

高等学校教学用书

电磁学讲义

下 册

江苏师范学院物理系编委会编

人民教育出版社

高等学校教学用书

电 磁 学 讲 义

下 册

江苏师范学院物理系编委会编

人 民 教 育 出 版 社

本书系由江苏师范学院物理系教师集体编写的物理学讲义的第三部分,内容包括普通物理的电磁学和理论物理的电动力学,可供师范学院物理系作电磁学的教学用书。如普通物理与电动力学分开讲授,亦可作为教学参考书。此外,本书还可供中学教师进修时参考。

本书分上下两册。下册分五章,讲解恒稳电流的磁场、磁介质、电磁感应与似稳电磁场、交流电路、迅变电磁场。

电 磁 学 讲 义

下 册

江苏师范学院物理系编委会编

人民教育出版社出版 高等学校教材编辑室

(北京市书刊出版业营业许可出字第2号)

上海大东集成联合印刷厂印刷
新华书店上海发行所发行
各地新华书店经售

统一书号 13030-371 开本 850×1168 1/32 印张 10 9/16

字数 251,000 印数 1—40,000 定价 (4) 本 1.00

1960年10月第1版 1960年10月上海第1次印刷

下册目录

第六章 恒稳电流的磁场	301
§ 6.1 电流的磁效应.....	301
§ 6.2 无限长平行直电流间的相互作用力 绝对电磁单位.....	304
§ 6.3 磁场 磁场强度.....	306
§ 6.4 毕奥-萨伐尔定律.....	310
§ 6.5 简单电路的磁场强度.....	312
§ 6.6 闭合电流在均匀外磁场中受到的力.....	316
§ 6.7 电流元的相互作用 安培定律.....	318
§ 6.8 磁力线 磁通量.....	322
§ 6.9 真空中磁场的基本定律.....	325
§ 6.10 磁场的两个基本定律的应用.....	330
§ 6.11 矢势.....	334
§ 6.12 闭合电流的势函数 闭合电流在非均匀磁场中所受到的力.....	340
§ 6.13 闭合电流的磁场 元电流和磁偶极子的等效.....	342
§ 6.14 二个闭合电流的相互作用 磁场的能量.....	347
§ 6.15 电流计 安培计 伏特计 冲击电流计.....	351
§ 6.16 洛伦兹力.....	356
§ 6.17 霍尔效应.....	358
§ 6.18 带电粒子在均匀电场和磁场中的运动.....	360
§ 6.19 电子荷质比的测定.....	367
第七章 磁介质	371
§ 7.1 磁介质的磁化 分子电流.....	371
§ 7.2 磁化矢量.....	373
§ 7.3 磁场强度的平均 磁感应矢量.....	377
§ 7.4 磁场的边界条件.....	381
§ 7.5 磁介质中磁场的矢势.....	383
§ 7.6 磁介质中的场能和作用力.....	385
§ 7.7 逆磁性和顺磁性.....	388
§ 7.8 铁磁性.....	396
§ 7.9 迴转磁现象.....	401

§ 7.10 磁畴	402
§ 7.11 磁性共振	407
§ 7.12 永久磁铁	409
§ 7.13 磁路	415
§ 7.14 电磁铁	418
§ 7.15 地磁	420
第八章 电磁感应 似稳电磁场	425
§ 8.1 电磁感应现象	425
§ 8.2 感生电动势 法拉第电磁感应定律	427
§ 8.3 楞次定律	432
§ 8.4 自感现象	435
§ 8.5 互感现象	441
§ 8.6 似稳电磁场	448
§ 8.7 可变电流的欧姆定律	450
§ 8.8 电流系的能量 磁场的能量	455
§ 8.9 感应圈	465
§ 8.10 佛科电流	467
§ 8.11 磁感应强度的测量	474
第九章 交流电路	478
§ 9.1 交变电动势的产生	478
§ 9.2 含有自感和电容的交流电路	482
§ 9.3 自感与电阻串联及电容与电阻串联的交流回路	487
§ 9.4 复数在交流电路中的应用	490
§ 9.5 交变电流回路的矢量图解	493
§ 9.6 串联谐振回路	496
§ 9.7 并联谐振回路	502
§ 9.8 交流电桥	505
§ 9.9 互感系数的测定	507
§ 9.10 交流电路中的电功率	509
§ 9.11 耦合电路 变压器	513
§ 9.12 谐振耦合回路	517
§ 9.13 发电机的基本原理	522
§ 9.14 电动机的基本原理	526
§ 9.15 三相交流电	529
§ 9.16 旋转磁场	534
§ 9.17 交流电表	537

