

上海电视大学物理系試用教材

电 磁 学 讲 义

下 册

华东师范大学物理系姚启鈞节編

上 海 电 视 大 学

目 录

第五章 电流底磁場和磁介质	1
§ 5-1 磁場及其描述	1
§ 5-2 磁場强度底图示	5
§ 5-3 决定电流底磁場的方法	10
§ 5-4 磁場强度底計算	13
§ 5-5 作用于磁場中电流的力	20
§ 5-6 绝对电磁单位制	25
§ 5-7 磁場中載电流的閉合回路	28
§ 5-8 磁介质	37
§ 5-9 分子、原子和电子底磁矩	40
§ 5-10 磁化强度矢量	43
§ 5-11 鉄磁性	47
§ 5-12 永磁体	53
§ 5-13 磁极繞电流一周的功、安培环流公式	59
§ 5-14 安培环流公式底应用	65
§ 5-15 磁感感綫、边界条件	68
§ 5-16 靜电場与磁場之間的相似	73
§ 5-17 矢量 H 与 B 底測量	78
§ 5-18 直螺綫管与直磁体之間的区别	81
§ 5-19 在磁場中移动載电流的回路的功	83
§ 5-20 測量仪器	90
第六章 带电微粒在电場与磁場中的运动	93
§ 6-1 在磁場中运动着的电荷所受的力	93
§ 6-2 运动电荷底磁場	96

§ 6-3	霍尔效应	99
§ 6-4	电子荷质比测定	101
§ 6-5	正离子荷质比测定	104
§ 6-6	电子射线底技术应用	109
第七章	电磁感应与交变电流	114
§ 7-1	电磁感应现象	114
§ 7-2	应电动势底确定	118
§ 7-3	几种特殊情况下应电动势底确定	123
§ 7-4	自感应现象	128
§ 7-5	开断接通时的暂时电流	133
§ 7-6	互感应	136
§ 7-7	电流底磁场底能	138
§ 7-8	反复磁化底功	142
§ 7-9	应电流所迁移的电量	144
§ 7-10	傅科电流、趋肤效应	149
§ 7-11	交变电流	151
§ 7-12	交流电路中放出的功率	156
§ 7-13	含有自感和电容的交流电路	159
第八章	电磁振动与电磁波	169
§ 8-1	电容器底振动放电	169
§ 8-2	受迫电振动	174
§ 8-3	位移电流	179
§ 8-4	电磁场	182
§ 8-5	电磁波	186
§ 8-6	无限均匀介质中的平面电磁波	195
§ 8-7	坡印廷能流矢量	199
§ 8-8	电磁场的微分方程	202
§ 8-9	达朗贝尔方程的解	207
§ 8-10	振子在真空中的辐射	211

第五章 电流底磁場和磁介质

§ 5-1 磁場及其描述

电荷的周围存在着具有一定物理性质的静电場;与此相似,电流周围也存在着特殊的一种場,叫做磁場。由带电体在静电場中所受的力,能够觉察静电場底存在。由通电流的导体在磁場中所受的力,能够察知磁場底存在。例如,方向相同的电流通过两根平行的导綫时,这两根导綫就互相吸引(图 5-1)。这事实底解釋是:每一电流周围的磁場有力作用于另一有电流通过的导綫上。磁場对电流的作用可以有不同的性质,依通电流的导体底形状、位置及电流底方向而定。因此,为了描述磁場,必須研究磁場对于某一完全确定的电流的作用。同时,我們將暂时假定通电流的导体是在真空中。

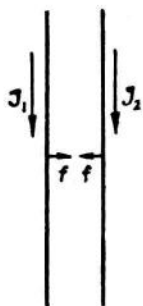


图 5-1 載有同向电流的两根平行导綫底相互吸引作用

在静电学中,我們曾利用試探电荷来研究静电場底性质;带着試探电荷底物体底綫度远小于它到产生电場的电荷的距离。我們利用磁場对于一有电流通过的、閉合的平面回路的作用来研究磁場底性质。这样的回路称为綫圈(試探綫圈)。这回路底綫度与它至載有产生磁場的电流的导体的距离比較起来,应当很小。实际上,要維持綫圈中的恒定电流,必須用导綫把电流引到綫圈

