

量子电动力学的实验验证

邱元武

(中国科学院物理研究所)

一、量子电动力学的产生

量子电动力学是目前物理学中最成功的理论之一。然而,与认识任何其他的客观规律一样,它是在实践、认识、再实践、再认识的循环往复的过程中发展和建立起来的,这一认识运动是永远不会完结的。实践是检验真理的唯一标准,量子电动力学的理论与实验间的比较将继续进行下去。

氢原子的光谱由许多分立和尖细的谱线组成,这是很早就发现了的。1885年巴尔末总结了大量光谱数据,得出氢原子光谱中可见谱线频率的经验公式,这一规律性是经典理论所无法解释的。1913年玻尔提出了氢原子的理论,在当时的实验误差范围内,为巴尔末的经验公式提供了理论解释。后来,索末菲推广了玻尔的理论,得出表示类氢原子的精细结构公式,在当时的实验误差范围内可以说明氢和类氢原子的谱线和能级的精细结构。然而,随着实验条件的改进,发现玻尔和索末菲的理论在实际应用中,例如应用于氢原子时,理论与实验不符。

1924年德布罗意揭示了微观粒子的波粒二象性。在此基础上,薛定谔建立了非相对论量子力学的基本方程——薛定谔方程。后来,狄喇克建立了电子相对论的狄喇克方程,从这方程出发,能够很自然地得到电子的磁矩和自旋。狄喇克理论应用于氢原子,可以解释氢原子光谱的精细结构。

当时,大多数的实验是研究氢原子的巴尔末 α 谱线 H_α 。图1表示根据狄喇克理论计算得到的 H_α 的精细结构。能级 $^2S_{1/2}$ 和 $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ 和 $^2D_{3/2}$ 是简并的,精细结构共有五个成分,其中成分(1)和(2)是主要的。当时用分辨率最高的光谱学方法测量 H_α 和 D_α 的精细结构,结果发现成分(3)的位置与理论不符,但是当时也有些实验结果表明与理论一致。1947年由于第二次世界大战中微波技术的发展,使兰姆和雷瑟福有可能用分辨率更高的微波波谱学方法精密地测量谱线的位置。结果发现能级 $^2P_{1/2}$ 确与狄喇克理论相符,但能级 $^2S_{1/2}$ 要比理论值稍高一点,称为兰姆移位。同年,贝德指出兰姆移位是电子与其本身的电磁场相互作用的结果。量子力学在计算此相互作用时遇到电子结构

