微观粒子的自旋

徐德之

物体的旋转是大家都熟悉的运动形式．天体的自转、车轮的滚动、…等等，都是物体的旋转运动．任何旋转运动都有一条轴，物体就绕此轴旋转．描写物体旋转的物理量是角动量．如图 1 所示，一个作周期运动的质点的角动量的数值为 $|\boldsymbol{r}|\cdot|\boldsymbol{p}|\sin\theta$，其中 $|\boldsymbol{r}|$ 为质点到转动中心的距离，$|\boldsymbol{p}|$ 为质点动量的大小，θ 为 $\boldsymbol{r}$ 和 $\boldsymbol{p}$ 之间的夹角．角动量是一个矢量，即它不仅有大小，还有方向．但我们不能用质点动量 $\boldsymbol{p}$ 的方向作为角动量的方向，因为 $\boldsymbol{p}$ 的方向是时刻在变的，所以我们用右手定则来定义角动量的方向．如图 1 所示，将右手四指蜷成一个圈，蜷曲的方向与 $\boldsymbol{p}$ 的方向一致，于是大姆指的方向就定义为角动量的方向．对一个旋转的物体，我们可将它分割成许多小块，物体旋转的角动量就是各小块的角动量之和．我们知道，当物体不受外力时，其动量不变；类似地，当物体不受外力矩时其角动量不变(包括其数值和方向)．这就是角动量的守恒．

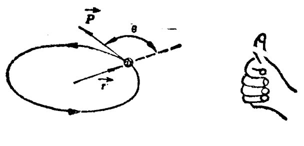

图 1　旋转物体的角动量

既然宏观物体的旋转是这样的普遍，可以想像微观粒子也是能旋转的，这种旋转称为自旋．不过要发现粒子的旋转，却不像看到一般物体的旋转那样直接，这是因为这种粒子太小了，我们的肉眼是看不到的，所以我们应找出一种方法来“看”到这种运动．

首先被“看”到有自旋的粒子是电子，而首先泄露出这个信息的是物质的光谱．

我们知道原子是由处于原子中心的，直径为 10^{-13} 厘米的原子核和在半径约为 10^{-8} 厘米的一些轨道上运动的电子所构成的．和宏观物体的轨道运动不一样，电子的运动轨道不能是任意的，而只能是一些确定的分立轨道．也就是说，电子的运动轨道是量子化的，描写这种运动的物理量——角动量是量子化的（包括大小和方向）．当电子在确定的轨道上运动时不会发射光子(这也和经典电磁现象不一样)，但我们如果用某种方法使电子激发到能量较高的轨道上，它就会自发地跳回低能轨道上，同时放出一个光子．光子的频率与两条轨道的能量差有关．能量差越大，频率就越高．由于跃迁可以在许多轨道之间发生，故由某种元素构成的物质所发出的光中，包含一系列频率不同的光子．这些频率不是连续变化的，故当它通过分光仪时，就析成一条条分裂的谱线，就像太阳光经过三棱镜时析成一条彩色光带一样，差别只在于前者是分立的，后者是连续的．

用电子在库仑场中运动的量子力学方程解出来的能级可以很好地解释一些元素的能谱．但当人们用分辨率较高的分光仪来观察时，发现这些谱线实际上是由两条或三条靠得很近的谱线组成的，这称为谱线的精细结构．为了解释这种精细结构，Goudsmit 和 Uhlenbeck 于 1925 年提出电子是有自旋的，其自旋角动量为 $\hbar/2$，这里 $\hbar$ 是普朗克常数．这时电子的总角动量为其轨道角动量 $\boldsymbol{L}$ 和自旋角动量的矢量和．设 $\boldsymbol{L}$ 取的值为 $l\hbar$，则根据量子力学中角动量合成法则，总角动量有两个值：$\left(l+\frac{1}{2}\right)\hbar$ 和 $\left(l-\frac{1}{2}\right)\hbar$．不同的总角动量有不同的能量，所以每一条能级分裂成两条，于是谱线也分裂了．

