

大 专
物 理 学
下

大 专 物 理 学

下 册

崔庆印 黄泉保 李渐于 等编

西南交通大学出版社

大专物理学 (下)
DAZHUAN WULIXUE

崔庆印 黄泉保 李渐于 等编

*

西南交通大学出版社出版发行

(四川 峨眉山市)

四川省新华书店经销

西南交通大学出版社印刷厂印刷

*

开本: 787×1092 1/16 印张 10.625

字数: 267 千字 印数: 1—9 000 册

1989 年 6 月第 1 版 1989 年 6 月第 1 次印刷

ISBN 7-81022-134-5/O 021

定价: 2.50 元

目 录

下 册

第三篇 电 磁 学

第十章 电流与磁场

§ 10—1 基本磁现象	1
§ 10—2 磁 场	2
§ 10—3 毕奥—沙伐—拉普拉斯定律	5
§ 10—4 安培环路定律	8
§ 10—5 磁导率	11
§ 10—6 运动电荷的磁场	14
§ 10—7 磁场对电流的作用	15
§ 10—8 洛伦兹力	18
§ 10—9 带电粒子在电场或磁场中的运动	20
§ 10—10 铁磁性物质	24

习 题

第十一章 电磁感应

§ 11—1 电磁感应的基本定律	33
§ 11—2 动生电动势的微观解释	35
§ 11—3 感生电动势与涡旋电场	37
§ 11—4 涡电流	38
§ 11—5 互感现象	39
§ 11—6 自感现象	41
§ 11—7 磁场的能量	43
§ 11—8 麦克斯韦电磁场理论的基本概念	45

习 题

第四篇 振动 波动与光学

第十二章 机械振动

§ 12—1	谐振动	53
§ 12—2	描述谐振动的物理量	56
§ 12—3	谐振动的图示法 周相差	60
§ 12—4	谐振动的能量	61
§ 12—5	谐振动的合成	63
§ 12—6	阻尼振动 受迫振动 共振	66

习 题

第十三章 机械波

§ 13—1	机械波的产生和传播	70
§ 13—2	描述波动的物理量	72
§ 13—3	简谐波的波动方程 波的能量	74
§ 13—4	惠更斯原理 波的衍射	79
§ 13—5	波的叠加原理 波的干涉	80
§ 13—6	驻 波	82
§ 13—7	声波 超声波 声强级	84

习 题

第十四章 电磁振荡和电磁波

§ 14—1	电磁振荡	88
§ 14—2	电磁波	92
§ 14—3	电磁波谱	95

习 题

第十五章 光的干涉

§ 15—1	光的相干性 获得相干光的方法	100
§ 15—2	杨氏双缝实验 洛埃镜	101
§ 15—3	光程 薄膜干涉	104
§ 15—4	劈尖 牛顿环	108

* § 15—5	迈克耳孙干涉仪	112
----------	---------	-----

习 题

第十六章 光的衍射

§ 16—1	光的衍射现象 惠更斯—菲涅耳原理	118
§ 16—2	单缝衍射	119
§ 16—3	衍射光栅 衍射光谱	124
§ 16—4	小圆孔衍射 *光学仪器的分辨率	127
§ 16—5	伦琴射线的衍射 布喇格方程	130

习 题

第十七章 光的偏振

§ 17—1	天然光和偏振光	134
§ 17—2	反射光和折射光的偏振	135
§ 17—3	光的双折射现象	138
§ 17—4	偏振片的起偏和检偏 马吕斯定律	140
* § 17—5	偏振光的干涉 人为双折射及其应用	142

习 题

第五篇 近代物理学初步

第十八章 近代物理学初步

§ 18—1	狭义相对论的基本原理	146
§ 18—2	狭义相对论的一些结果	147
§ 18—3	热辐射 普朗克公式	151
§ 18—4	光电效应 爱因斯坦的光子理论	153
§ 18—5	氢原子光谱与玻尔理论	155

习 题

习题答案	159
------	-----

第三篇 电 磁 学

第十章 电 流 与 磁 场

上两章讨论了静电场的基本性质和电流的重要定律，现在我们开始探讨磁场的性质及电流与磁场间的关系。

§ 10—1 基 本 磁 现 象

电与磁常常是紧密相联并互相转化，凡是用到电的地方，几乎都有磁相伴随。在现代生产、科研和日常生活中所用的电气设备，如发电机、电动机、变压器、计算机、电报、电话、收音机、电视机等等，无不与磁现象有关。

(一) 磁现象

磁现象也和电现象一样，很早就为人们所发现。我国首先发现磁石（约公元前6世纪的春秋时期），最早记载了磁石吸铁的现象（公元前4世纪左右的战国时期），也首先应用了磁现象（11世纪，北宋科学家沈括创造了航海用的指南针，并且发现了地磁偏角）。有关磁铁之间的相互作用，可归为以下几点：