理论的困难,而量子电动力学用重正化方法绕过了电子结构理论的困难。

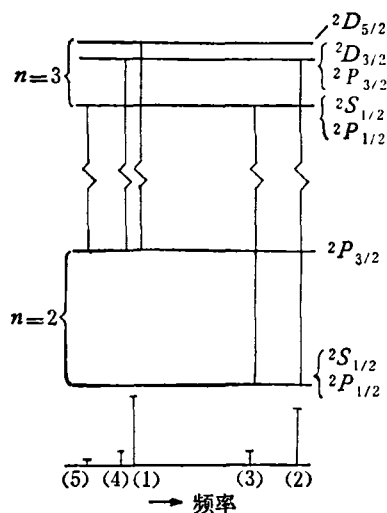


图1 根据狄喇克理论计算得到的 H_α 的精细结构

本文评述量子电动力学的原子物理学验证,即精密地测量基本的束缚系统的结构和带电轻子的反常磁矩。

二、基本的束缚系统的结构

1. 氢原子的兰姆移位

兰姆移位是电子在与量子化的电磁场耦合的影响下,发射和再吸收所谓的虚光子引起的。氢原子 $n=2$ 的兰姆移位的表达式是

$$\begin{aligned}
 \delta(H, n=2) = & \frac{\alpha^3 R_\infty c}{3\pi} \left\{ \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)^{-3} \left(\ln \frac{1 + (m_e/M)}{\alpha^2} \right. \right. \\
 & + \frac{19}{30} + \ln \frac{K_0(2, 1)}{K_0(2, 0)} \Big) \\
 & + \frac{1}{8} \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)^{-2} + \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{3}{2} m \right. \\
 & - 0.3285 - \frac{82}{81} \left(\frac{3}{4} \right) \Big] + \pi \alpha \left(\frac{427}{128} \right. \\
 & \left. \left. - \frac{3 \ln 2}{2} \right) + \alpha^2 \left[-\frac{3}{4} \ln^2 \alpha^{-2} + C_2 \ln \alpha^{-2} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$-\left(\frac{4\pi^2}{3} + 4 + 4\ln^2 2\right) + \frac{m_e}{M} \left[\frac{1}{4} \ln \alpha^{-2} + 2 \ln \frac{K_0(2, 1)}{K_0(2, 0)} - \frac{1}{12} + D_2 \right] + \frac{R_\infty c}{b} \frac{r_n^2}{a_0^3}$$

式中 α 是精细结构常数, $\ln K_0(2, 1)$ 和 $\ln K_0(2, 0)$ 是贝德对数激发能量, m 是四阶辐射修正的系数, C_1 和 D_2 是常数, 最后一项是核结构效应的修正, r_n 是核电荷分布的方均根半径, a_0 是玻尔半径。

取 $\alpha^{-1} = 137.03608(26)$, 兰姆移位的理论值是 $S(H, n=2)_{\text{理论}} = 1.057911(12)$ 千兆赫^[1]。

在兰姆和雷瑟福的经典实验中, 是用原子束磁共振方法测量兰姆移位的。共振线宽主要决定于 $2P$ 态的寿命, 约为 100 兆赫, 所以测量的准确度被跃迁的自然线宽所限制, 这在以后的二十多年中几乎没有提

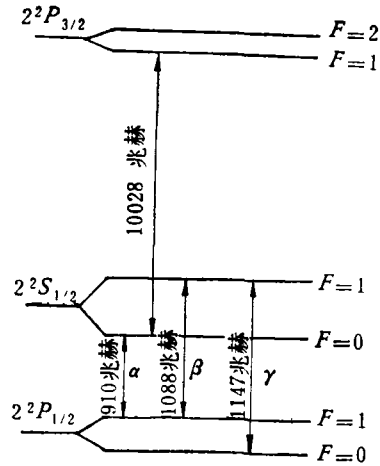


图 3 氢原子 $n=2$ 能级的精细结构和超精细结构

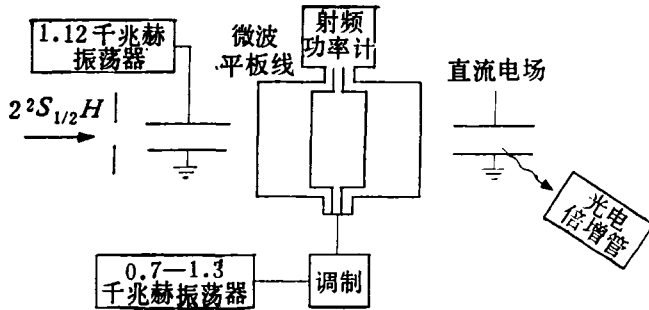


图 2 原子束射频共振的实验装置

高。近来, 用亚稳原子束的射频能态选择简化重叠的谱线形状和减小总的线宽, 使测量的准确度提高了三倍。

图 2 表示原子束射频共振的实验装置。从射频离子源来的质子束与氢分子交换电荷而产生的亚稳 ($2^2S_{1/2}$) 氢原子束, 通过 1120 兆赫振荡器时感生 $2^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow 2^2P_{1/2} (F=1)$ 和 $2^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow 2^2P_{1/2} (F=0)$ 的跃迁 (图 3 中的 β 和 γ 跃迁), 从而猝灭 $2^2S_{1/2} (F=1)$ 的能态, 留下 $2^2S_{1/2} (F=0)$ 的亚稳原子。 $2^2S_{1/2} (F=0)$ 亚稳原子通过平板线形式的射频相互作用区到达直流猝灭电场中, 猝灭回到基态时发射的光由紫外光电倍增管探测。如果相互作用区中的射频场的频率与原子的 $2^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow 2^2P_{1/2} (F=1)$ 的跃迁 (图 3 中的 α 跃迁) 共振时, 到达直流猝灭电场的亚稳原子将减少, 从而紫外光电倍增管接收到的光也就减弱。维持射频场的振幅不变, 而改变频率使它扫过原子的共振频率, 就可以测得跃迁频率, 再根据超精细结构裂距算得兰姆移位。测得的实验值是