第十章 时变电磁场	541
§ 10.1 位移电流 磁场定律的修正	541
§ 10.2 电磁场方程组	548
§ 10.3 电磁场的能量守恒定律 伍莫夫-坡印亭矢量	553
§ 10.4 电磁场的动量及动量守恒定律	559
§ 10.5 无限均匀介质中的平面电磁波	562
§ 10.6 导体中的电磁波 趋肤效应	574
§ 10.7 电磁波在导线上的传播 波导	579
§ 10.8 电磁场的势 规范不变性	587
§ 10.9 达朗贝尔方程的解 推迟势和超前势	590
§ 10.10 振子辐射 赫兹实验	594
§ 10.11 振子辐射理论	600
§ 10.12 作匀速直线运动的点电荷的场	609
§ 10.13 切伦可夫辐射	614
§ 10.14 电子的电磁质量 场的物质性	619
§ 10.15 磁流体波	623
§ 10.16 经典电动力学的应用范围 非线性电动力学中的一些问题	629

第六章 恒稳电流的磁场

§ 6.1 电流的磁效应

在第四章里谈到电流的各种效应时，曾扼要地介绍过电流的磁效应，并说明这种效应是很多电磁测量仪器构造的理论基础。现在我们对这个效应要进一步作比较深刻的和本质的研究。

远在电流发现以前，人们很早就发现了磁现象。例如磁针可以吸引铁屑，一个条形磁铁或者磁针总是有两个吸引铁屑力量最强的区域被称为磁极，而且当磁铁或磁针可以自由旋转时，这两个磁极，总是一个指南，一个指北。两个磁针的磁极之间也有相互作用，异号磁极相吸引，同号磁极相排斥。早期对磁现象的解释，认为是和电荷一样由磁极产生磁场，磁场再和另一磁极发生作用。这种把电与磁平行地讨论，虽在历史发展上和某些问题的计算上，有过一定的作用，但由于孤立磁极是不存在的，而无数实验事实证明磁现象总是由电流或运动的电荷所引起的。因此，要弄清磁现象的本质，首先需要研究电流或运动电荷所引起的各种现象。

在图 6.1-1 的装置中，有一个可以自由旋转的小磁针放在导线 AB 的下方。当导线中有电流通过时，磁针就开始旋转，直到磁针与导线垂直为止。若把电流的方向反转，则磁针旋转的方向也反转，平衡时，磁针仍与导线垂直。这个作用是相互

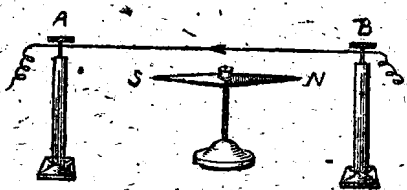


图 6.1-1

的,不仅载流导线对磁针有作用,磁针对载流导线也有作用,为了说明这一点,我们把磁针换成惯性比较大的蹄形磁铁(图 6.1-2)当导线 AB 中有电流流过时,我们发现导线受到力的作用,当电流的方向改变时,导线受到作用力的方向也跟着改变。上述现象和用一根条形磁铁的不同两极分别去靠近可以自由旋转的小磁针时所发生的现象相似。这就表明电流与磁针之间的相互作用是由于电流激发了磁场,通过磁场和磁针作用,使磁针产生偏转。