(1) 所谓磁石或磁铁，是一种天然铁矿石，其化学成分是 Fe_3O_4 ，它能够吸引铁、钴、镍及其合金，磁铁的这种性质叫做**磁性**。

(2) 任一磁铁（天然的或人工制成的）吸引铁屑时，其两端附着的铁屑最多，而中间却没有，这表明两端的磁性最强，我们把磁铁两端磁性较强的区域称为**磁极**。

(3) 把一磁针平悬起来，使之能自由转动时，它会自动地转向南北方向而静止。可以发现，一极总是指北，另一极则总是指南。指北的一极称为**北极**或**N极**，指南的一极称为**南极**或**S极**。

(4) 两块磁铁的磁极之间存在着相互作用力，同号磁极相互排斥，异号磁极则互相吸引。

既然磁极之间有相互作用力存在，从磁针在空中自动指南北的事实可推知，地球本身也是一个大磁铁，它的N极在地理南极附近，S极在地理北极附近。但地理两极与地磁两极的位置并不重合。因此水平放置的磁针指向与地理子午线（经线）并不一致，其间有一夹角，称为**地磁偏角**。地磁偏角随时间地点而变化，其值约为 $3^\circ \sim 4^\circ$ 。

(二) 电流的磁效应

在漫长岁月中，一直没有人知道电与磁的联系，似乎这两种现象是彼此无关的。磁学与

电学的研究也一直彼此独立地发展着。直到 19 世纪初, 这个界限才被打破, 人们才开始认识到电与磁的密切联系。

1819 年, 丹麦科学家奥斯特发现, 放在载流导线周围的磁针会发生偏转; 1820 年法国科学家安培又发现, 放在磁铁附近的载流导线或载流线圈, 也会受力的作用而发生运动; 其后又发现载流导线之间或载流线圈之间也有相互作用。从上述现象中, 人们才知道磁现象与运动的电荷有不可分割的关系。电荷运动可以产生磁现象, 运动电荷本身也可以受到磁力的作用。

综上所述可知, 不仅磁铁具有磁性, 电流也具有磁性。人们把置于载流导线周围的磁针会发生偏转(即电流产生磁场)的现象称为**电流的磁效应**。实验表明, 电流与电流之间、电流与磁铁之间、磁铁与磁铁之间的相互作用, 均属同一性质的力, 称为**磁力**。实验还指出, 把同样的磁铁或载流导线放在真空中或放在各种不同的物质中, 磁铁之间或载流导线之间的相互作用力一般是不相等的, 也就是说, 各种不同的物质对磁力有不同的影响。因此, 从对磁力的影响方面来说, 一切物质都可称为**磁介质**。

既然磁铁与电流都具有磁性, 那么, 这两者之间有什么内在联系呢? 我们知道, 组成物质的原子是由带正电的原子核与绕核运动的电子所构成。电子不仅绕核运动, 而且它还有**自旋**。一个分子可能包含很多原子, 而一个原子又可能包含很多电子, 所有这些运动着的电子与电子定向运动形成的电流一样, 在其周围激发起磁场。这也是宏观物体磁性的主要来源。故一切磁现象都起源于电荷的运动(或电流)。

§ 10—2 磁 场

(一) 磁场的物质性

近代研究指出, 大如地球、太阳及宇宙中的许多星体, 小如分子、原子、原子核及电子、质子、中子等基本粒子, 都具有磁性, 它们的周围都存在着**磁场**。那么, 什么是磁场呢? 我们说磁场是存在于磁体或运动电荷周围的一种特殊形式(与由分子、原子组成的实物相比)的物质。其物质性表现在:

(1) 引入磁场中的运动电荷或载流导体将受到磁力。

(2) 载流导体在磁场中移动时, 磁场力将对它作功, 这表明磁场具有能量。

总之, 象电场一样, 磁场也是客观存在的物质。电荷之间的相互作用(即电力)靠电场来传递, 磁力则靠磁场来传递。

(二) 磁感应强度

我们知道, 电场最基本的特性是对位于场中的电荷存在作用力。正是根据这一特性, 我们引入了电场强度 E 来描述电场的性质。同样地, 我们也可以根据磁场对载流导线有磁力作用这一重要特性, 来引入一个描述磁场各点性质的物理量。所不同的是, 在静电学中, 我们是通过电场对**试探电荷**的作用而引入场强概念的, 而在这里, 我们将利用磁场对**试探线圈**的作用来研究磁场, 从而得到描述磁场各点性质的重要物理量——**磁感应强度**(又称**磁感强度**) B 。

