

反常磁矩

在“基本”粒子大家庭中，问世最早的算是电子了。在1897年，物理学家汤姆森测定了阴极射线中带负电粒子的荷质比，首次证实了电子的存在。从此，在人们工作和生活中，电子的应用越来越广泛。但是电子有什么性质呢？人们在认识大自然的过程中，也逐步深入地揭示了电子的奥秘！

一、电子绕原子核做轨道运动 ——轨道动量矩和轨道磁矩

自然界中的一切物体都在运动着，在原子体系中，就拿最简单的氢原子来说吧，它是由一个原子核和核外的一个电子构成的。电子是如何运动呢？我们设想一个质量为 m 、电荷为 e 的带电粒子，沿着半径

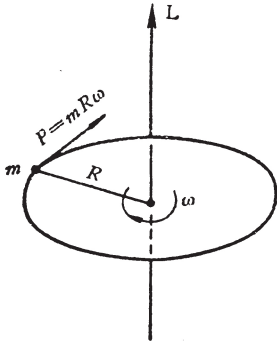


图 1. 质点运动轨道动量矩

为 R 的圆周运动,角频率为 ω ,如图 1 所示。这时它的动量是 $mR\omega$,其方向在圆周的切线方向。它的动量矩(即动量乘以圆周半径)是 $mR^2\omega$ 。伸出右手,逆时针旋转,动量矩向上。再从电磁的角度来看,如图 2

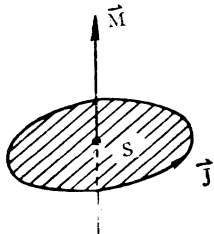


图 2. 圆线圈磁矩

所示,它在圆面积 S 的圆周上形成一个闭合电流 J ,相当于一个通电的圆线圈,它对外显示有磁性,具有一个磁矩,其数值为 $(c/2mc) \cdot mR^2\omega$ 。从这个经典的例子可见,动量矩与磁矩在一定条件下是有联系的。到了微观世界,出现了量子化,电子绕原子核做轨道运动,轨道动量矩是量子化的,为 $\sqrt{l(l+1)}\hbar$,与此相应的轨道磁矩也是量子化的,为 $\sqrt{l(l+1)}M_0$, $M_0 = e\hbar/2mc$ 叫做玻尔磁子(\hbar 为普朗克常数, e 为电子

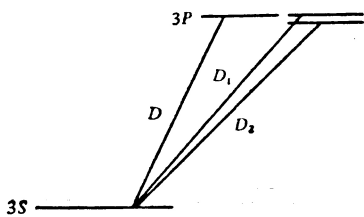


图 3. 钠主线系 D 线

电荷, m 为电子静止质量, c 为光速。)由此,成功地解释了氢原子光谱系的实验事实。

二、电子象小陀螺又象个小磁针——自旋动量矩和自旋磁矩

随着光谱实验技术的提高,发现了原子光谱的精细结构(图3)。如果认为电子仅仅绕原子核做轨道运动,那就解释不了光谱线的分裂现象,于是在 1925 年乌兰贝克和高斯

米大胆提出电子有自旋,象个小陀螺,同时也有自旋磁矩,象个小磁针。二年后,狄拉克依据相对论的量子力学运动方程,成功地解出了电子的自旋等于 $\hbar/2$,电子的自旋磁矩等于 1 个玻尔磁子。电子自旋磁矩与自旋之比等于玻尔磁子与普朗克常数之比再乘以朗得因子(g),恰好 $g = 2$ 。

接着,实验也证实了以上的理论,一个是斯登-盖拉赫实验,另一个是爱因斯坦-德哈斯实验。这两个实验都直接证实了电子象个小陀螺又象个小磁针,证实了电子的自旋状态有二个,一个是左旋,一个是右旋,电子的自旋磁矩在外磁场中也有二个取向。