电子有自旋可用 Stern-Gerlack 的实验直接来证明．我们知道在一个线圈中通以电流时就会产生磁场，这时线圈像一根磁棒．电子是带电的，所以当它旋转时也会产生磁场，这使电子像一个小磁针．当这样的小磁针通过一个均匀的磁场时，由于磁针的南北两极受到的力大小相等、方向相反，故合力为零，磁针直线通过磁场而不发生偏转(见图 2a)．但当磁针通过不均匀的磁场时，南北两极所受的合力不为零，如图 2b 所示，磁力线稀的地方磁场弱，磁力线密的地方磁场强，因此小磁针南极受的力小，北极受的力大，于是小磁针离开直线飞行方向，而偏向磁场的南极．小磁针取向不同时，所受的合力不一样，所以偏转大小也不一样．当小磁针的取向如图 2c 所示时，南极受的力比北极受的力大，因此它向磁场北极偏转．实验装置的示意图如图 3 所示．实验发现电子穿过不均匀的磁场后分裂成两束电子，这不仅表示电子确有自旋，还表示它通过磁场时只能取两种方向，即自旋角动量矢量的空间取向是量子化的．从微观粒子的角动量理论可知，当粒子的自旋角动量为 $S\hbar$ 时，它的空间取向可有 $2S+1$ 个，所以电子向两个方向发生偏转表示它的自旋角动量为 $\hbar/2$．

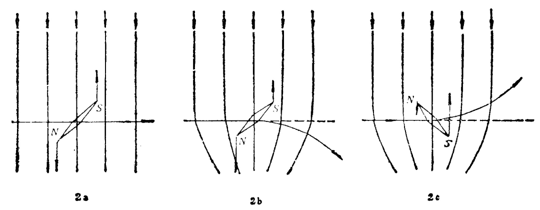

图 2　小磁针通过磁场时的方向

应该说明，Stern-Gerlack 的原始实验中用的是银

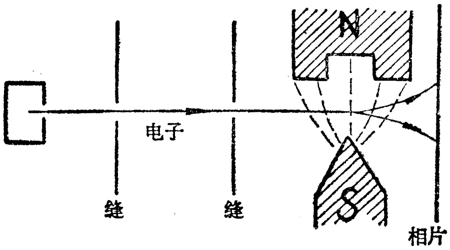

图 3　电子通过磁场的实验装置

原子．他们用此实验来证明空间是量子化的．实验中银原子也向两个方向偏转．经过分析可知，这既不是因为原子核有自旋，也不是因为电子的轨道运动引起的，而只能用电子有自旋来解释．

后来发现，不仅电子有自旋，其它绝大多数的微观粒子都有自旋，并且自旋角动量及其空间取向都是量子化的，它们或者为 $\hbar$ 的整数倍(包括零)，或者为半整数倍．前者称玻色子，其中包括能和别的粒子发生强作用的介子、传递弱作用的中间玻色子、传递电磁作用的光子、以及传递强作用的胶子，或许还有 Higgs 粒子．后者称费米子，其中包括不能和其它粒子发生强作用的轻子和可以发生强作用的重子．目前，实验上已证明，像介子和重子这样的强子是有结构的，它们都由一种更小的粒子——夸克和反夸克构成．夸克本身也是自旋为 $\hbar/2$ 的费米子，另外还在作轨道运动，所以重子和介子的自旋角动量实际上是构成它们的夸克和反夸克的自旋角动量与各个轨道角动量的矢量和．

自旋不同的粒子具有不同的性质，表现在如下几个方面：

(1) 费米子和玻色子具有不同的统计性质．如果一个体系是由 n 个全同粒子构成的多体系，则当它们是费米子时，在同一个单粒子状态中不能有两个粒子，这种统计称为费米统计．当将此多体系中的任意两个粒子交换一下时，描写此多体系的波函数要改号．但当这 n 个全同粒子是玻色子时，在同一个单粒子状态上可以有任意多个粒子，这种统计称玻色统计．当将此多体系中的任意两个粒子交换一下时，描写此多体系的波函数不变．

粒子的统计性是很重要的性质，如我们可以据此来判断一个体系可能处的状态．以 $K^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ 中的 $\pi^+\pi^-$ 体系为例，因为 π^+、π^- 是玻色子，如果我们把 π^+、π^- 看成同一种粒子的不同状态，即同位旋为 1 的不同分量，则此体系的总的波函数应为 π^+、π^- 的自旋波函数、轨道运动波函数和同位旋波函数的乘积．π^+、π^- 的自旋为零，故自旋波函数在交换 π^+、π^- 时是不变的；K^0 的自旋为零，故 π^+、π^- 的相对轨道角动量也为零，因此轨道运动波函数在交换 π^+、π^- 时也是不变的，于是为了保证总的波函数在交换 π^+、π^- 时不变，就要求同位旋波函数在交换 π^+、π^- 时也是不变的．一般来说，$\pi^+\pi^-$ 体系的同位旋 I 可为 0、1、2，其中只有 $I=0$，2 的波函数在交换 π^+、π^- 时是不变的，故 $\pi^+\pi^-$ 体系的同位旋可为 0、2，但事实上由于还要求反应前后的同位旋的改变为 $\frac{1}{2}$，而 K^0 的同位旋为 $\frac{1}{2}$，故 $\pi^+\pi^-$ 体系的同位旋只能为 0．又如色量子数的概念也是通过统计性的考虑而引入的．粒子 Δ 是由三个 u 夸克构成的．它的自旋为 $\frac{3}{2}\hbar$、同位旋为 $\frac{3}{2}$、轨道角动量为零．这三部份波函数在交换任意两个 u 夸克时都是不变的，所以总的波函数也是不变的．但根据统计性的要求，由三个费米子 u 夸克构成的波函数在交换任意两个 u 时应改号，和上面所说的有矛盾．为了解决这个矛盾，O. W. Greenberg 认为应引入一个新的自由度，(1964 年)，后来 Gell-Mann 称此自由度为“色”(1972 年)．关于此新自由度的波函数在交换两个 u 夸克时是改号的，于是整个波函数就能满足统计性的要求了．