所谓试探线圈，就是这样一个平面载流线圈：其线度小到使它所包围的范围内的磁场可视为均匀磁场。且这样规定其法线方向：法线与电流组成右旋系统，即当法线指向读者时，看到的电流是沿逆时针方向流动的，如图 10—1 所示。

先来确定 $\mathbf{B}$ 的方向。把试探线圈悬在磁场某点处，并设线圈悬线的扭力矩可以忽略不计。实验指出，由于线圈受到磁场作用的力矩（称为磁力矩）而转动，最后转到一定的位置而平衡。平衡时线圈所受磁力矩为零，这时线圈法线 $\mathbf{n}$ 所指的方向，就定义为线圈所在处的磁场方向，即该点的磁感强度 $\mathbf{B}$ 的方向（参看图 10—2 中实线所示的情况）。这与小磁针在磁场中静止时北极 $\mathbf{N}$ 的指向完全一致。

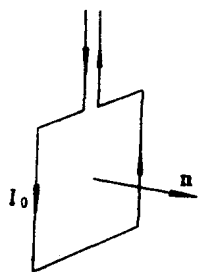


图 10—1 载流平面线圈
法线方向的规定

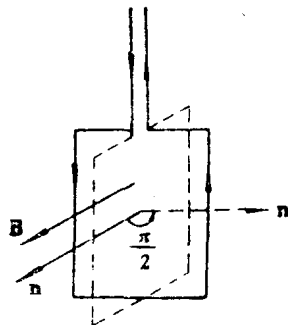


图 10—2 利用试探线圈来
测定 $\mathbf{B}$ 的方向和量值

下面再来决定 $\mathbf{B}$ 的大小：实验指出，线圈在磁场中给定点上所受到的磁力矩与线圈法线 $\mathbf{n}$ 与 $\mathbf{B}$ 的夹角有关，当 $\mathbf{n}$ 垂直于 $\mathbf{B}$ 时（如图 10—2 中虚线所示），磁力矩最大，以 $M_{\max}$ 表示，且有

$$M_{\max} \propto I_0 \Delta S$$

式中， I_0 和 ΔS 分别为试探线圈中的电流和试探线圈的面积，如果线圈有 N 匝，则

$$M_{\max} \propto NI_0 \Delta S$$

我们知道， N 、 I_0 和 ΔS 都属于线圈的本身特征，令它们的乘积 $NI_0 \Delta S = P_m$ ， P_m 称为线圈的磁矩， P_m 是矢量，其方向与线圈法线 $\mathbf{n}$ 一致。由此可知， $M_{\max}$ 不仅与磁场的性质有关，而且还与我们引入的试探线圈的性质 P_m 有关，而磁场的性质是客观存在的，不因人为引入的试探线圈不同而改变。因此 $M_{\max}$ 并不能描述磁场的性质。实验表明，比值 $M_{\max}/P_m$ 仅与试探线圈所在位置有关。线圈在磁场中的不同点，比值 $M_{\max}/P_m$ 就有不同值。显然，比值 $M_{\max}/P_m$ 的大小正反映着各点处磁场的强弱。正如用电场强度 $\mathbf{E}$ 来描述电场的方向和强弱那样，我们也可以引入磁感强度 $\mathbf{B}$ 来描述磁场的方向和强弱，显然， $\mathbf{B}$ 矢量的量值应为

$$B = k_1 \frac{M_{\max}}{P_m} \quad (10-1a)$$

式中， k_1 是决定于各量所用单位的比例系数。在国际单位制中，规定 $k_1 = 1$ ，这时

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \quad (10-1b)$$

综上所述，磁感强度 $\mathbf{B}$ 是描述磁场性质的物理量。磁场中某点处 $\mathbf{B}$ 的方向与该点处试探线

圈在平衡位置时法线 $\mathbf{n}$ 的方向相同; B 的大小等于具有单位磁矩的试探线圈所受到的最大磁力矩。

在国际单位制中, 磁力矩的单位为牛顿·米 ($\text{N}\cdot\text{m}$), 磁矩的单位为安培·米² ($\text{A}\cdot\text{m}^2$), 磁感强度的单位为特斯拉, 简称特, 其代号为 T 。有时用高斯 Gs 这一单位, $1\text{T} \triangleq 10^4\text{Gs}$, 但 Gs 属应废除的常见单位。

(三) 磁场的图示法——磁力线 磁通量

磁力线 与静电场一样, 磁场也可以用作图法形象化地表示出来。我们在磁场中画出若干条曲线表示磁场, 这些曲线上的任一点的切线方向都和该点的磁场方向一致, 这样的曲线称为磁力线或 B 线。

