}{\partial x}-\dfrac{\partial E_x}{\partial y}. \end{cases} \quad (1.8)$$

从(1.7)式中，可以明显地看出 $\boldsymbol{q}$ 的意义。对于大的回路来說，(1.7) 式很容易被推广。我們假設必須确定沿着具有給定周界的回路的环流。現在，我們把回路分解为两部分，使得沿着整个回路的这两部分的路綫仍为以前的方向(图 6)，那么

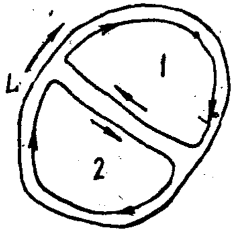

图 6.

$$\oint_L \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l} = \oint_1 \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l} + \oint_2 \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}.$$

类似的分法可以繼續进行，直至全部环流以非常小的回路环流的总和来表示为止，根据(1.7)式，則

$$\oint_L \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l} = \sum_i q_n^{(i)} \Delta S_i$$

或

$$\oint_L \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l} = \int_S \mathrm{rot}_n \boldsymbol{E}\, dS. \tag{1.9}$$

这是斯托克斯定理的表示式，这定理說，矢量沿着回路 L 的环流等于該矢量的旋度通过回路 L 所圍繞的曲面 S 的通量。

从(1.7)或(1.9)并考虑到(1.2)式时，可以得出靜电場的第一定律的微分形式或定域化的形式

$$\mathrm{rot}\, \boldsymbol{E} = 0. \tag{1.10}$$

因此，靜电場称为无旋場。

从对最簡单的流体动力学的例子的分析，就可以理解到把矢量 $\boldsymbol{q}$ 称为旋度的原因。設液体既有流动，又有轉动。我們研究某小部分液体，其速度为

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{\omega}\cdot\boldsymbol{r}.$$

計算后得出：

$$\mathrm{rot}\, \boldsymbol{v} = 2\boldsymbol{\omega}.$$

旋度描述了該小部分液体的角速度矢量的大小和位置。在

$\omega=0$ 的地方，$\operatorname{rot}\boldsymbol{v}=0$。

我們用(1.2)式 $\oint \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l}=0$ 所表述的静电場第一定律，可以导出下列两个推論：

1. $\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=0$。

图 7. 速度旋度不为零的速度場的图示。旋度的方向是自我們沿此旋轉平面的法綫方向。

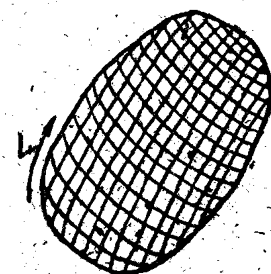

图 8.

2. 場可以分成等势的层 $\varphi=$ 常数。

然而，这两个推論中的任何一个推論本身都可以作为第一定律。換句話說，定律(1.2)和它的两个推論是完全等价的，并且，它們之中任何一个都可以作为研究静电場的基础。

我們指出，从 $\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=0$ 可以得出(1.2)式。为此，我們想象一个回路 L，并沿着这个回路求环流。以回路为周界作一个曲面，曲面的形式是任意的。我們以网格形状把曲面分为許多小的部分(图 8)。我們規定圍繞每一个小回路的方向与圍繞整个回路 L 的方向相同。沿着大的回路的环流等于沿着所有在表面上的小回路的环流之总和，但是，根据(1.7)式，沿着小回路的环流正比于电場强度的旋度，这个旋度等于零。因此，沿着回路 L 的环流等于零，这就是所要証明的。

从場的等势层的存在，可以同样簡单地証明(1.2)式的正确性。既然在場中移动电荷的功是由势差来确定：

$$A=e(\varphi_1-\varphi_2),$$

那么沿着閉合回路的环流的大小就是单个电荷从任何一点又回到