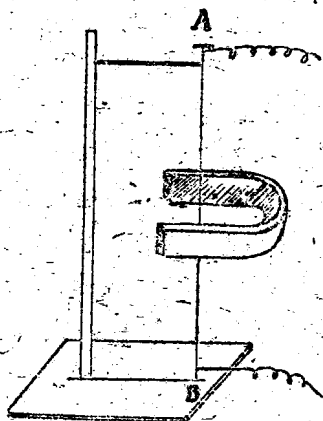


图 6.1-2



图 6.1-3

实验还证明了两根通有电流的导线之间也有相互作用。如图 6.1-3 的装置中,两根端点固定、互相平行、中间相隔一定距离的金属丝(或金属带),在端点处用绝缘体隔开,当有反向电流同时通过这两根导线时,两根导体将互相分开,这表示二者之间有排斥作用;当有同向电流同时通过这两根导线时,这两根导体将互相靠近,这表示二者之间有吸引作用。

此外,还可以观察到类似电流使磁针旋转的现象。如图 6.1-4 所示。将一个很小的而且能够自由旋转的线圈悬挂在导线 AB 的上方,当电流同时通过导线和线圈时,小线圈将发生旋转,直至

线圈平面的法线导线垂直时为止。这里的小线圈起了磁针的作用。

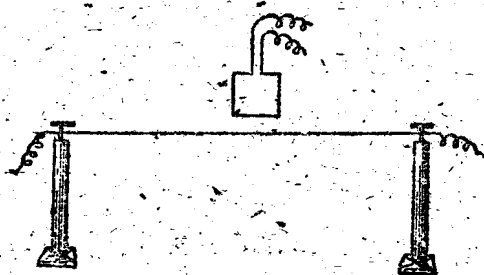


图 6.1-4

通电导体之间的相互作用,可以这样解释:其中某个通电导体在它的周围激发了磁场,通过磁场对另一个通电导体发生作用。

以上的现象不仅对通过电流的导体可以观察到,对运动的电荷也同样可以观察到。例如,射线管中的电子束,不仅可以观察到在它的周围存在着静电场,同时还可以观察到磁场的存在。如果将一马蹄形磁铁跨过阴极射线管,荧光屏上的发光点将发生移动。

这表明磁场对电子束的作用,使得电子束的轨道发生偏转(图 6.1-5)。

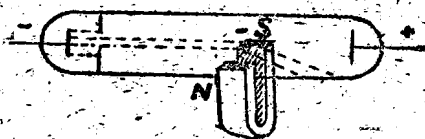


图 6.1-5

实验还证明,磁场的作用仅仅改变电子的运动方向,而不改变电子

运动的速率,这表明,沿速度方向没有磁力的作用,只有垂直于速度的

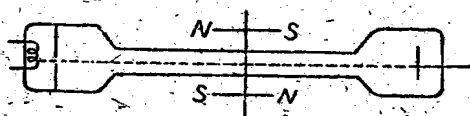


图 6.1-6

的方向才有磁力作用。反过来也可以观察到电子束使小磁针发生偏转的现象(图 6.1-6)。

爱克斯瓦尔德用实验证实:任何带电的物体,当它作机械运动时亦将产

生电流,这个对流电流和电子束一样激发磁场,由此可见,任何运动的电荷都在它的周围空间激发磁场。

综合以上的讨论,可以看出运动着的电荷和静止电荷有截然不同的性质,静止的电荷可以激发静电场,也要受到外静电场的作用,运动着的电荷则除了激发电场以外,还要激发一个与静电场性质不同的磁场,磁场只能对运动的电荷发生作用,而对静止电荷则毫无影响。因此在实验中,可以分别测定运动电荷的电场和磁场。先将一个静止电荷放在运动电荷所激发的场中,测定它所受的力 $F_{\text{静}}$,然后使静止电荷以一定速度运动,再测定它所受的力 F ,那么,这两个力之差,即为磁场所施的力,即

$$F - F_{\text{静}} = F_{\text{磁}}。$$

也就是说,电荷在另一个运动电荷所激发的场中运动时,受到的力为静电力和磁力的矢量和。

§ 6.2 无限长平行直电流间的相互作用力 绝对电磁单位

设在真空中有两根平行的直导线,电流强度分别为 J_1 及 J_2 ,两导线间的垂直距离为 r ,并假定这个垂直距离远小于导线的长度 l ,满足这一条件的两根载流导线可以看作无限长的平行直电流。由实验发现:当两导线载有同向电流时,两导线互相吸引;反之,当电流的方向相反时,则互相排斥,作用力的方向在两导线所决定的平面内且垂直于导线,如图 6.3-1 所示。每一导线上单位长度所受力的大小与此两电流强度的乘积成正比,而与导线间距离成反比,即