图 10—3 到图 10—5, 表示几种常见电流的磁力线的形状和方向与电路形状和电流方向之间的关系。

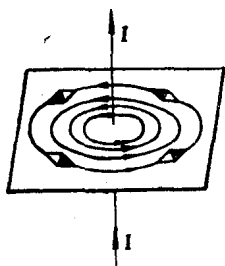


图 10—3 直电流的磁场

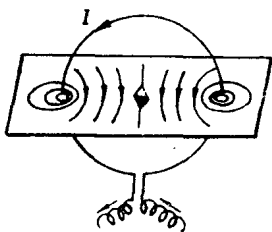


图 10—4 圆电流的磁力线

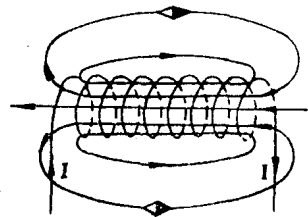


图 10—5 螺线管的磁场

分析各种磁力线图形, 可得如下结论:

(1) 磁力线在空间不会相交, 这与电力线相似。

(2) 磁力线都是无头无尾的封闭曲线, 这与电力线出发于正电荷、终止于负电荷完全不同。这种力线是无头无尾的场叫做有旋场或无势场, 不同于引力场、静电场那样的有势场。

为了使磁力线能够定量地描述磁场, 我们规定磁力线的密度如下: 通过垂直于 B 矢量的单位面积的磁力线的条数等于该点 B 矢量的数值。这样, 磁场较强的地方磁力线就较密, 反之, 就较疏。

磁通量 通常把穿过一个面积的磁力线的条数, 称为穿过该面积的磁感强度 B 的通量, 简称为磁通量或 B 通量, 以 Φ_m 或 Φ 表示。

关于均匀磁场中 Φ_m 的计算, 与第一章中电通量 Φ_e 的计算方法完全类同。我们这里从一般情况开始讨论。如图 10—6 所示, 要计算在不均匀磁场中穿过任一曲面的磁通量, 可将曲面分割成无限小的面积元 dS , 使得磁感强度 B 在面积元 dS 上可以看成是均匀的, 面积元 dS 可以视为平面。设 dS 的法线 $\mathbf{n}$ 与该处的磁感强度 B 成 α 角, 则通过这面积元的磁通量应为

$$d\Phi_m = B \cos \alpha dS$$

$d\Phi_m$ 为标量, 如果用矢量的标积表示, 得

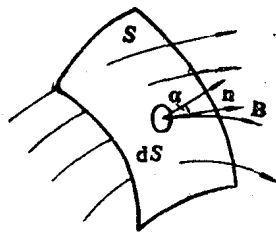


图 10—6 磁通量

$$d\Phi_m = \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

而通过一个有限面积 S 曲面的磁通量, 可利用积分得到

$$\Phi_m = \int_S B \cos \alpha dS = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

如果这个面是封闭曲面, 通常取向外的法线为正方向, 所以穿出该封闭曲面的磁通量为正, 而穿进这个封闭曲面的磁通量为负, 因为磁场中每一条磁力线都是闭合曲线, 所以通过磁场中任何封闭曲面的磁通量 Φ_m 必然为零 (图 10—7)。也即

$$\Phi_m = \oint_S B \cos \alpha dS = \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (10-2)$$

这一结果相似于静电学中的高斯定理, 称为**磁学中的高斯定理**, 是表示磁场 (有旋无势场) 特性的重要公式。

在国际单位制中, 磁通量 Φ_m 的单位为韦伯, 其代号为 Wb 。

$$1 \text{ Wb} = 1 \text{ T} \cdot \text{m}^2$$

因此, 磁感强度 B 的单位 T 也可记作 “ Wb/m^2 ”。

例 10—1 已知磁感强度 $B = 2.0 \text{ Wb}/\text{m}^2$ 的均匀磁场, 方向沿 x 轴正向 (图 10—8), 试求通过 $abcd$ 面的磁通量。

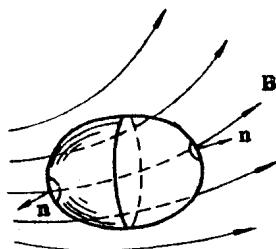


图 10—7 穿过封闭曲面的 Φ_m

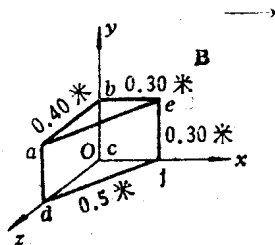


图 10—8

解 在均匀磁场中, 各点的 $\mathbf{B}$ (大小和方向) 均相同。由于 $abcd$ 面在平面 yOz 上, 若取其法线方向 $\mathbf{n}$ 沿 x 轴, 则由题设可知, 它与 $\mathbf{B}$ 矢量方向是重合的, 即 $\alpha = 0$, 所以通过 $abcd$ 面的磁通量是

$$\begin{aligned} \Phi_m &= \int_S B \cos 0^\circ dS = B \int_S dS = BS \\ &= 2 \times (0.40 \times 0.30) = 0.24 \text{ Wb} \end{aligned}$$