$$S(H, n=2)_{\text{实验}} = 1.057862(20) \text{ 千兆赫}.$$

氢原子的兰姆移位的理论值与实验值间的一致性

是很好的。近来, 兰姆移位的理论计算和实验测量正在逐步扩展到核电荷 Z 越来越大的类氢离子。这是因为兰姆移位正比于 Z^4 而增大, 有利于研究强场下的量子电动力学相互作用, 并可能发现新的现象。

2. 氢原子的超精细结构

氢原子的轨道电子的磁矩与核磁矩的相互作用导致精细结构能级分裂为超精细结构能级。氢原子基态的超精细结构裂距的表达式是

$$\Delta \nu(H, 1^2S_{1/2}) = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_p}{\mu_B} \left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-3} \times \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \delta_p\right)$$

式中 a_e 是电子的反常磁矩,

$$\delta_1 = \alpha^2 \left(\ln 2 + \frac{5}{2} \right) + \alpha^3 / \pi \left[-\frac{2}{3} \ln^2 \alpha^{-2} + \left(\frac{281}{360} - \frac{8}{3} \ln 2 \right) \ln \alpha^{-2} + (18.4 \pm 5) \right],$$

$$\delta_2 = -38.2 \times 10^{-6}, \quad \delta_3 = 3.6 \times 10^{-6},$$

$$\delta_p \approx (1-2) \times 10^{-6}.$$

取 $\alpha^{-1} = 137.03608(26)$, 实验值

$\Delta \nu(H, 1^2S_{1/2})_{\text{实验}} = 1.4204057517864(17)$ 千兆赫, 与理论值比较的结果是

$$\frac{\Delta \nu_{\text{实验}} - \Delta \nu_{\text{理论}}}{\Delta \nu_{\text{理论}}} = (2.5 \pm 4.0) \times 10^{-6} - \delta_p,$$

是与 δ_p 的估计值一致的^[2]。

上面与氢原子基态超精细结构裂距的理论值比较的实验值, 是用氢原子量子振荡器技术测得的。图 4 表示量子振荡器的实验装置。在放电中 H_2 离解形成

氢原子束, 原子束通过六极偏转磁场, 使处于 $m_l = 1/2, m_j = 1/2$ 和 $m_l = -1/2, m_j = 1/2$ 能态的原子聚焦在中心轴上. 这些原子穿过窄通道, 进入石英泡中. 泡处于高 Q 微波腔中, 腔的谐振频率等于超精细结

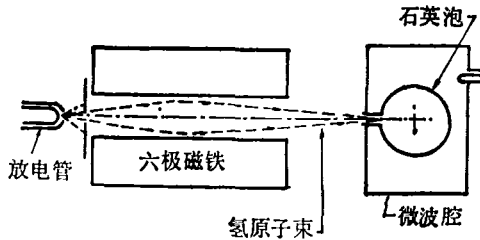


图4 氢原子量子振荡器的实验装置

构共振频率, 腔和泡都处于弱的均匀磁场中. 泡的内壁涂上一层聚四氟乙烯薄膜, 以避免极化的弛豫. 结果, 对于原子跃迁 ($F = 1, m_F = 0 \leftrightarrow F = 0, m_F = 0$) 与腔共振时量子振荡器发生的振荡来说, 等效辐射寿命约为 1 秒, 这样获得的窄线宽可以十分精密地测定共振频率. 共振频率由铯原子束频标测量, 测得的频率加以小的塞曼修正后就得到 $\Delta\nu$.

测量氢原子超精细结构裂距的实验值已经走在理论值的前面七个量级, 使它成为比检验量子电动力学更广的、测量理论物理学进展的标尺.