$$\frac{df}{dl} = k \frac{J_1 J_2}{r}, \quad (6.2-1)$$

式中 k 为比例常数,与式中各量的单位有关。

在静电学中,我们曾根据两个点电荷相互作用的库仑定律规

定了电量的单位,从而建立了绝对静电单位系(C.G.S.E.),库仑定律只能反映静电的相互作用,因此在讨论电流之间的相互作用时,应根据(6.2-1)式来建立新的单位系统。我们规定:电流强度相等的两根平行直电流在真空中相距为1厘米,任一导线每1厘米长度所受的力为2达因时,则两导线所载的电流强度各等于一个单位,这样规定的单位称为绝对电磁单位系的电流强度,或简称C.G.S.M.电流单位。在绝对电磁单位系中,凡力学量用厘米、克、秒为单位,而电学量和磁学量都是以C.G.S.M.电流单位为基础的单位。在采用C.G.S.M.单位系后(6.2-1)式可写成

$$\frac{4f}{dl} = \frac{2J_1 J_2}{r}, \quad (6.2-2)$$

由(6.2-2)式可见在C.G.S.M.单位系中,电流强度的量纲是

$$[J_{\text{电磁}}] = M^{1/2} L^{3/2} T^{-1},$$

与绝对静电单位中电流强度的量纲

$$[J_{\text{静电}}] = M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}$$

不同,而二者之比

$$\frac{[J_{\text{静电}}]}{[J_{\text{电磁}}]} = LT^{-1},$$

与速度的量纲相同,通常用常数 c 表示。通过对同一电流强度的绝对静电单位和绝对电磁单位的测量,可得到常数 c 的数值为

$$\frac{J_{\text{静电}}}{J_{\text{电磁}}} = c = 2.998 \times 10^{10} \approx 3 \times 10^{10},$$

因此

$$1 \text{ C.G.S.M. 电流单位} = 3 \times 10^{10} \text{ C.G.S.E. 电流单位}.$$

又因为,实用单位中

$$1 \text{ 安培} = 3 \times 10^9 \text{ C.G.S.E. 电流单位},$$

所以

$$1 \text{ C.G.S.M. 电流单位} = 10 \text{ 安培}.$$

在C.G.S.E.单位系中,电量的单位可以根据 $q = Jt$ 来决定,其

36996

中時間用秒, 电流强度 J 用 C.G.S.M. 电流单位, 則电量的单位便是 C.G.S.M. 电量单位, 它与 C.G.S.E. 电量单位和实用电量单位——庫仑的关系为

10 C.G.S.M. 电量单位 $= 3 \times 10^{10}$ C.G.S.E. 电量单位 $= 10$ 庫仑。

C.G.S.M. 单位系中电量的量綱是

$$[q_{\text{cgs}}] = M^{1/2} L^{3/2}.$$

§ 6.3 磁場 磁場强度

在 § 6.1 中所介紹的實驗証实了电流在它的周圍空間激发一种特殊的場——磁場, 它可以通过对另一电流、运动电荷或者磁針的作用力来确定。由此可見, 两根无限长平行直电流間的相互作用就是其中某个电流受另一电流所激发的磁場的作用。現在我們就利用这种作用来定量的描述磁場。設电流 J_1 是在电流 J 所激发的磁場中, J_1 的大小不变时, 当改变 J_1 的位置, 所受的力的大小跟着改变, 这表示电流 J 在空間各点激发的磁場是不同的; 在空間某一定点, 改变电流 J_1 的大小, 所受的力也跟着改变, 但比值