请读者自己求出上图中穿过: (1) $befc$ 面的磁通量; (2) $aefd$ 面的磁通量; (3) 整个封闭面的磁通量 (这时, 各面的法线指向封闭面外侧)。答案是显然的: (1) 0; (2) $\pm 0.24 \text{ Wb}$; (3) 0。

§ 10—3 毕奥—沙伐—拉普拉斯定律

(一) 毕奥—沙伐—拉普拉斯定律

我们知道电流产生磁场。那么, 电流和它产生的磁场中的磁感强度之间存在着怎样的规律性呢? 19 世纪 20 年代, 人们由大量实验中发现, 电流在它周围所产生的磁场的磁感强

度, 与电流强度、载流导线的长短、形状和磁介质的性质有关, 其定量关系为三位法国科学家所总结出的一条基本定律, 即毕奥—沙伐—拉普拉斯定律所给出。

为陈述毕—沙—拉定律, 首先引入电流元概念。在载流导线上沿电流方向取线元 dl , 若其中通过的电流强度为 I , 则定义 $I dl$ 为电流元, 其方向就是线元 dl 的方向。如图 10—9 所示, 载流导线在它附近 P 点产生的磁感强度, 可以看作是这段载流导线上许多电流元在 P 点所产生的磁感强度 dB 的矢量和; 任一电流元 $I dl$ 在给定 P 点所产生的磁感强度 dB 的大小与电流元的大小成正比, 与电流元的方向和由电流元到 P 点的矢径 r 之间的夹角 (dl, r) 的正弦成正比, 而与电流元到 P 点的距离的平方成反比; dB 的方向垂直于 dl 和 r 所组成的平面, 指向为由 $I dl$ 经小于 180° 的角转向 r 的右旋螺钻前进的方向。其数学形式为

$$dB = k_2 \frac{I dl \sin(dl, r)}{r^2}$$

或
$$dB = k_2 \frac{I dl}{r^2} \times r_0 \quad (10-3)$$

及
$$B = \int dB \quad (10-4)$$

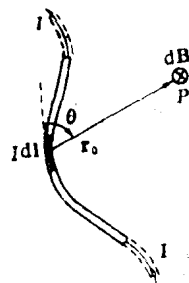


图 10—9

这里, 积分号下的 l 表示对整个载流导线进行积分运算。式 (10—4) 表明, 与电场相似, 叠加性也是磁场的基本属性。式 (10—3) 就是以微分形式表示的毕—沙—拉定律。它的应用是与式 (10—4) 所表示的磁感强度叠加原理紧密联系的。式 (10—3) 中 $r_0 = r/r$, 表示 r 方向上的单位矢量。 k_2 为比例系数, 它与磁场中的磁介质性质和单位制的选取有关。对于真空中的磁场, 如式中各量用国际单位制, 则比例系数 $k_2 = \mu_0 / 4\pi$, μ_0 叫做真空的磁导率 (或导磁系数), 其大小为 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$, 或亨/米 (H/m)。

由此可见, 在国际单位制中, 真空中的毕—沙—拉定律可以写成

或
$$\left. \begin{aligned} dB &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin(dl, r)}{r^2} \\ dB &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{r^2} \times r_0 \end{aligned} \right\} \quad (10-5)$$

(二) 毕—沙—拉定律的应用

例 10—2 利用毕—沙—拉定律求一段直线电流的磁场。设有长为 L 的直导线, 通过的电流为 I , 求距直线 a 远的 P 点处的磁感强度 B , 如图 10—10 所示。

解 将直线电流分成无限多的微小电流元, 根据毕—沙—拉定律, 任一电流元在 P 点产生的磁感强度为

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \theta}{r^2}$$

方向垂直于纸面向里。

由于直线上所有电流元在 P 点处所产生的磁感强度 dB 的方向都是一致的。故式 (10—4) 的矢量积分可化为标量积分, 于是有

$$B = \int_{A_1}^{A_2} dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{A_1}^{A_2} \frac{Idl \sin \theta}{r^2}$$

要计算这个积分，应当把变量 dl 、 r 和 θ 都用一个变量表示。取 θ 角为自变量，

$$\sin \alpha = \sin \theta \quad r = \frac{a}{\sin \alpha} = \frac{a}{\sin \theta}$$

$$l = a \cot \alpha = -a \cot \theta$$

取 l 的微分 $dl = \frac{a d\theta}{\sin^2 \theta}$

将上面积分变量 l 和 r 用 θ 表示后得到

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{I \sin \theta d\theta}{a} = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