中。磁場对于这些导綫也有作用;为了避免这种作用,可以使引入电流的导綫紧密地靠近,在此情形下,磁場对它們的总的作用等于零(由于磁力方向与电流方向之間的关系)。把这种綫圈悬挂在能够显示出扭轉形变的細綫上(图 5-2),我們就可以利用它来研究磁場底性质。



图 5-2 載电流的綫圈

实验証明,把这种小綫圈放在通电流的导綫附近时,它将依一定方法而轉动。磁場对綫圈施以取向的作用。

例如,取一根直而长的导綫(图 5-3),这导綫中的电流为 I ; 放在这导綫附近的試探綫圈 C , 便轉至停在通过这导綫的平面 $AA'BB'$ 內。

在此情形下,試探綫圈底取向与綫圈中电流底方向也有关系: 改变綫圈中电流底方向时,綫圈便轉过 180° 的角^①。

磁場对試探綫圈所施的取向作用,可以首先用来描述磁場底方向。为此,我們作綫圈平面底法綫。我們取这样的方向作为法綫底正方向,即从法綫末端看这綫圈时,綫圈中电流底方向与时針底轉动方向相反。

換句話說,我們將认为螺旋钻柄沿綫圈中电流底方向轉动时,螺旋钻底移动方向是法綫底正方向(图 5-4)。

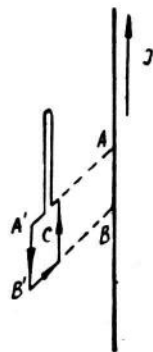
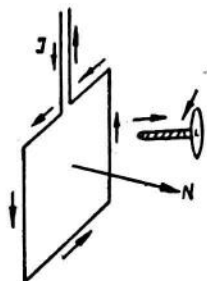


图 5-3 能够自由轉向的綫圈停止在通过导綫的平面 $AA'BB'$ 內

① 下面将讲到,磁場中的綫圈受一力偶作用,当綫圈在某一方位的时候,这力偶消失。

由于磁场对于载电流的线圈的作用,在每一已知情形下,线圈有一定的取向^①,所以线圈底法线将指向一定的方向。显然,线圈在磁场中有一定取向这件事实,正表明磁场本身底有向性。我们取线圈底正法线所沿的方向为线圈所在处的磁场底方向。由此可见,我们能够由线圈底取向单值地确定每一点的磁场底方向。



其次,我们还可以利用这同一线圈来定量地描述磁场。

图 5-4 载有电流的线圈底正法线底方向

磁场对线圈施以取向作用这一事实,表明磁场中的线圈受一力偶作用。根据为保持线圈在已知位置必需扭转线圈悬线的程度,能够量度这力偶底大小。实验证明,这力偶底力矩 M 底大小,与产生磁场的电流底强度和位置,以及线圈本身底性质(线圈底大小、方位和线圈中的电流强度)都有关系。我们首先讨论线圈本身底性质。为此,我们保持产生磁场的电流底位置和强度不变。取某一定的线圈,这线圈中的电流强度一定。在线圈法线底取向与磁场方向相同的情形下,作用于线圈上的力偶矩等于零。在线圈法线底取向与磁场方向垂直的情形下,力偶矩达到最大值。因此,在一切情形下,当我们利用线圈对磁场作定量的描述时,我们规定把线圈放在使其法线垂直于磁场方向的位置。其次,由实验很容易证明,力偶矩 M 与线圈中的电流强度 I 成正比。最后,实验证明,对于各种不同的平面线圈