3. 电子偶素的精细结构

电子偶素是由一个电子和一个正电子组成的原子, 它的基态由于三重态的 e^+e^- 系统转化为一个 γ 光子的虚湮没引起的交换相互作用而分裂为两个精细结构能级 3S_1 和 1S_0 . 电子偶素基态的精细结构裂距的表达式是

$$\Delta\nu(\text{pc}, ^3S_1 - ^1S_0) = \frac{1}{2} \alpha^2 R_\infty c \left[\frac{7}{3} - (\alpha/\pi) \times \left(\frac{32}{9} + 2\ln 2 \right) + \alpha^2 \ln \alpha^{-1} \right]$$

取 $\alpha^{-1} = 137.035987(29)$, 理论值是

$$\Delta\nu(\text{pc}, ^3S_1 - ^1S_0)_{\text{理论}} = 203.404117(86) \text{ 千兆赫},$$

其中的不确定度主要是来自 α 的不确定度. 不确定度的更合理的估计应是至今未经计算的项 $\alpha^2 \Delta\nu = 11$ 兆赫的量级.

到目前为止, 精密测量精细结构裂距 $\Delta\nu(\text{pc})$ 所用的方法的基本原理都是一样的. 基态电子偶素是由放射性源束的正电子在高纯气体中受阻停止形成的. 3S_1 的磁支级 $M = 0$ 和 $M = \pm 1$ 间的塞曼跃迁频率 ν_{01} 是

$$\nu_{01} = \frac{1}{2} \Delta\nu \left[(1 + \varepsilon^2)^{1/2} - 1 \right],$$

式中 $\varepsilon = 2g'\mu_B H / h\Delta\nu$, 其中

$$g' = g \left(1 - \frac{5}{24} \alpha^2 \right)$$

是束缚在电子偶素中的电子的 g 因子. 所以直接测得 ν_{01} , 并用核磁共振方法测得磁场 H , 就可以算出 $\Delta\nu$. 共振跃迁可以由湮没辐射的变化监察.

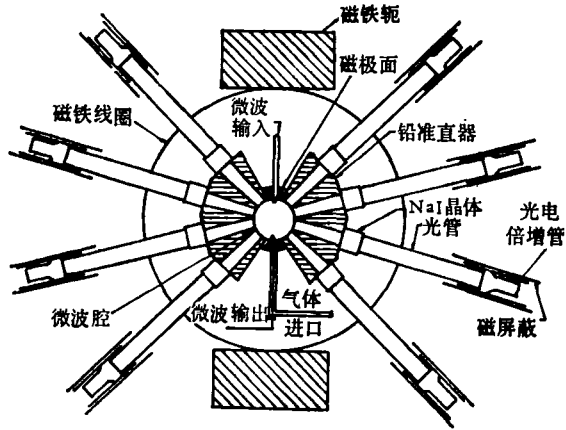


图5 测量电子偶素基态精细结构的实验装置

图5表示测量电子偶素精细结构裂距的实验装置, 从 ^{22}Na 产生的正电子进入充以氮并处于均匀磁场中的微波腔, 减速并捕获电子而形成电子偶素. 用四对 NaI 探测器监察双光子湮没所产生的两个同时而反向的 γ 射线. 最近, 采用了高效率的 γ 射线探测系统和仔细地对气体密度效应作了修正, 显著地提高了测量的准确度. 测得的实验值是

$$\Delta\nu(\text{pc}, ^3S_1 - ^1S_0)_{\text{实验}} = 203.3849(12) \text{ 千兆赫}^{[13]}.$$

目前, 与理论比较被量级为 $\alpha^2 \Delta\nu$ 的未计算项所限制.

4. μ 介子素的超精细结构

μ 介子素是由一个电子和一个正 μ 介子组成的原子. μ 介子素基态的超精细结构裂距的表达式是

$$\Delta\nu(\mu\text{e}, 1^3S_{1/2}) = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_\mu}{\mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu} \right)^{-3} \times \left(1 + \frac{3}{2} \alpha^2 + a_e + \delta_1 - \delta'_\mu \right),$$

式中

$$\delta_1 = \alpha^2 \left(\ln 2 - \frac{5}{2} \right) - (8\alpha^3/3\pi)$$

$$\times \ln \alpha \left(\ln \alpha - \ln 4 + \frac{281}{480} \right) + (\alpha^3/\pi) (18.4 \pm 5),$$

$$\delta'_\mu = \frac{m_e}{m_\mu} \left\{ \frac{3\alpha}{\pi} \left[1 - \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \right]^{-1} \ln \frac{m_\mu}{m_e} + \frac{9}{2} \alpha^2 \ln \alpha \left[1 + \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \right]^{-2} \right\},$$