其中， θ_1 和 θ_2 分别为直线电流的起点 A_1 和终点 A_2 处的角 θ 之值，如图 10—10 所示。

当导线的长度 $L \gg a$ ，即可把导线看作“无限长”时， $\theta_1 = 0$ ， $\theta_2 = \pi$ ，于是

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{a}$$

当导线的起点 A_1 （或终点 A_2 ）与 P 点的连线垂直于导线，而另一端伸长至“无穷远”。即可把导线看作“半无限长”时， $\theta_1 = \pi/2$ ， $\theta_2 = \pi$ （或 $\theta_1 = 0$ ， $\theta_2 = \pi/2$ ），于是

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{a}$$

由上面的分析可知：“半无限长”、“无限长”载流直导线周围的磁感强度 B 与距离 a 的一次方成反比。

请读者用一段直线电流产生的磁场的公式，求出在直线电流的延长线上任意一点的磁感强度。

例 10—3 求半径为 R 、电流为 I 的圆电流在轴线上各点处所产生的 B 。

解 如图 10—11 所示，由于电流的任一电流元 Idl 均与它至轴线上任一考察点 P 的连线相互垂直，因此有

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{(R^2 + x^2)}$$

dB 的方向与 Idl 和 r_0 所确定的平面垂直。

因此，当然也与 r_0 垂直。现将 dB 分解为平行

于轴向的分量 $dB_{\parallel}$ 和垂直于轴向的分量 $dB_{\perp}$ 。由于对称性，所有电流元在 P 点处的 $dB_{\perp}$ 分量的总和为零。因此

$$B = \int dB_{\parallel} = \int dB \cos \alpha。$$

将

$$\cos \alpha = \frac{R}{r} = \frac{R}{(R^2 + x^2)^{1/2}}$$

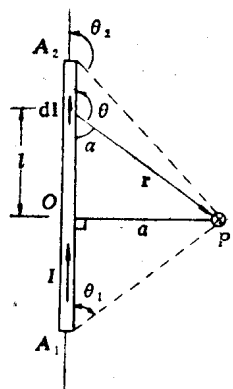


图 10—10

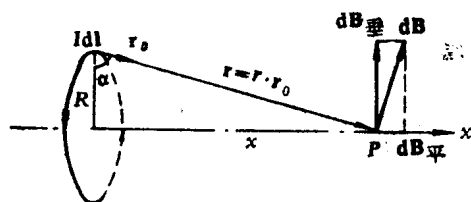


图 10—11

以及 dB 代入上式, 得

$$B = \frac{\mu_0 IR}{4\pi(R^2 + x^2)^{3/2}} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}$$

磁场的方向与轴线一致, 其指向显然与圆电流的环绕方向呈右手螺旋关系。

在圆心处, $x = 0$, 磁感强度

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{R}$$

由此式可看出 θ 弧度的圆心角所对应的圆弧电流, 在圆心处产生的磁感强度

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \theta$$

若圆电流是由 N 匝导线所组成, 通过每匝的电流强度均为 I , 圆心处的 $B = ?$ 在 $x \gg R$ 处的磁场情况如何? 请读者思考回答。

§ 10—4 安培环路定律

(一) 安培环路定律

我们曾指出: 静电场中的电力线是有头有尾的, 电场强度 E 沿任意闭合路径的积分等于零, 即 $\oint E \cdot dl = 0$, 这是静电场的一个重要特征, 称为静电场的环路定律。那么, 磁场中

的磁感强度 B 沿任意闭合路径的积分 $\oint B \cdot dl$ 等于什么呢? 通过这一问题的讨论, 能使我们得到一条反映磁场性质的安培环路定律。这条定律在工程实践中和电学理论研究上都具有重要意义。

设在真空中长直电流的磁场内, 取一个与电流垂直的平面 (图 10—12)。以这个平面与电流的交点 O 为中心, 在平面上作一半径为 R 的圆周 l , 则在这圆周上任一点的磁感强度为

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{R}$$

它的方向和圆周相切。设在圆周上沿反时针绕行方向取线元 dl , 则 B 和 dl 之间的夹角 $\theta = (B, dl) = 0^\circ$, B 沿这个圆周闭合线的线积分为

$$\oint B \cdot dl = \oint \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cos 0^\circ dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \oint dl$$

式中, 积分 $\oint dl$ 是半径为 R 的圆周长 $2\pi R$, 于是上式成为

$$\oint B \cdot dl = \mu_0 I$$

(10—6a)