^① 除了这个取向之外,与法线方向相反的取向也是可能的;但这取向对应的线圈位置,是不稳定的。

圈, 力偶矩 M 与綫圈底面积 S 成正比, 而和綫圈底形状无关 (綫圈可以是长方形的, 圓形的, 橢圓形的等等)。因此,

$$M \sim IS。 \quad (5-1)$$

与綫圈中的电流强度 I 和綫圈面积 S 底乘积成正比的一个量, 叫做綫圈底磁矩 p_m :

$$p_m \sim IS。 \quad (5-2)$$

在磁場底已知点, 一切有相同磁矩 p_m 的綫圈受相同的力偶矩 M 作用。

如果把一个有已知磁矩的綫圈放在磁場中不同的各点, 則一般地讲, 我們会发现作用于綫圈上的力矩 M 不同。例如, 我們把綫圈放在与通电流 (这电流产生磁場) 的导綫相距愈近的地方, 作用于綫圈上的力矩就愈大。我們可以利用这一事实对磁場作定量的描述, 即认为綫圈所在处的磁場强度 H_0 愈大, 則作用在有已知磁矩 p_m 的綫圈上的力矩 M 愈大:

$$M \sim H_0。$$

把这結論与关系式 (5-1) 結合起来, 則得結論: 作用于磁場中載电流的綫圈上的力偶矩, 与綫圈底磁矩 p_m 和綫圈所在处的磁場强度 H 成正比:

$$M \sim p_m H_0。 \quad (5-3)$$

我們將利用这个关系式, 借助于綫圈来量度磁場强度 H 。由式 (5-3) 和式 (5-2) 得出:

$$H_0 \sim \frac{M}{p_m} \sim \frac{M}{IS}。 \quad (5-4)$$

为了把上面的比例式变为等式, 必須引入比例系数 k ; 于是得出:

$$H_0 = k \frac{M}{IS}. \quad (5-5)$$

比例系数 k 底数值依所选取的 H 、 M 、 I 及 S 底量度单位而定。 k 底数值取定之后，我们就可以根据等式 (5-5)，由作用于有已知磁矩 p_m 的线圈上的力矩 M 测定磁场强度 H_0 。关于磁场强度 H 底量度单位，在 § 5-5 和 § 5-7 中将讲到。

磁场非但有方向和大小，而且几个磁场按几何加法迭加，所以磁场强度 H_0 是一矢量。总括以上所述，得出结论：磁场中每一点的磁场强度矢量 H_0 底方向，为载电流的线圈在磁场中取稳定平衡位置时线圈底正法线底方向所决定。磁场强度底大小，是根据等式 (5-5)，由线圈底法线在垂直于矢量 H_0 的位置时，作用在线圈上的最大力偶矩决定。在非均匀磁场的情形下，作用在试探线圈上的力矩所量度的，是线圈范围内磁场强度底平均值。为了量度某一点的磁场强度，试探线圈底大小必须取得这样小，以使线圈范围内的磁场可以看作是均匀的。

§ 5-2 磁场强度底图示

与电力线相似，我们可用磁力线来描写磁场。取这样的线作为磁力线，这线上每一点的切线与该点的磁场强度矢量 H_0 底方向相合 (图 5-5)。

借助于载电流的线圈，用前节中所描述的方法，我们能够确定各种特殊情形下磁力线底形状。

如我们所已讲过的，在直而长的电流情形下，线圈底位置是在含有电流方向的



图 5-5 磁力线

平面内。因此,綫圈法綫底取向,垂直于由通电流的导线至綫圈所在处的矢徑。由此得出結論:在直而长的电流情形下,磁力綫是一些圓,这些圓在垂直于电流的平面内,其圓心在电流通过的地方。直长电流底磁力綫底方向,如图 5-6 a 和 b 所示;这方向可以用螺旋钻法則确定:如果使螺旋钻底移动方向与电流底方向对照,則螺旋钻柄底轉动方向表示磁力綫底方向。