要计算 $\Delta\nu(\mu e)$ 必须从实验测得 μ 介子的磁矩 μ_μ 。

实验测量 $\Delta\nu(\mu e)$ 的各种方法的原则都是一样的:极化的正 μ 介子在缓冲气体中受阻停止,并捕获电子而形成部份地保留 μ 介子极化的基态 μ 介子素。外加的共振微波场引起使 μ 介子的自旋倒转的跃迁,这跃迁由测量伴随自旋倒转而发生的衰变正电子的非对称性的变化探测。

长期以来 μ 介子素超精细结构裂距 $\Delta\nu(\mu e)$ 的理论与实验的比较被 μ_μ 的不确定度所限制。最近,用测量强场下 μ 介子素的两个塞曼跃迁

$$(M_J, M_\mu) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) \leftrightarrow \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$$

$$\text{和 } (M_J, M_\mu) = \left(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) \leftrightarrow \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$$

的频率 ν_{12} 和 ν_{34} 的方法,更精密地同时确定了 $\Delta\nu$ 和 μ_μ , 使得可以更灵敏地检验 $\Delta\nu$ 的理论值和实验值间的一致性。

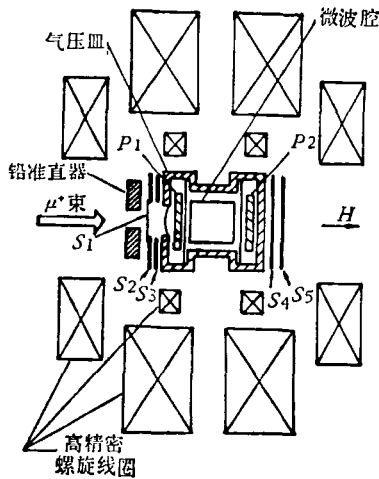


图6 测量 μ 介子素基态超精细结构的实验装置。P1 和 P2 是 Ar-CO 正比室, S1-S5 是塑料闪烁计数器。 μ 介子停止的逻辑信号是 $\mu_s = S1 \cdot P1 \cdot \overline{P2}$, 向前的衰变正电子是 $e_F = S4 \cdot S5 \cdot P2 \cdot \overline{P1}$, 向后的正电子是 $e_B = S2 \cdot S3 \cdot P1 \cdot \overline{P2}$ 。图中未画出线圈周围的铁屏蔽

图6表示实验装置,正 μ 介子进入充以氦并处于均匀磁场中的微波腔。停止的 μ 介子和衰变的正电子的信号来自塑料闪烁器和正比线室。共振曲线是固定微波功率和频率不变而改变磁场 H 测得的。最后,对 μ 介子素超精细结构作修正。测得的实验值是

$$\Delta\nu(\mu e, 1^2S_{1/2})_{\text{实验}} = 4.46330235(52) \text{ 千兆赫,}$$

$$\mu_\mu/\mu_p = 3.1833403(44)^{[41]}$$

用测得的 μ_μ/μ_p 值,计算 $\Delta\nu(\mu e)$ 的理论值是

$$\Delta\nu(\mu e, 1^2S_{1/2})_{\text{理论}} = 4.4633185(65) \text{ 千兆赫,}$$

物理

理论与实验值之差是

$$\Delta\nu_{\text{理论}} - \Delta\nu_{\text{实验}} = 16.1(6,6) \text{ 千赫.}$$

由此看来,重新计算 δ_1 中的最后一项和其他的更高阶的辐射修正和相对论反冲项是特别重要的。

三、带电轻子的反常磁矩

1. 电子反常

电子反常是由于电子在与量子化的电磁场耦合的影响下,发射和再吸收一个虚光子引起的。现在,电子反常 $a_e \equiv (g-2)/2$ 已计算到了六阶修正:

$$a_e = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} - 0.32848 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + (1.195 \pm 0.026) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3.$$