B 沿上述闭合路径的线积分 $\oint B \cdot dl$, 叫做磁感强度的环流。

应当指出, 在式 (10—6a) 中, 积分回路 l 的绕行方向是与电流的流向成右手螺旋系。

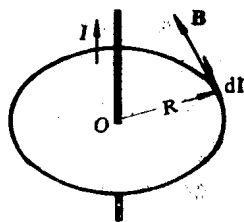


图 10—12

若绕行方向不变, 电流反向, 则

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = -\mu_0 I = \mu_0 (-I)$$

这时可以认为, 对回路 l 来讲, 电流流向是负的。

式(10—6a)是从特例得出的。对于 $\mathbf{B}$ 的环流是沿任意闭合路径 (不论其大小和形状), 而且其中的电流可以是任意形状的电, 并且可不止一个电流 (图 10—13)。进一步的研究表明: 在磁场中, 磁感强度沿任何闭合路径的线积分 (即 $\mathbf{B}$ 的环流) 等于这闭合路径所围绕的各个电流代数和的 μ_0 倍。这就是真空中的安培环路定律。它的数学形式为

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \oint_l B \cos \theta dl = \mu_0 \sum I_i \quad (10-6b)$$

在该式中, 若电流的流向与积分回路成右螺旋关系时, 电流取正值, 反之取负值。式中 θ 为 $\mathbf{B}$ 与 $d\mathbf{l}$ 之间的夹角。

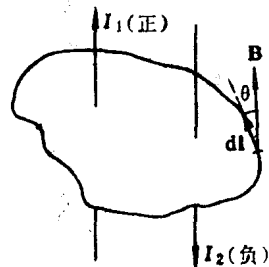


图 10—13 安培环路定律

由式(10—6b)可以看出, 不管闭合路径外面电流如何分布, 它对闭合回路上的磁感强度的环流毫无影响。只要闭合回路内没有包围电流, 或者所包围电流的代数和等于零, 总有 $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = 0$ 。但应注意, $\mathbf{B}$ 的环流为零, 一般并不意味着闭合路径上各点的磁感强度都为零。因为这时闭合回路内可能有电流存在, 只是负、正电流的绝对值相等而已。而且闭合回路外面的电流对闭合回路上各点的磁感强度也是有影响的。

由安培环路定律还可以看到, 由于 $\mathbf{B}$ 的环流一般不等于零, 所以, 稳恒电流的磁场的基本性质与静电场是不同的, 静电场是保守场, 磁场是非保守场。现再把磁场中的安培环路定律和静电场中的高斯定理对比表述如下:

磁场中的安培环路定律
$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \sum I_i$$

静电场中的高斯定理
$$\oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i$$

用高斯定理可以求得均匀或具有对称性电场的场强, 同样, 我们可以应用安培环路定律来计算对称的磁场的磁感强度。

(二) 载流长直螺线管内的磁场

设有绕得很均匀紧密的长直螺线管, 通有电流 I 。由于螺线管相当长, 所以管内中央部分的磁场是均匀的, $\mathbf{B}$ 方向与管的轴线平行。管的外侧, 磁场很弱, 可以忽略不计。

为了计算长直螺线管中央部分内部某点的磁感强度, 我们可以通过该点作一矩形的闭合线 $abcd$, 如图 10—14 所示, 磁感强度沿此闭合路径的积分, 可分成四段进行, 即

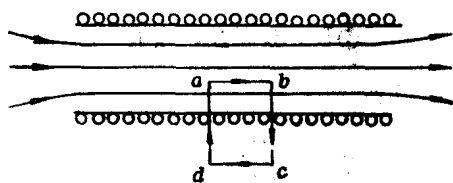


图 10—14

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \int_a \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} + \int_b \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} + \int_c \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} + \int_d \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$$

在 cd 段上, 由于它处于管的外侧, 磁感强度为零, 所以 $\int_{cd} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = 0$ 。在 bc 段和 da 段, 一部分在管内, 一部分在管外, 管外部分 $\mathbf{B} = 0$, 管内部分虽然 $\mathbf{B} \neq 0$, 但 $\mathbf{B}$ 与 $d\mathbf{l}$ 垂直, 所以 $\int_{bc} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \int_{da} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = 0$ 。而在 ab 段, $\mathbf{B}$ 的大小均相同, 且 $\mathbf{B}$ 的方向与 $d\mathbf{l}$ 相同, 所以 $\int_{ab} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = B\overline{ab}$ 。这样, 上式可写为

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = B\overline{ab}$$

设螺线管上每单位长度有 n 匝线圈, 而通过每匝线圈的电流均为 I , 其流向与回路 $abcd$ 构成右螺旋关系, 故取正值, 所以闭合路径所包围的总电流为 $\overline{ab}nI$ 。根据安培环路定律, 可得

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = B\overline{ab} = \mu_0 \overline{ab} n I$$

$$B = \mu_0 n I \quad (10-7)$$

该式表明, 长直密绕螺线管内中部各点的磁感强度的大小与电流强度和单位长度线圈的匝数成正比。

若管长为 l , 总匝数为 N , 那么式 (10-7) 可以写成

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I$$

对于长直螺线管两端附近的磁感强度, 如图 10-15 所示, 在接近管口处, 磁场迅速减弱; 而在管口的磁感强度 B 可视为管内磁感强度的一半, 即 $B = \mu_0 n I / 2$ 。