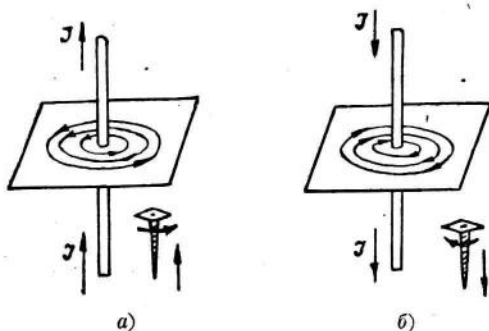


图 5-6 直綫电流底磁力綫底方向

在圆形电流的情形下,在垂直于电流回路平面的平面内,磁力綫是一些曲綫,如图 5-7 所示。这些曲綫也是一些閉曲綫,或者是一些延长时有閉合趋势的曲綫。

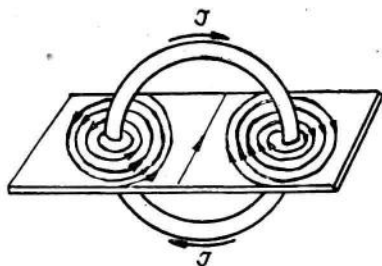


图 5-7 圆形电流底磁力綫底方向

有直的共同軸綫的一組圓形电流,叫做直螺綫管。螺綫管通常是繞在圓柱面上的导线,电流通过这导线。直螺綫管底磁場如图 5-8 所示。在直螺綫

管底内腔中部,磁力线是平行于管轴线的直线系;渐近管底两端时,这些直线变为从两端散开的曲线,这些曲线在外部空间中接合,或者延长的时候有接合的趋势。直螺线管外部的磁力线与偶极子底电力线相似(图 1-16 6)。

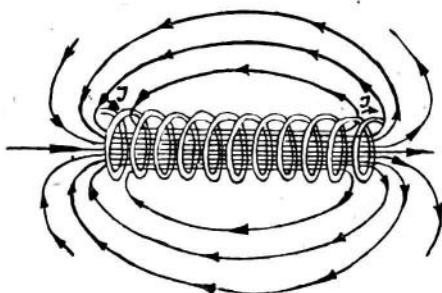


图 5-8 螺线管底磁力线底方向

但直螺线管内部的磁力线底方向连续地转变为管外部的磁力线底方向,而偶极子底电力线在偶极子电荷处改变自己的方向。在管外的空间里,仅在靠近螺线管两端的地方才有颇强的磁场,渐离两端时,磁场迅速地减弱;而在螺线管之外,靠近螺线管中部的地方,磁场很弱。螺线管愈长,则磁场底这种特点表现得愈显著。直螺线管内部的磁场可以看作是均匀的;仅在靠近管底两端,才有明显的不均匀性呈现。

圆心分布在一个圆周上的一组相同的圆形电流,形成环式螺线管(图 5-9)。环式螺线管底磁场完全集中在它的内部,外部没有磁场。如果环式螺线管底周长远大于其横截面的线度,则它内部的磁场也可看作是均匀的。

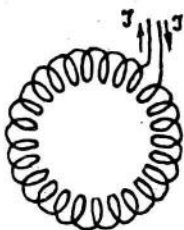
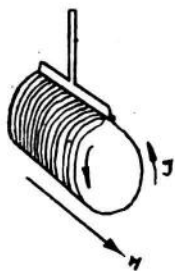


图 5-9 环式螺线管

实验证明,直螺线管在磁场中的取向,与载电流的线圈底取向相同。在此情形下,如果逆着磁力线底方向向直螺线管看过去,则观察者将看见电流是沿反时针方

向流动(图 5-10)。作用在 n 匝的直螺线管上的力矩 M , 显然比作用在一匝上的力矩大至 n 倍。因此, 根据与公式 (5-5) 的相似, 如果直螺线管底轴线垂直于磁力线, 则作用在它上面的力矩



$$M = \frac{1}{k} nIS \cdot H. \quad (5-6)$$

下式所表示的量叫做直螺线管底磁矩:

$$p_c \sim nIS, \quad (5-7)$$

图 5-10 螺线管在外磁场中的取向

式中 I 是螺线管中的电流强度, S 是它的每匝线圈的面积。

由大量实验知道: 电流底磁力线永远是闭合的线。磁力线永远以闭曲线形式围绕着重电流。磁力线底闭合性是它所特有的、不同于电力线的地方。这一事实表明静电场与磁场之间并无深刻的相似。实际上这两种场底性质确有不同。