$$\frac{\Delta f}{\Delta l} / J_1 \quad (6.3-1)$$

保持一定。这說明在空間一定点, 电流 J 所激发的磁場有一定的量值, 它的大小只与激发磁場的电流强度 J 和观察点与 J 的距离有关。而与受作用的电流强度无关。我們即用 (6.3-1) 式所确定的比值来定量地描述磁場称为电流 J 在观察点的磁場强度, 并記为 H , 因此有

$$H = \frac{\Delta f}{\Delta l} / J_1. \quad (6.3-2)$$

比較 (6.2-2) 与 (6.3-2) 两式即得

$$H = \frac{2J}{r}, \quad (6.3-3)$$

在絕對电磁单位系中,上式可用来定义磁場强度的单位,即当位于真空中的平行直电流的电流强度为1絕對电磁单位,离开电流的垂直距离为2厘米处的磁場强度定义为1絕對电磁单位系磁場强度,又称1奥斯特,以后我們以奥斯特为磁場强度的单位。

在 C.G.S.M. 系中,磁場强度的量綱是

$$[H] = \frac{[J_{\text{电磁}}]}{[r]} = M^{1/2} L^{-3/2} T^{-1}.$$

为了能够完整的表示某点的磁場性质,仅知道这点磁場强度的量值是不够的,还必须考察它与电流方向的关系。为此,我們假定 J_1 的方向不变,当激发磁場的电流 J 与电流 J_1 同向时,作用在电流 J_1 上的力 Δf 与电流 J_1 垂直且指向电流 J [图 6.3-1(a)],当电流 J 改变方向时,作用力 Δf 亦随着改变方向 [图 6.3-1(b)],这就說明了磁場强度是与激发它的电流方向密切有关的。

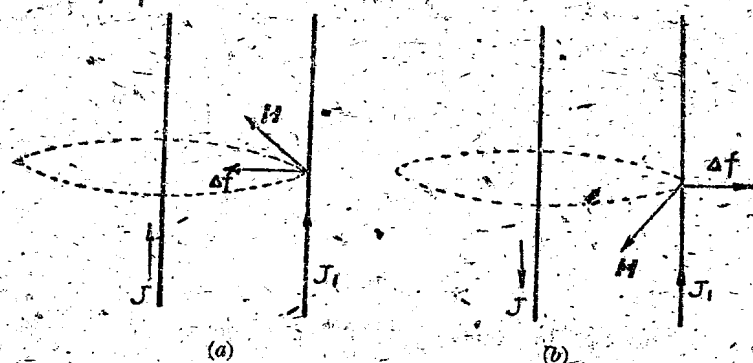


图 6.3-1

为了进一步說明磁場与激发它的电流的方向之间的关系,讓我們观察下面的实验:将一根长导线垂直的穿过一个厚紙板,在紙板上均匀散布一些細鉄屑,当导线中通有电流时,輕輕敲动紙板,鉄屑将圍繞电流排列成一些同心圆,圆心就是导线和紙板的交点如图 6.3-2(a)所示。如果将紙板上放一些小磁針,这些小磁針的

平衡位置将沿着上述那些同心圆的切线方向,如图 6.3-2(b)所示。将导线中电流改变方向,磁针平衡时仍沿切线方向,但两极位置与前相反,如图 6.3-2(c)所示。

