第十三章.磁场对电流的作用

我们已经通过讨论磁感应强度的定义，建立了基本的磁场对电流的作用的理论，本章将更具体，更直接地讨论磁场对一些特定的电流的形式的作用。

磁场对载流导线的作用力。安培定律。

我们已经讨论了载流导线所产生的磁场，而且我们在研究磁场如何应用磁感应强度来刻划的时候，已经运用一个载流检验线圈，在磁场中的受到力矩作用的表现来刻划磁场的分布。

现在我们更直接地考虑磁场对载流导线的作用力。很显然，在磁场中的载流导线，必然发生通过磁场与磁场之间的相互作用而导致的磁场对于载流导线的作用力。直接给出这个作用力和磁感应强度，载流导线中的电流强度，以及电流元与磁感应强度的几何位置这些因素的关系，就是所谓安培定律：

我们仍然先考虑电流元Idl，它在磁感应强度为B的地方受到磁场的作用力df的大小与磁感应强度成正比，同时与电流元在和磁感应强度垂直的方向上的投影成正比。比例系数实际上就是磁感应强度的定义中出现的比例系数的倒数：

$df=k_3 BIdl\sin(Idl, B)$。

这个作用力的方向可以用电流元与磁感应强度的矢量积来表示，即：

$df=Idl\times B$。

最后，再对电流元积分就可以得到最终的答案。

在计算安培力时，常用的一个技巧就是我们在力学中常常要进行的把力分别在各个分量方向上进行积分，再最后求合力。

磁场对载流线圈的作用。

载流线圈与载流导线的区别就在于线圈是一个闭合回路，对于磁场中任何一个方向的电流分布，总是存在和它反向的一个电流分布，而导线在磁场中一般就只存在一个方向的电流分布，因此对于导线，磁场往往只有单纯的作用力，而对于线圈，则出现力矩的作用。

首先我们考虑形状规范的线圈在均匀磁场中，并且线圈的一个对称轴与磁场的B垂直。直接应用磁场的磁感应强度的描述，就能得到线圈所受的磁力矩的表达式：

$M=p_m\times B$。

实际上这是一个非常一般的公式，它与线圈的形状没有关系，只要是带电粒子的闭合回路的运动，甚至带电粒子的自旋，都可以应用这个公式。但均匀磁场的条件却是必要的。

根据上面的公式，可以很容易地得到一个结论：一个刚性平面载流线圈在均匀磁场中，受到磁力矩的作用，只会发生转动，而不会发生平动。

载流导线或载流线圈在磁场内改变位置时磁力所作的功。

下面我们再从能量的角度来分析以上磁场中载流导线或载流线圈的运动。

所谓能量的角度，无非就是从作用力作功开始，寻找能量转化的各种形式。

对于载流导线在磁场中运动时的磁场力作功的情形，我们取一个平面闭合线圈，放置在均匀磁场内，使得线圈平面与B正交，然后这个闭合线圈的一边是可以滑动的，从而可以改变线圈的面积，也就改变了通过线圈的磁通量，从而通过磁通量的改变量与电流的乘积，就得到了导线移动过程中，磁场力所作的功：

A=I? F 。

这个公式有一个直观的说法，就是磁场力对于载流导线所作的功，等于电流强度乘以载流导线在移动过程中所切割的磁力线的数目。

对于载流线圈在均匀磁场中的转动，我们把线圈的转动轴放置在与B垂直的平面上，磁场力所作的功，就是磁力矩所作的功，这个功同样可以表示如下：

A=I? F。

这里假设线圈的电流保持不变。如果电流随时间发生变化，就必须通过积分计算：

$$A=\int_{\Phi_1}^{\Phi_2} I d\Phi$$

平行电流之间的相互作用力。电流单位“安培”的定义。

在国际单位制中，电流强度是一个基本的电学单位，电流单位“安培”的定义是采用了一个实验的形式，也就是通过规定一个具体的实验，来定义一个测量量值为测量单位。

这个实验是在真空中，用两根无限长的（实际上就是足够长，使得导线长度比导线直径以及导线之间的距离都要长得多）载流直导线，相互平行架设，然后就由这两根导线之间的力的测量来规定导线的电流单位。

首先一般地讨论平行电流之间的作用力。

当然，按照我们一贯的思路，首先考虑两根电流元之间的作用力。我们已知电流元如何产生磁场，又已知磁场如何对其中的电流元产生作用，那么两个电流元之间的作用，就是一个电流元在另一个电流元所产生的磁场中所受到的作用力。

根据以前推导的无限长载流直导线所产生磁场的计算公式，很容易得到在真空中，单位长度导线所受到的作用力为$\mu_0 I_1 I_2/2pl$，其中l为导线之间的距离。