静电场底电力线从某一些电荷起始, 终止于另外一些电荷上或者延伸至无限远, 这种场是位场。对于这种场中的每一点, 都可以单值地给出一定的位值。磁场底特征是其力线底闭合性。这种场叫做涡旋场。如我们将来要讲到的 (见 § 5-13), 我们不能够象对于静电场那样, 给磁场中各点以位值。

磁力线表示磁场中每一点的磁场强度底方向, 若无附加的规定, 不能够表示出磁场强度底大小。但也可仿照静电学中的办法, 规定所作磁力线底密度等于磁场强度底数值。在充分小的区域里, 任何的场都可以看作是均匀的; 在这样小的区域里取一垂直于力线的面元 ΔS_0 。我们规定通过面元 ΔS_0 作 ΔN 条力线, 使 ΔN 与面元 ΔS_0 之比等于这区域中的场强底值:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = H_0。$$

与 § 1-5 所述的情况一样, 通过任何一小面 ΔS 的力綫底数目, 等于穿过 ΔS 底垂直于力綫的投影 ΔS_0 的力綫底数目; 即:

$$\Delta N = H_0 \cdot \Delta S \cos \alpha, \quad (5-8)$$

式中 α 是力綫方向与小面 ΔS 底法綫方向間的角(参閱图 1-18)。因为 $H_0 \cdot \cos \alpha = H_{0n}$, 式中 H_{0n} 表示場强矢量 $\mathbf{H}_0$ 在面元 ΔS 底法綫上的分量, 所以等式 (5-8) 可以重写作如下的形式:

$$\Delta N = H_{0n} \Delta S。 \quad (5-8a)$$

H_{0n} 底符号决定于所取的法綫方向。如果这面元是一閉合面底一部分, 則通常取由这閉合面包圍的体积向外的法綫方向, 为法綫底正方向(参看 § 1-5)。

通过一有限面 S 的总磁通量 N , 等于:

$$N = \int_S H_{0n} dS \quad (5-9)$$

如果面 S 是閉合的, 則因为磁力綫永远是閉曲綫, 进入面內的磁力綫底数目, 永远等于从这面內出来的磁力綫底数目。因而通过任一閉合面的总的磁通量等于零, 可用下式来表示:

$$\oint_S H_{0n} dS = 0。 \quad (5-10)$$

設 V 是这閉合面所包圍的体积, 則当这閉合面縮小为一点时(参看 § 3-4 中所讲的)得出:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \int_S H_{0n} dS \right) = \operatorname{div} \mathbf{H}_0。$$

因为 $\int_S H_{0n} dS$ 永远等于零, 所以由上式得出:

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_0 = 0. \quad (5-11)$$

在这里,又表现出磁场与静电场本质上的不同。

在静电学中,如公式(1-36)所示的:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho,$$

式中 ρ 是我们所考虑的那一点的电荷体密度。只有电荷体密度 $\rho=0$ 的地方,静电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 底散度才等于零。在电荷体密度 ρ 不等于零的各个地方,矢量 $\mathbf{E}$ 底散度不等于零。但在真空中,矢量 $\mathbf{H}_0$ 底散度永远等于零。这是下列事实的数学描述:在磁现象底范围内,不存在与电荷相似的东西。

§ 5-3 决定电流底磁场的方法

如我们所已指出的,任何一点的磁场强度 $\mathbf{H}_0$,与通电流的导线底形状有关系,也与电流底强度和我們所考虑的这一点对于这些导线的位置有关系。在实验方面,可以由作用在有已知磁矩 p_m 的线圈上的力矩 $\mathbf{M}$,决定磁场强度 $\mathbf{H}_0$ 底方向和大小。