(2) 不同自旋的粒子有不同的运动性质，满足不同的运动方程．如自旋为零的介子遵守 Klein-Gorden 方程、自旋为 $\hbar/2$ 的重子及轻子服从 Dirac 方程、光子服从 D'Alambert 方程、自旋为 $\hbar$ 的有质量矢量粒子满足 Proca 方程、自旋为 $\frac{3}{2}\hbar$ 的费米子则服从 Rarita-Schwinger 方程．这和经典力学显然是不同的．在经典力学中，不管物体是否旋转，其质心运动总是服从牛顿方程的．

(3) 不同自旋的粒子的相互作用也是不同的，这表现于粒子的散射截面及衰变的角分布与粒子的自旋有关．不过，为了测量到这种自旋效应，我们一定要用极化的粒子束．

在实验上我们所用的是含有大量粒子的束流，这样，测量的结果才有可靠的统计平均性．在此粒子束中的粒子是互不相干的，所以如果粒子有自旋，则其在空间各方向的取向几率是一样的．这样的粒子束称为非极化的．但我们可以用某种方法使这些粒子的自旋在某一方向上的取向占优势．如使粒子束通过一磁场时，就能使它们在沿磁场方向的取向占优势．又如通过两束粒子的碰撞而产生出来的粒子束也可在某个方向上的取向占优势．这样的粒子束称为是极化的．一束粒子的极化程度可以是不同的．如果所有粒子的自旋取向相同，则称它为完全极化的．一般来说，粒子束是不完全极化的．

当粒子有自旋时，它就有了一个特殊的方向，因此它的许多性质就可能不再是各向同性的了．但如果粒

子束是不极化的，则由于我们测量到的各种物理量的数值是对许多个别粒子测量的平均值，于是，自旋在各个方向上取向机会的均等性，使单个粒子的各向不同性被平均掉了，因而仍测不出这种各向不同性．但如果粒子束是极化的，就不会将各向不同性平均掉，于是就可测出这种自旋效应．如宇称不守恒性就是通过测量极化 Co^{60} 的β衰变的角分布而得到证实的．

宇称守恒要求一个体系的运动规律的镜像也是实际上存在的运动规律，否则宇称就不守恒．Co^{60} 是有自旋的，它和其镜像的关系如图四所示． A 为 Co^{60}，A′ 为其镜像，圆圈内的箭头表示旋转方向．如果 A 在

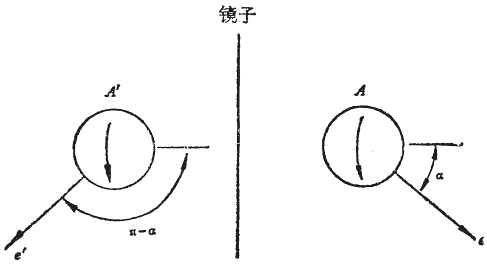

图 4　宇宙不守恒的镜像关系

α 角度上放出一个电子，则其镜像 A′ 就在 $\pi-\alpha$ 的角度上放出一个电子．如果宇称守恒，则 A′ 放出电子的过程也是实际上存在的，并且两者的几率是一样的．但吴健雄的实验结果表明这两个几率是不一样的，所以在此过程中宇称是不守恒的．

从上可见，自旋是微观粒子的一个很重要的性质，它给我们提供了微观世界的很多信息，因此很多实验都是用极化束来进行的．这种实验往往能揭示一些新的现象，或对一些理论给出有力的证据．如在极化质子束的碰撞截面中发现了一些前所未有的双质子共振态．又如极化电子对氘靶散射实验中测到的不对称性是存在中性流的有力证据，这使得 Weinberg-Salem 模型得到了 1979 年的诺贝尔奖金． 还有其它一些重要的极化实验，这里不一一枚举了．