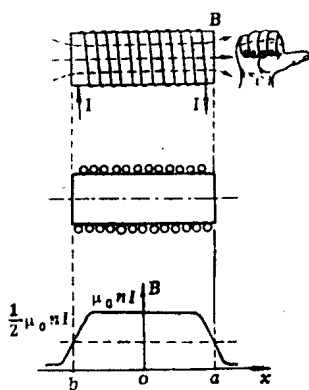


图 10-15 通电长直螺线管的磁场分布

(三) 环形螺线管内的磁场

图 10-16 为一绕有密集线圈的环形螺线管 (亦称螺绕环), 总匝数为 N , 通以电流 I 。环外的磁场很微弱, 磁场几乎全部集中在螺线管内。根据磁场的对称性, 管内的磁力线为同心圆, 在同一条 $\mathbf{B}$ 线上, 磁感强度 $\mathbf{B}$ 的大小相等, 方向处处与圆周相切。

通过环内 P 点, 以半径 R 作一圆形闭合路径 (图 10-16b)。由于闭合路径上各点 $\mathbf{B}$ 的方向都和闭合路径相切, 且各点 B 值相等, 圆形闭合路径内电流的流向和此闭合路径构成右螺旋关系。这样, 根据安培环路定律, 有

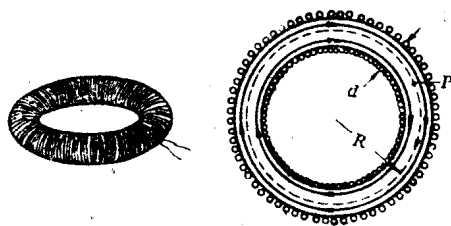
$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = B \cdot 2\pi R = \mu_0 N I$$

从而得到

$$B = \frac{\mu_0 N I}{2\pi R} \quad (10-8a)$$

从本式可看出, 环形螺线管内的横截面上各点的磁感强度并不相同

如果 L 表示环形螺线管中心线的闭合路径的长度, 那么, 圆环中心线上各点的磁感强度为



(a) 环形螺线管

(b) 环形螺线管内的磁场

图 10-16

$$B = \mu_0 \frac{NI}{L} \quad (10-8b)$$

当环形螺线管中心线的直径比线圈的直径大得多, 即 $2R \gg d$ 时, 管内可近似地看成是均匀磁场, 管内任一点的磁感强度均可用式 (10-8b) 计算, 该式也可写成

$$B = \mu_0 n I \quad (10-8c)$$

本式中 $n = N/L$, 即为环形螺线管单位长度上线圈匝数。

§ 10-5 磁 导 率

(一) 磁导率

以上两节, 我们研究了毕—沙—拉定律和安培环路定律, 并应用它们讨论了通电长直导线、长直螺线管、环形螺线管等的磁场分布情况。不过, 以上的分析, 仅限于真空中, 若引入磁介质, 情况将有所变化。例如, 绕在用铁、钴、镍及其合金等铁磁性物质所做成的铁芯上的通电直螺线管或环形螺线管, 实验表明, 磁感强度 B 大大增强。但用不同的磁介质做成铁芯, 增大的倍数不同。先后测出在真空和充满某种磁介质时的磁感强度 B_0 和 B , 它们的比值称为相对磁导率, 用 μ_r 表示: $\mu_r = B/B_0$ 。于是, 式 (10-7) 和式 (10-8c) 应改写成

$$B = \mu_0 \mu_r n I$$

或

$$B = \mu n I \quad (10-9)$$

式中, $\mu = \mu_0 \mu_r$, 叫做磁介质的磁导率。

下表给出了几种常用的铁磁性物质的相对磁导率 μ_r , 但同一种铁磁性物质的 μ_r 并不是常数, 它随着激磁电流的强弱而变化。

几种铁磁性物质的相对磁导率

表 10-1

铁 磁 性 物 质	相对磁导率 μ_r
铸 铁	200~400
铸 钢	500~2 200
纯 铁 (99.95%)	18 000 (最大值)
硅 钢 (含硅 4%)	7 000 (最大值)
坡莫合金 (镍 78.5%, 铁 21.5%)	100 000 (最大值)
铝硅铁粉芯	2.5~7.0
镍锌铁氧体 (常用于激发电流的频率在 1 兆赫以上)	10~1 000
锰锌铁氧体 (常用于激发电流的频率在 1 兆赫以下)	300~5 000

非铁磁性物质的相对磁导率都很接近于 1, 例如, 空气的 $\mu_r = 1.000\,038$, 铝的