可以看出，当两根导线的电流方向相同时，导线相互吸引；当两根导线的电流的方向相反时，导线相互排斥。

这样我们就能够得到电流强度的一个基于力的测量的单位定义。那就是：

真空中的两根无限长平行导线载有相同大小的电流，如果两根导线相距1米，而每一米导线所受到的作用力为2×10^{-7}牛顿时，定义导线的电流大小为1安培。

运动电荷在磁场中的受力-洛仑兹力。

在上章，我们讨论了运动电话所产生的磁场，反过来，这里我们就讨论运动电荷在磁场中所受到的作用力的问题。

空间中的自由电荷不同于导体中的自由电荷的地方在于，导体中的自由电荷一般受到导体表面的约束，从而出现一些在自由空间所没有的特有现象，如产生导体内电场等等。

空间中的自由电荷则完全只是受到空间中分布的电磁场的作用，因此比较简单。

实际上在安培定律的推导中，我们是以电流元作为基本对象的，进一步，如果我们把电流元用电荷的运动的形式写出来的话，就可以直接得到运动电荷在磁场中的受力的公式。

也就是说，我们把安培定律中的电流I，通过电流的微观模型表达式：

I=qnvS，

来代替，（其中q为单位电荷的电量，n为单位电荷的数密度，v为单位电荷的定向运动速度，S为电流元的横截面积），就得到了一个用微观物理量q和v来描述受力的公式：

$\mathbf{f}=q\mathbf{v}\times\mathbf{B}$

注意这里的矢量方向的规定，即作用力，速度，磁感应强度这三个矢量满足右手法则。

这种力被称为洛仑兹力，从公式里的矢量乘法就可以看出来，洛仑兹力总是与电荷的运动速度垂直，也就是说，它总是不对电荷作功，而只是改变电荷的运动方向。记住这一点和电场力对于电荷的作用力的情形是完全不一样的。

带电粒子在电场或磁场中的运动。

综合我们关于带电粒子在电场和磁场中的受力的知识，就可以讨论带电粒子在电场和磁场中的运动了。

带电粒子在电场与磁场叠加的空间中的运动的一般情况是比较复杂的，我们只考虑电场强度，磁感应强度，和粒子运动速度这几个矢量的方向的关系比较简单的几种情况。

由于无论是电场还是磁场，对带电粒子的作用力都满足矢量加法，因此我们总是可以对带电粒子在几种简单情形下的受力进行分析，最后再进行叠加即可。下面有几个需要注意的地方：

（一） 必须熟练掌握把矢量按坐标系进行分解的方法，处理带电粒子在电磁场里的运动问题，一般总是要先把粒子的速度按电场强度或磁感应强度的方向进行分解，然后在各个分量的方向上分别处理。最后再叠加起来。

（二） 我们的问题一般只是在匀强电场或匀强磁场中，因此电场强度或磁感应强度总是可以用平行的直线表示出来，那么我们常常是用这两个物理量的方向作为坐标系的一个轴的方向。而粒子的速度就必须首先在这个坐标系里进行分解。

（三） 一定不要忽略画草图的重要性，只有多画草图，才不至于把各种空间方向关系搞错了。

（四） 带电粒子在电场中的运动，往往从能量的角度来考虑问题，会使得解法变得简单。

（五） 带电粒子在磁场中的运动，和电流元在磁场中的运动是很不相同的。带电粒子所受到的磁场力，永远不会对粒子作功，而只会改变粒子运动的方向。

带电粒子在电磁场中的运动有很多重要的应用。例如阴极射线管，粒子加速器等等。这些需要我们进行阅读理解。

霍尔效应。

另一个重要应用就是对霍尔效应的理解。

霍尔效应的关键特征就是三个物理量的正交关系：电流通过导体的方向是在外部磁场方向的垂直面上，那么因此而产生的霍尔电势差的方向就同时与电流和磁场垂直。

霍尔电势差的大小同时与电流强度和磁感应强度成正比，而与电势差方向上的导体的尺度（厚度）成反比。比例系数完全只是与导体材料属性有关，称为霍尔系数。

霍尔效应完全可以用金属导电的电子理论来进行解释，这里的主要物理过程就是电荷在磁场中的运动，以及电荷在导体外表面的约束下建立内部平衡电场的过程。可以得到霍尔系数的一个物理解释：

$R_H=-1/ne$

其中n为导体的电子数密度，e为电子电荷。

二，疑难。

本章的主要概念就是两个：安培力和洛仑兹力。而实际上，这两种力在本质上是一回事。只不过是观察角度的不同。

安培力是从宏观的角度来测量定义的。它的关键之处在于电流元的概念。这样计算宏观载流导线的受力情况，就可以直接应用微元法，通过积分得到。当然在实际情况下，还是可能根据一些对称性来进行简化的。

而洛仑兹力则是从微观角度来定义的，在安培力的定义里，把电流看成电荷的定向运动，就可以直接得到磁场对于运动电荷本身的作用力，这就是洛仑兹力。

不过这两种力在作用表现方面还是有区别的。安培力作用的对象是电流元，也就是载流导线的微元，这引起的后果不是导致电荷本身的运动的改变，而是载流导线本身的状态的改变。

而洛仑兹力则直接作用在电荷粒子上，从而直接改变电荷粒子的运动状态。实际上，就是改变电荷粒子的运动方向，而不改变运动速度的大小，也就是说，不改变粒子运动的动能，而改变粒子运动的动量。洛仑兹力的这个特性相当重要。

安培力也具有一个特点，就是对于线圈所受到的安培力矩与线圈的形状没有关系，而只是与线圈的面积有关系。这点对于我们分析载流线圈在磁场中的受力问题是相当重要的。