作为一个最简单的例子,要测定在一根有电流通过的长直导线周围,与这导线相距 r 处一点的磁场强度 H_0 。

首先借助于试探线圈,以实验测定磁场强度 H_0 与导线中的电流强度 I 和距离 r 之间的关系。长直导线中的电流周围的磁场是非均匀的,但是,如果线圈底线度远小于距离 r ,则线圈范围内的磁场可以看作是均匀的。如在 § 5-1 中所指出的,线圈在通电流的长直导线附近转至它的法线垂直于直线 r 的位置, r 是从最近的一段导线至线圈的距离。如果导线中的电流 I 是自上而下的(图 5-11),则线圈底法线 N 垂直于图面,以其正端指向读者。要把线圈底法线转到沿 r 底方向(图 5-116),

必須施一力矩 M 于綫圈上;按以上所述,这力矩 M 与磁场强度 H_0 成正比。在綫圈底磁矩 p_m 維持不变的情况下实际测量力矩 M 的結果表明:导綫 AB 中的电流强度 I 愈大,力矩 M 愈大。由此得出結論:磁场强度 H_0 与产生这磁场的电流底强度 I 成正比:

$$H_0 \sim I。$$

其次,把綫圈放在与导綫有不同距离 r 的地方,实验結果,力矩 M 与距离 r 成反比。由此可知,磁场强度 H_0 也与 r 成反比:

$$H \sim \frac{1}{r}。$$

长直电流底磁场强度与至导体的距离成反比的关系,是毕奥和薩伐尔在 1820 年闡明的。但这个关系仅在长直导綫这特殊情形下才成立。在不同場合下,磁场强度与通电流的导綫底一般配置之間的关系是不同的。一点的磁场强度 H_0 与产生这磁场的电流强度 I 之間的正比关系,乃是唯一的一般情况。

导綫中电流所产生的磁场强度 H_0 ,是由这导綫所有各段底作用决定。各段导綫产生一元場强 $\Delta \mathbf{H}_0$,我們所观察到的磁场强度 $\mathbf{H}_0$,乃是这些元場强底矢量和。这自然就引导我們企图确定一个表示出一元电流段与这元电流段所产生的元場强之間的关系的定律。在实验方面我們无法得到单独的电流段,所以我們不能够直接测定电流元所产生的元磁场。我們只能够测定所

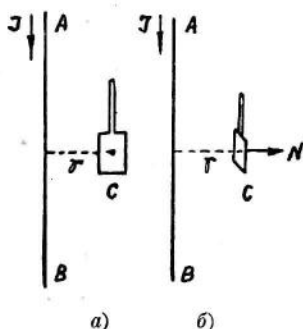


图 5-11 借助于綫圈决定
磁场强度

有的电流元在空间中某一点产生的总的磁场强度。但拉普拉斯

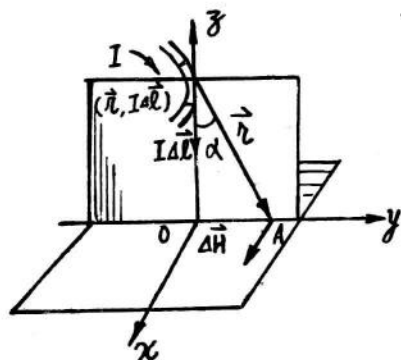


图 5-12 电流元 Δl 在点 A 产生的磁场强度 ΔH 垂直于含有 Δl 和向径 r 的平面

以概括实验数据的方法求出一基本的定律，这定律可以应用于有任意形状的回路底各部分，在一切情形下，由这定律算出的总磁场强度底值，都与实验测定的结果符合。通常称这定律为毕奥——萨伐尔——拉普拉斯定律。

这定律底内容如下：

电流强度为 I 的回路元 Δl 在任取的一点 A 处 (图 5-12) 产生的元磁场强度 ΔH_0 等于：

$$\Delta H_0 = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}, \quad (5-12)$$