三、电子的自旋磁矩等于 1 个玻尔磁子吗?——反常磁矩

随着微波技术的迅速发展,实验精度又提高了。1947 年 5 月,纳福等人对氢原子和氘原子的超精细能级进行精确测定,他们首先发现了电子的自旋磁矩不等于 1 个玻尔磁子,有一个小小的偏离。就是 g 的值不是 2。如果用 $a = |g| - 2/2$,来代表了个偏离,从实验上发现 a 只有千分之一左右。 a 就叫做反常磁矩。那么人们一定会问:“是真的偏离了千分之一吗?” 1947 年 11 月,库什和福勒利用原子束磁共振的方法,首次定量地测定了电子的反常磁矩 $a(e^-) = 0.00119$ 。也许有人会说,只差这么一点点,有什么大惊小怪呢? 同志们! 我们可不能小看这一点点,它揭示出人们从前没有考虑到的很多问题,比如电子是生活在“场”里,这些“场”是不断起伏的,在电磁场的真空起伏的作用下,电子的电荷铺张开来。另外,真空极化的效应,使实际测到的电荷也不是它自身的电荷。形象地说,电子这个小陀螺,由于周围环境的影响,使它显得也不匀称了,于是产生了反常磁矩的现象。1947 年施温格等对电子的质量和电荷进行了重正化,对电子的自

旋磁矩作了辐射修正计算(把真空起伏和真空极化考虑进去),得出 $a(e^-) = 0.00116$,同实验结果一致起来。

随着对电子的运动性质的逐步了解,“基本”粒子大家庭中的其它成员也相继问世。早在 1936 年,安德森在宇宙线中已经发现 μ 子,但是直接测量 μ 子的反常磁矩是从 1961 年开始。在实验方法方面,除了通过对原子的精细能级和超精细能级的精密测量来确定反常磁矩之外,直接测量自由轻子(电子, μ 子)的反常磁矩的工作也大量地开展起来了,因为这样的实验条件比较干净,可以避开原子体系中特有的一些影响因素,从而提高实验精度,进一步发现新现象。目前对自由轻子的反常磁矩的测量工作,从实验技术上分为两类:一类是进动实验,即直接观测极化的轻子在静磁场区域中的自旋运动;另一类是静磁场区域中再外加一个共振磁场,引起轻子的感应跃迁,从而确定轻子的反常磁矩。

目前欧洲核子研究中心利用进动实验来测量 μ 子的反常磁矩已经达到很高的精度:实验上 $a_{\mu^-} = 0.001165922 \pm 9 \times 10^{-9}$; 而理论上 $a_{\mu^-} = 0.001165921 \pm 10 \times 10^{-9}$ 。其实验装置如图 4 所示。从质子同步加速器输出的质子束打在贮存环的一个内靶上,产生 π 介子,它立即变成 μ 子和中微子,贮存环是圆的,在环的圆平面的垂直方向加一均匀的恒定磁场。

下面让我们看看 μ 子在贮存环中的运动状态,这是一种自旋进动

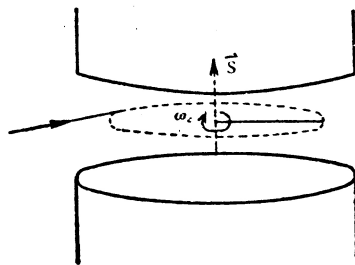


图 5. 迴旋轨道运动

与迴旋轨道运动合起来的复合运动。为了清楚起见,把它分解为二部分:一部分是带电粒子在均匀恒定磁场中作迴旋轨道运动,如图5所示。其迴旋角频率为 ω_c 。另一部分是具有自旋的粒子进入到均匀恒定磁场里,它将绕着磁场为轴心做进动,如图6所示,自旋进动角频率为 ω_s ,它与 μ 子的自旋磁矩有关。如果没有反常磁矩,必定 $\omega_s = \omega_c$ 。如果存在反常磁矩, $\omega_s \neq \omega_c$,而且这二个角频率差 $\omega_D = \omega_s - \omega_c$ 比