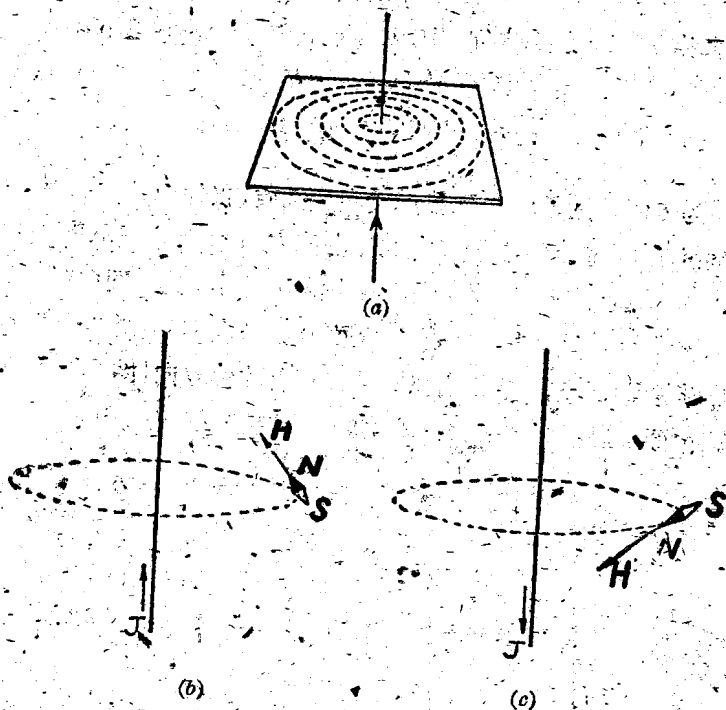


图 6.3-2

磁针两极取向的不同说明了当激发磁场的电流的方向改变时,磁场的方向也跟着改变。

从以上的实验中可以看出磁力是一个有方向的量,在平行直流中它垂直于电流 J_1 也垂直于场源电流 J , 并且 J_1 绕 J 旋转时,在不同的方位,力的大小不变,而方向则始终沿着矢径 r 指向 J 或离开 J 。因此磁场的方向可以由磁力 Δf 与电流 J 的方向 $J\Delta l$ 来规定。 Δf 与 $J\Delta l$ 决定一个平面, $J_1\Delta l_1$ 在这个平面内。我

們用这个平面的法綫方向来規定磁場的方向,一个平面的法綫可以用这个平面內两个矢量的积来表示,可以有二个不同的取向,我們又規定 $\Delta \mathbf{f}$, $J_1 \Delta \mathbf{l}_1$ 与 $\mathbf{H}$ 构成一个右手螺旋系統。这样磁場的大小与方向便完全确定。如将 $\Delta \mathbf{f}$, $\Delta \mathbf{l}_1$, $\mathbf{H}$ 理解为单位矢量,則有

$$\Delta \mathbf{f} \times \Delta \mathbf{l}_1 = \mathbf{H}, \quad (6.3-4)$$

又由 $\Delta \mathbf{l}_1 \times (\Delta \mathbf{f} \times \Delta \mathbf{l}_1) = \Delta \mathbf{l}_1 \times \mathbf{H}$,

$$\Delta \mathbf{f} \cdot \Delta \mathbf{l}_1 = 0,$$

可得 $\Delta \mathbf{f} = \Delta \mathbf{l}_1 \times \mathbf{H}$ 。

因此磁場强度可由电流 $J_1 \Delta \mathbf{l}_1$ 所受的力 $\Delta \mathbf{f}$ 决定,写成矢量形式即得

$$\Delta \mathbf{f} = J_1 \Delta \mathbf{l}_1 \times \mathbf{H}. \quad (6.3-5)$$

由(6.3-4)式可知,磁矢量是一个膺矢量,它是由两个矢量的矢积来規定的,正象角速度矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 由 $\mathbf{r} \times \mathbf{v}$ 所决定的一样,当坐标系以右手螺旋系統变换为左手螺旋系統时,它的方向也跟着改变。

直綫电流的磁場的方向可以用右手法則确定,用右手握導綫,伸直拇指使与电流方向一致,則其余四指的方向与磁場的方向一致。

(6.3-5)式系利用两根平行直电流所写出,在一般情况下也是正确的。設在外磁場 $\mathbf{H}$ 中有一任意形状的導綫載有电流 J (图 6.3-3),取一段綫元 $d\mathbf{l}$ 現在来考虑磁場作用在电流元 $J d\mathbf{l}$ 上的作用力。假定 $J d\mathbf{l}$ 与 $\mathbf{H}$ 之間夹角为 θ , 因磁力不能改变运动电荷的速率,只有当运动电荷与磁場垂直时才有作用,所以电流元 $J d\mathbf{l}$ 与 $\mathbf{H}$ 垂直的部分决定磁力的大小,即