取 $\alpha^{-1} = 137.03608(28)$, 理论值是

$$(a_e)_{\text{理论}} = (1159651.7 \pm 2.2) \times 10^{-11}.$$

在直接测量电子磁矩的反常部份之前,测量总磁矩 μ_e 的实验是分两步做的,首先确定以玻尔磁子为单位的质子磁矩 μ_p/μ_B , 然后测量电子磁矩与质子磁矩之比 μ_e/μ_p , 从而求得 μ_e/μ_B , 这种方法的准确度约为 10^{-3} 。后来,采用了测量自由电子的自旋在磁场中的进动频率的方法,虽然准确度很低,但是却指出了测量自由态电子的 g 因子的可能性,开辟了获得高准确度的前景。现在,用测量自旋相对于电子速度的差分转动代替测量总的自旋转动,使准确度有了很大的提高。又因为自旋进动频率与迴旋频率之差是正比于电子反常的,所以有可能直接测量电子磁矩的辐射修正的贡献。

直接测量电子反常的原理可以用图7说明:实验是在磁场中进行的,磁场是轴对称的,形状像一个磁镜陷阱。一个非极化电子脉冲被金箔靶散射(莫特散射),散射到几乎垂直于磁场方向上的电子是部份极化的,极化 P 垂直于电子的速度 v 和磁场方向。被散射的电子以螺旋轨迹漂移进入捕获区域。捕获区域是封闭在一对金属圆柱体中的,圆柱的中心轴与磁场的对称轴重合。当电子越过两个圆柱的间隙时,有一个正压脉冲加于入射圆柱上,使电子失去了足够的轴向速度,以

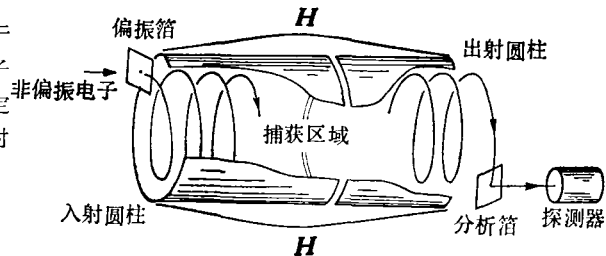


图7 测量电子反的实验原理

致被捕获在磁场中。电子在陷阱中逗留了一段经过准确地测定的时间 T 后，出射圆柱上加了正压脉冲，给电子以足够的轴向速度到达第二个金箔靶，借助于在靶上的莫特散射分析电子自旋的最后取向，散射到 90° 方向的电子，用探测器计数。

电子在磁场中时，它的速度 v 和极化 P 分别以角频率 ω_c 和 ω_s 进动，如果 v 垂直于均匀磁场 H 和 $g_s = 2.0$ ，则 $\omega_c = \omega_s$ ，即速度 v 相对于极化 P 的夹角保持不变。由于辐射修正稍微增大了 g_s 值，使极化 P 转得比速度 v 更快，相对角频率是 $\omega_D = \omega_s - \omega_c = a_e \omega_0$ ，其中 ω_0 是零能回旋频率。

因为莫特散射的非对称性，被散射到探测器上的电子数目是随 $P \cdot v$ 变化的，所以用最小二乘法处理在不同的 T 值下测得的探测器计数率 $R(T)$ ，就可以确定 $R(T)$ 的振荡性质，如果在 $T = T_1$ 和 $T = T_2$ 之间 $R(T)$ 有 N 个振荡，则 $\omega_D = 2\pi N / (T_2 - T_1)$ ，再用核磁共振方法间接地测定零能回旋频率 ω_0 ，就可以确定电子反常 a_e 。

近来用比过去大十倍的磁场 (1 千高斯) 和小十分之九的陷阱相对深度 (6×10^{-3})，并且仔细地测量捕获电子的轴向动量的分布，从而极大地提高了测量的准确度。最后，对磁场的不均匀性对差频 ω_D 的影响作到二阶的修正，得到的实验值是

$$(a_e)_{\text{实验}} = (1159656.7 \pm 3.5) \times 10^{-9}$$

2. μ 介子反常

μ 介子反常不是一个纯的量子电动力学的量。实验的精确度现在已提高到必须计及强子效应和可能的弱相互作用效应的程度。

量子电动力学的理论贡献是

$$a_\mu^{\text{理论}} = 0.5 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) - 0.328478445 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + (1.188 \pm 0.025) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + (128.3 \pm 8.4 \pm 63) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^4$$

取 $\alpha^{-1} = 137.035987(29)$ ，有

$$a_\mu^{\text{理论}} = (1165851.8 \pm 2.1) \times 10^{-9}$$

再加上与大量量转移的散射截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})$ 有关的强相互作用贡献

$$a_\mu^{\text{强}} = (66.7 \pm 9.4) \times 10^{-9}$$

和弱相互作用贡献

$$a_\mu^{\text{弱}} = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{-9}$$

总的理论值是

$$a_\mu^{\text{理论}} = (1165920.6 \pm 12.9) \times 10^{-9} [6]$$

测量 μ 介子反常的原理与测量电子反常相同，但是因为 μ 介子源的完全不同的特性，所以要在时间 T

内将极化的 μ 介子捕获在磁场中，并观察自旋和运动方向间夹角的变化技术是完全不同的。 μ 介子是由飞行中的 π 介子衰变生成的，生成的 μ 介子是纵向极化的。 μ 介子衰变时，生成的电子的角分布在 μ 介子自旋的方向上最大，从一个 μ 介子系统观察大量的衰变；就可以准确地测得平均的自旋方向。

实验包括将纵向极化的 μ 介子捕获在均匀磁场中，并通过电子的非对称性测量自旋相对于速度矢量

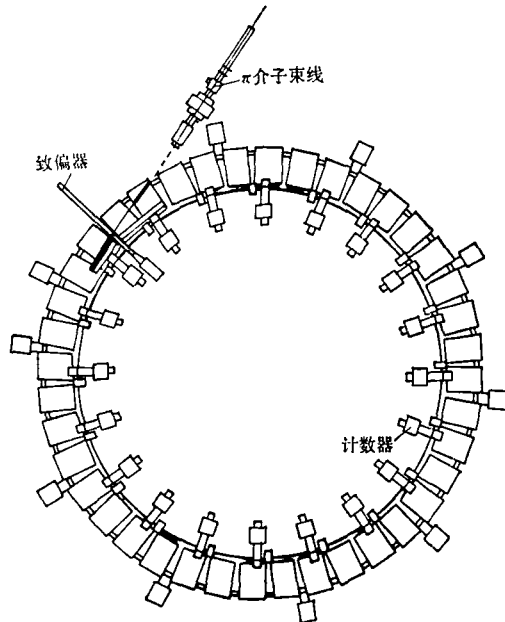


图 8 由四十个相邻的磁铁块组成的 μ 介子存储环

的进动频率 ω_D 。由于实验观察的现象是振荡性质的，测量的振荡越多，角频率 ω_D 就测得越准确，因此要设法使带电粒子尽可能长久地存储在均匀磁场中，所以实验是在 μ 介子存储环中进行的 (图 8)。由于非对称的衰变分布是随 μ 介子的自旋转的，所以电子的计数率 $N(t)$ 受频率 $\omega_D = 2\pi\nu_D$ 的调制。再测量在磁场中的质子磁共振频率 ν_p 和利用 μ 介子磁矩和质子磁矩之比 $\lambda = \mu_\mu / \mu_p = \nu_\mu / \nu_p$ ，由下式求得 μ 介子反常

$$a_\mu = \nu_D / (\lambda \bar{\nu}_p - \nu_D)$$

式中 $\bar{\nu}_p$ 是在 μ 介子轨道上的平均质子频率。测得的实验值是

$$(a_\mu)_{\text{实验}} = (116589.5 \pm 27) \times 10^{-9}$$

四、结束语

近年来，量子电动力学的理论与实验间的比较获得了较大的进展，理论计算和实验测量的准确度已接近 10^{-3} ，尤其是实验的进展更为显著，都已能与理论相媲美，有的已走在理论前面。

精密验证量子电动力学的一个重要问题是在必须计及强子的电磁相互作用之前所能达到的准确度。电子反常、电子偶素和 μ 介子素系统还远未受到强子的电磁相互作用的影响,这使它们成为精密验证量子电动力学的更有发展前途的体系。而对于兰姆移位、氢原子的超精细结构和 μ 介子反常来说,理论与实验间的比较要求知道强子的电磁相互作用的贡献。特别是像在 μ 介子反常的情形中,强相互作用的贡献可以与高能散射实验的结果联系起来,所以现在高能散射实验与精密的原子物理学低能量实验间的关系正在发展中。

参 考 文 献

- [1] H. W. Kugel & D. E. Murnick, *Rep. Prog. Phys.*, **40**(1977), 297.
- [2] B. E. Lautrup, A. Peterman, & E. de Rafael, *Phys. Lett.*, **3C**(1972), 193.
- [3] P. O. Egan, V. W. Hughes, & M. H. Yam, *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 251.
- [4] K. E. Casperson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 956.
- [5] P. Cvitanovic & T. Kinoshita, *Phys. Rev. D*, **10**(1974), 4007.
- [6] J. Calmet, S. Narison, M. Perrottet, & E. de Rafael, *Rev. Mod. Phys.*, **49**(1977), 21.

正电子湮灭在固体物理学中的应用

倪 蕙 苓

(中国科学院高能物理研究所)

一、引 言

随着核物理实验方法和技术的完善,其中许多方法已被用来研究固体的物质结构,例如,穆斯堡尔效应、扰动角关联、离子注入、沟道效应等等。正电子湮灭方法也是这类重要的核物理实验方法之一。

当正电子进入固体物质时,和物质中的电子相遇而发生湮灭,正负电子对的湮灭结果放出几个 γ 射线。湮灭过程的特性受正电子所遇到的原子环境的影响,因此正电子湮灭实验可以用来探测物质的微观结构,这种方法就称为正电子湮灭方法。1950年 Sergio De Benedetti 等人开始将这种新方法用来研究物质结构。二十多年来这一方法在金属、合金、晶体缺陷、无机晶体、化学、医学等方面得到了不同程度的发展和应用,特别是在研究晶体缺陷方面近年来发展较快。

正电子是电子的反粒子,二者除带有相反电荷外,其他性质(自旋、质量)都相同。当正电子遇到电子时,正负电子对发生湮灭,它们的质量转换成 γ 射线的能量,湮灭过程服从爱因斯坦方程

$$E = mc^2,$$

其中 E 是释放的能量, m 是粒子质量, c 是光速。由于湮灭过程中动量守恒,因此最常见的是发射两个方向相反、能量各为511keV的 γ 射线,这一湮灭过程是现代物理学几个基本守恒定律(能量、电荷、自旋、动量守恒)的直接证明。

从辐射源(如 Na^{22} , Co^{57} , Ni^{57} , Co^{58} , Cu^{64} 等)发出的正电子进入到固体物质后,就在其中热化,其动能逐渐减小到热能($\cong kT$, k : 玻耳兹曼常数, T : 物质的绝对温度,当 $T = 300\text{K}$ 时, $kT \cong 0.0258\text{eV}$),热化所需时间极短($\cong 10^{-13}\text{sec}$),随后正电子以 kT 量级的动能物质中运动,直到最后与电子发生湮灭。能够与正电子发生湮灭的电子,通常是离原子核较远的电子:在金属中是导电电子;在化合物中是价电子;在离子化合物中是负离子附近的电子。正负电子对发生湮灭时也可以发出两个以上的 γ 射线。但是发出三个 γ 射线的几率是发出两个 γ 射线的几率的 $1/372$ 。

正电子湮灭方法可以给出固体物质中电子的动量分布和密度分布,这两种分布在很大程度上决定了固体材料的许多特性。

正电子湮灭的实验方法主要有三种:

- (1) 两个 γ 射线过程的 γ - γ 角关联;
- (2) 正电子湮灭寿命谱;
- (3) 湮灭 γ 射线的能谱。

二、实验方法

1. γ - γ 角关联

正负电子对在湮灭前后的动量和能量是守恒的。在发出两个 γ 射线时,每一个 γ 射线的能量是511keV,两个 γ 射线之间的夹角接近于 180° 。正电子湮灭前的动能是 kT 量级,即 0.0258eV ,而与正电子发生湮