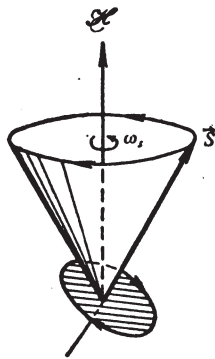


图6. 自旋进动运动

例子 $a_{\mu^-} = (|g_s| - 2)/2$ 。从实验上如何把 ω_D 显示出来呢?如图7所示,初始 μ 子呈现纵向极化,即

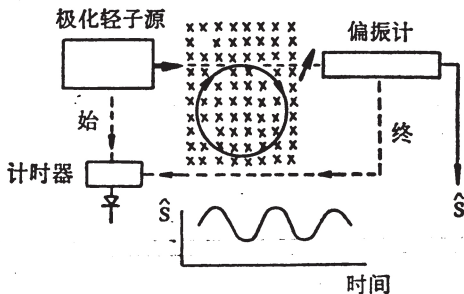


图7. 进动实验原理图

μ 子的自旋方向都朝着发射 μ 子的方向。经过一段时间,比如迴旋运动沿着贮存环转了一圈, μ 子的极化方向偏离了初始状态的极化方向,我们通过偏振计测定 μ 子的极化方向。再经过一段相等的时间,即 μ 子沿着贮存环又转了一圈, μ 子的极化方向又改变了一点,于是偏振

计把 μ 子的极化方向随时间变化的情况记录下来。这个变化是余弦方式,即 $\cos\alpha\omega_D T$ 。那么偏振计具体是个什么装置呢?如图4所示,就是一组记录电子的计数器。我们知道 $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$,这是个弱相互作用下的 β 衰变,宇称是不守恒的,即电子沿着 μ 子的极化方向发射出来的多,偏离于极化方向不同角度发射出的电子不一样多,也就是说存在一个角分布。因此,用一组记录电子的计数器朝着空间的某一固定方向,便可测出电子的个数随时间的变化曲线即 $\cos\alpha\omega_D T$,从而就定出 ω_D ,测出 μ 子的反常磁矩。

结 语

人们对轻子的反常磁矩的认识是从科学实验的实践中得来的,这

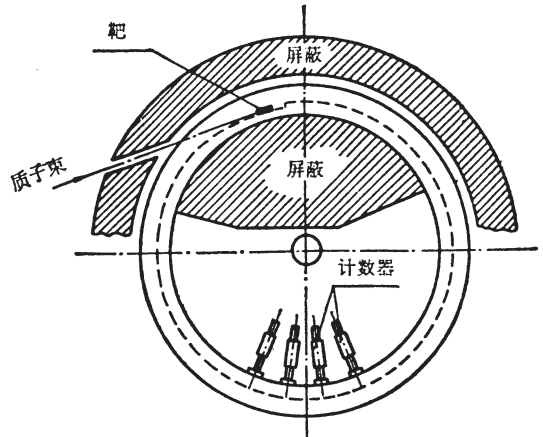


图4. 进动实验装置示意图

种认识又推动了科学理论的发展。到目前为止,量子电动力学的理论计算与实验上得到的数据交错检验,符合得相当好,所以人们总是把量子电动力学看成是最完美而且最经得起考验的理论。然而,这一领域中的理论和实验工作仍然有一系列的问题需要探讨:量子电动力学的有效性在高能领域是否有个限度?是否存在量子电动力学生效的最小距离?采用微扰理论是否收敛?强相互作用的“基本”粒子同轻子的电磁特性已经发现有关系了,因此量子电动力学做为轻子的理论显得也并不严密;量子电动力学把 μ 子看成像电子那样的一个重狄拉克粒子,但是为什么 μ 子和电子质量差得那么大呢?等等。科学的道路显然不会是平坦的,但毛主席的教导永远鼓舞着我们:世上无难事,只要肯登攀。

祝 玉 灿