式中 r 是从电流元 Δl 至点 A 的距离， α 是矢径 r 与电流元 Δl 所成的角， k' 是一比例系数。矢量 ΔH_0 垂直于含有 Δl 与矢径 r 的平面。 ΔH 底方向用右螺旋钻法则决定：如果右螺旋钻底移动方向与回路元 Δl 中的电流 I 底方向一致，则螺旋钻柄底转动方向表示 ΔH_0 底方向。

由以上所述可知，毕奥——萨伐尔——拉普拉斯公式所表示的，不是已知电流在点 A 产生的磁场底总的强度 H_0 ，而只是回路元 Δl 所产生的那一部分磁场底强度。总磁场强度 H_0 是我们想象地把回路分割成的所有回路元产生的所有 ΔH_0 底矢量和。对于不同的电流回路，根据公式 (5-12) 计算出的结果与实

驗結果間的符合，証明了这公式的正确性。

为了确定磁场强度的量度单位，在公式(5-12)中，令比例系数 k' 等于 1:

$$\Delta H_0 = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (5-12a)$$

由此可見，磁场强度的单位取决于电流强度的单位。如果电流强度取 CGSE 单位，則按上式計算所得磁场强度的单位也是 CGSE 单位。

为了同时表示出 $\Delta \mathbf{H}_0$ 底大小和方向，我們可以把公式(5-12 a) 写作矢量的形式：

$$\Delta \mathbf{H}_0 = \frac{I (\Delta \mathbf{l} \times \mathbf{r})}{r^3}, \quad (5-12b)$$

式中 $(\Delta \mathbf{l} \times \mathbf{r})$ 是矢量 $\Delta \mathbf{l}$ 与 $\mathbf{r}$ 底矢积。

可以认为电流底方向即为元导线 $\Delta \mathbf{l}$ 底方向。要計算任一点 A 的場强时，可从元导线 $\Delta \mathbf{l}$ 至点 A 作矢徑 $\mathbf{r}$ 。点 A 的总磁场强度 $\mathbf{H}_0$ 等于所有的元場强 $\Delta \mathbf{H}_0$ 底矢量和：

$$\mathbf{H}_0 = \Sigma \Delta \mathbf{H}_0.$$

如果所有 $\Delta \mathbf{H}_0$ 的方向在同一直綫，則在这特殊情况下，矢量和变为代数和，或用积分来計算，即：

$$H_0 = \int dH_0.$$

§ 5-4 磁场强度的計算

1. 长直导线电流周围的磁场。設强度为 I 的电流沿无限长的直导线流过(图 5-13)。現在来計算与这直导线相距为 r_0 的点 A 处的磁场强度。

从图中可見所有各电流元 $I \Delta l$ 产生的 ΔH_0 都垂直于图面；

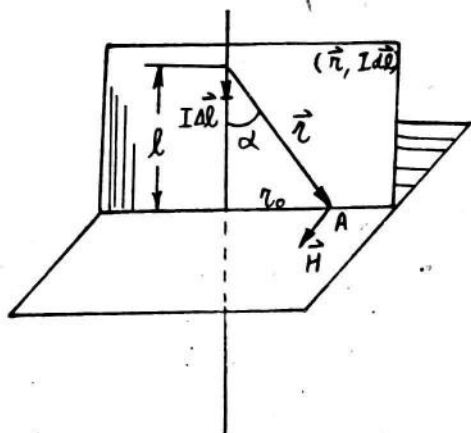


图 5-13 计算直线电流底磁场

如果电流方向是自上而下的，则 ΔH_0 指向读者，都有相同的方向，因而总的磁场强度等于按公式 (5-12a) 的积分：

$$H_0 = \int \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}.$$

由图 5-13 可见：

$$l = r_0 \operatorname{ctg} \alpha$$

由此得出：

$$dl = d(r_0 \operatorname{ctg} \alpha) = -r_0 \csc^2 \alpha d\alpha$$

但 $r \sin \alpha = r_0$ ，所以：

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r_0},$$

于是表示 H_0 的积分式子取如下的形式：

$$H_0 = \int \frac{I \sin \alpha d\alpha}{r_0}.$$