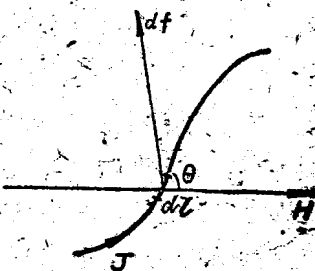


图 6.3-3

$$df = Jdl \sin \theta H,$$

$Jdl \sin \theta$ 、 H 、 df 仍应构成相互垂直的右手螺旋系统，用矢量表示仍为

$$df = Jdl \times H,$$

由此可见(6.3-5)式决定电流元在磁场中所受的磁力，由所受磁力的大小和方向，即可确定空间任一点的磁场强度。这个式子被称为洛伦兹公式。

[例] 设有一个长1米载有电流强度为10安培的直导线，放在100奥斯特的均匀磁场中，导线与磁场的夹角为 30° (图6.3-4)，求直导线所受的力。

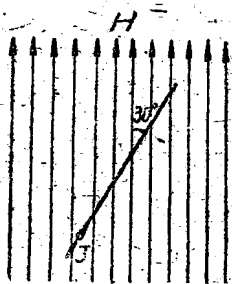


图 6.3-4

[解] 电流元 Jdl 所受的力为

$$df = Jdl \times H,$$

在整个导线上， f 具有同一方向，且 dl 与 H 的夹角是一定的，因此长为 l 的直导线所受的磁力为

$$f = JIH \sin \theta,$$

式中 J 、 H 都是 C.G.S.M. 单位， l 、 f 为 C.G.S. 单位，现在

$$J = 10 \text{ 安培} = 10 \text{ C.G.S.M. 电流单位}.$$

因此磁力的量值

$$f = 1 \times 100 \times 100 \times \frac{1}{2} = 500 \text{ 达因}.$$

磁力的方向垂直于纸面，指向读者。

§6.4 毕奥-萨伐尔定律

从平行直电流在距离为 r 处的磁场为 $2J/r$ ，可知电流在空间某点 p 所激发的磁场强度正比于电流强度 J ，反比于 p 点至作为场源的直电流间的垂直距离，它的方向用右手螺旋法则确定。但是对于确定任意形状的载流导线在空间某点 p 所激发的磁场要比平行直电流的情形复杂，因为在导线上每一点的电流方向都是

不同的,为了避免这一困难,我們暂时先討論电流元在 p 点所激发的磁场强度 dH , 实验証明 dH 的量值与电流强度 J , 綫元的长度 dl 以及由綫元到 p 点的距离的平方 r^2 成反比, 即

$$dH = k \frac{J dl \sin \theta}{r^2}, \quad (6.4-1)$$

式中 k 为一比例常数。 dH 的方向垂直于綫元 dl 和矢徑 r 所决定的平面, 它的方向由右手螺旋法則决定, 如图 6.4-1 所示, 即以綫元 dl 和矢徑 r 为螺旋柄, 由 dl 轉向 r , 則螺旋前进的方向即代表 dH 的方向。

将磁场强度表示为矢量形式則有

$$dH = kJ \frac{dl \times r}{r^3}. \quad (6.4-2)$$



因为磁场和静电场一样满足迭加原理, 所以 图 6.4-1
任意形状载流导綫所激发的磁场强度是上式对綫元 dl 的积分, 即

$$H = k \int J \frac{dl \times r}{r^3}. \quad (6.4-3)$$

毕奥-薩伐尔首先从实验得出 (6.4-2) 和 (6.4-3) 两式, 因此称这两个公式为毕奥-薩伐尔定律, 或毕奥-薩伐尔-拉普拉斯定律。式中的比例常数 k , 是由式中各量的单位确定, 如采用绝对电磁单位系則 $k=1$ 即

$$dH = \frac{J dl \times r}{r^3} \quad (J \text{ 以 O.G.S.M. 单位表示})$$

或

$$dH = \frac{10J dl \times r}{r^3}. \quad (J \text{ 以安培为单位})$$

現在我們应用毕奥-薩伐尔定律求无限长直电流所激发的磁场。設有一无限长直导綫载有电流 J , 电流元 Jdl 至 p 点的矢徑为 r 。点 p 与导綫的距离为 r_0 , 則电流元 Jdl 在 p 点所激发的磁场 dH 的量值为: