

弱相互作用中的宇称守恒問題

李政道 楊振宇

最近的实验数据显示出 $\theta^+(\equiv K_{\pi 2}^+)$ 介子同 $\tau^+(\equiv K_{\pi 3}^+)$ 介子的質量^[1]和寿命^[2]几乎是沒有区别的。可是由于角动量守恒定律和宇称守恒定律，人們对 τ^+ 的蜕变产物所作的分析^[3]却有力地暗示着 τ^+ 和 θ^+ 不是同一种粒子。这就提出了一个十分令人困惑的难题，人們对它曾进行了广泛的討論（例如見 [4]）。

脱离这个困境的一条出路就是假設宇称并不严格守恒，而 θ^+ 和 τ^+ 只是同一种粒子的两个不同的蜕变方式，当然这种粒子必須有单一的質量和单一的寿命。在这篇文章里，我們希望面对着已有的关于宇称守恒的很多实验証据来分析一下这个可能性。下面将清楚地看到，現有的实验确实以很高的精确度显示出在强相互作用和电磁相互作用中宇称是守恒的，可是在弱相反作用（即介子和超子的蜕变相互作用，和各种的費密相互作用）中，宇称守恒却至今不过是一个沒有得到实验証据支持的推論而已。（也可能有人說，可以把現在的 $\theta-\tau$ 难题看作弱相互作用中宇称不守恒的一种表現。但是我們还不能認真地接受这种說法，因为目前我們关于奇异粒子(strange particle)的本性的知識仍很欠缺。这个难题倒更像是一个誘因，它引起了对宇称守恒問題的追究。）为了明确地肯定在弱相互作用中宇称是否守恒，必須作一个实验来判断弱相互作用在左手系統和右手系統中是否有所区别。下面将討論几个有这种可能性的实验。

目前关于宇称不守恒的实验的限度

如果宇称并不严格地守恒，那末所有的原子态和原子核态都将是混合的态，平常給它們标明的态将是混合态中的主要部分，而另外的一小部分则是宇称相反的态。我們把后者在整个混合态中所占的比重写作 F^2 。它是一个标志出宇称守恒受破坏程度的量。

宇称选择定則的存在和这些定則能够很好地在原子物理及原子核物理中起作用，清楚地說明了混合的程度 F^2 是不可能很大的。由于这种考虑，我們可以置混合的限度为 $F^2 \leq (\tau/\lambda)^2$ ，这个数值在原子光譜学中一般是 $\sim 10^{-6}$ 。而在原子核光譜学中，一般得到的是一个精确度稍低的限度。

宇称不守恒意味着有一种能够使宇称混合起来的相互作用。如果把这种相互作用同平常的相互作用相比較，那末它們的强度可以用 F 来表征，而混合程

度的数量級将是 F^2 。这种相互作用的出現将会影响原子核反应中的角分布。可是，下面就可以看到，这些实验的精确度是不够高的。所得到的 F^2 的限度并不比 $F^2 < 10^{-4}$ 更精确。

为了說明这一点，我們可以考察一下極化实验，因为这种实验和后面要討論的实验有十分类似的地方。假設有一个質子流被原子核所散射，这質子流極化于和动量垂直的方向 z 。再在相互对 $x-y$ 面成鏡反射关系的 A, B 两个方向測量散射强度，并加以比較（例如見 [5]），發現它們相差不到 $\sim 1\%$ 。如果散射是由宇称守恒的平常的相互作用加上宇称不守恒的相互作用（例如 $\sigma \cdot \mathbf{r}$ ）所引起的，那末在 A 方向和 B 方向的散射幅度之比将是 $(1+F)/(1-F)$ ， F 是散射中两种相互作用强度之比。因此实验的結果要求 $F < 10^{-2}$ ，或 $F^2 < 10^{-4}$ 。

由于宇称守恒的破坏，所有的系統都要有一个电偶極矩。偶極矩的大小是

$$\text{偶極矩} \sim eF \times (\text{系統的尺度}) \quad (1)$$

这种电偶極矩的出現将引起一些很有趣的結果。举例來說，假使質子有一个电偶極矩 $\cong e \times (10^{-16} \text{cm})$ ，那末氫原子 $2S$ 态的能量就将会由于相邻的 $2P$ 态引起的微扰而变动大約 1Mc/sec 。这个結果和目前对 Lamb 移动所作的理論解釋是不一致的。在电子中子相互作用中可找到另一个例子。目前的实验所允許的中子电偶極矩的最大限是 $\cong e \times (10^{-15} \text{cm})$ 。

最精确的对电偶極矩的測定是由 Purcell, Ramsey, Smith 所完成的。他們得出的（見 [6]，及 [7] 中引述的 Smith 等的工作）中子电偶極矩最大限是 $e \times (5 \times 10^{-20} \text{cm})$ 。这个数值使得 F^2 的最大限为 $F^2 < 3 \times 10^{-13}$ ，后一数值也最精确地証实着强相互作用和电磁相互作用中宇称的守恒。可是我們將要看到，在弱相互作用中，即使有这样高的精确度也不足以給宇称守恒提供实验上的証明。这样的証明所必需的精确度是 $F^2 < 10^{-24}$ 。

β 蜕变中的宇称守恒問題

乍看起来似乎大量的关于 β 蜕变的实验可以給弱的 β 相互作用中宇称的守恒提供証据。但是我們詳細研究了这个問題，發見事实并不如此。（見附录。）首先，我們写出了 5 种普通类型的耦合。然后我們又引

入了5种角动量守恒而宇称不守恒的耦合。这样就明显地看出来可以像平常一样把 β 蜕变区分成容许跃迁, 第一禁戒等类。(核态宇称的混合对于这些选择定则将不会产生可以测量出的影响。这现象属于最后一节的讨论范围。) 然后我们又研究了下列的一些现象: 容许谱、唯一禁戒谱、带有容许形状的禁戒谱、 β -中微子关联、 β - γ 关联。我们发现这些实验和 β 蜕变相互作用中的宇称守恒问题并不发生任何关系。这个结论的产生是由于在所有这些现象里都不存在宇称守恒相互作用同宇称不守恒相互作用之间的干扰项。换句话说, 计算得到的结果总是正比于 $|C|^2$ 的项加上正比于 $|C'|^2$ 的项。这里 C 和 C' 分别是宇称守恒的普通相互作用(一共有5项)和宇称不守恒的相互作用(也有5项)的耦合常数。而且大家也早就知道^[1], 如果不去测量中微子的自旋, 就无从把 C 耦合与 C' 耦合区别开来(设中微子的质量为零)。因此, 虽然今天我们关于 β 蜕变的知识几乎全部是从上述各现象的实验得来的, 然而这些实验的结果却并不能确定 C' 型相互作用和普通相互作用的混合程度。

干扰项 CC' 不出现的原因实际上是很明显的。这种项只能以实验中测量的物理量所组成的赝标量的形式出现。例如, 假使测量的是三个动量 $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3$, 那末 $CC' \mathbf{p}_1 \cdot (\mathbf{p}_2 \times \mathbf{p}_3)$ 项就可能出现。又如果测量的是动量 $\mathbf{p}$ 和自旋 $\boldsymbol{\sigma}$, 那末 $CC' \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ 项就可能出现。然而在所有上述的各个 β 蜕变现象中, 都不能用实验中所测量的物理量组成这种赝标量。

可能的判断 β 蜕变中宇称是否守恒的实验

上面的讨论也给我们提示了一些实验, 用这种实验可以觉察出 C 和 C' 之间可能存在的干扰, 从而可以确定在 β 蜕变中宇称的守恒是否不成立。一个比较简单易行的实验就是测量具有一定取向的原子核在 β 蜕变时放出的电子的角分布。如果 θ 是原子核的取向和电子的动量之间的交角, 那末 θ 处和 $180^\circ - \theta$ 处的分布的不对称就将是 β 蜕变中宇称不守恒的无可置疑的证据。

说得更具体一些, 我们可以来考察一下任意一种具有一定取向的原子核(例如 Co^{60})的容许 β 跃迁。这种 β 放射的角分布有如下形式(见附录):

$$I(\theta) d\theta = (\text{常数}) (1 + \alpha \cos\theta) \sin\theta d\theta \quad (2)$$

其中 α 正比于干扰项 CC' 。如果 $\alpha \approx 0$, 就可以肯定地证实 β 蜕变中宇称不守恒。 α 的数值只要把 $\theta < 90^\circ$ 和 $\theta > 90^\circ$ 的分布之间的不对称程度测量出来就可以得到; 即:

$$\alpha = 2 \left[\int_0^{\pi/2} I(\theta) d\theta - \int_{\pi/2}^{\pi} I(\theta) d\theta \right] / \int_0^{\pi} I(\theta) d\theta$$

值得注意的是在这实验里用来使原子核按一定方

向排列的磁场还能够使 $\theta < 90^\circ$ 的电子和 $\theta > 90^\circ$ 的电子自动地分开。因此这个实验可能是很容易作的。

乍一看来, 在研究由一定取向的原子核的 β 蜕变产物放射出来的 γ 射线分布时, 似乎也可以把这原子核的自旋和 γ 射线的动量 $\mathbf{p}_\gamma$ 组成赝标量。因此, 似乎又多了一个可能用来检查宇称守恒的实验。不幸的是, 原子核的能级有着确定的宇称, 而电磁相互作用又是宇称守恒的。(任何 $F^2 < 3 \times 10^{-15}$ 的轻微的宇称混合都不影响这里的论点。) 所以 γ 射线也带有确定的宇称。于是观察到的几率函数就必定是 $\mathbf{p}_\gamma$ 的偶函数。这个性质消除了组成赝标量的可能性。因此不可能用这种实验来检查宇称是否守恒。

在 β - γ - γ' 三重关联实验中, 也可以通过十分类似但是复杂得多的推理证明对这三个动量的测量并不能提供任何关于 β 蜕变中宇称守恒问题的知识。

在 β - γ 关联的实验中, γ 射线的偏振的性质也许是可以作为判断的依据的。为了更具体地说明这一点, 让我们考察一下放射方向平行于 β 射线的 γ 射线的偏振状态。如果在 β 蜕变中宇称是守恒的, 那末 γ 射线就是非偏振的。反之, 如果在 β 蜕变中宇称不守恒, 那末 γ 射线就一般会是偏振的。然而这时候的偏振具有圆偏振性质, 所以不容易用实验觉察出来。

(普通利用 Compton 效应、光电效应和氘的光致蜕变来测量偏振的方法都不能觉察到圆偏振。因为圆偏振是以一个平行于传播方向的赝矢量来标记的, 而使用这些观测技术所测得的动量不可能组成这样的—个赝矢量。) 对于向其他方向传播的 γ 射线来说, 宇称的不守恒将会产生椭圆偏振。这种效应就更难测量。

介子和超子蜕变中的宇称守恒问题

假使像 β 蜕变相互作用或介子和超子的蜕变相互作用这一类的弱相互作用并不宇称守恒, 那末宇称的混合就将会通过二次过程在所有的相互作用中出现。为了说明这个效应, 我们可以举 Λ^0 蜕变为例:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

在这个蜕变中, 宇称不守恒的假设意味着 Λ^0 事实上同时在宇称相反的各态中存在。因此它具有一个电偶极矩, 其大小是

$$\text{偶极矩} \sim eG^2 \times (\Lambda^0 \text{ 的尺度}) \quad (3)$$

G 是 Λ^0 蜕变相互作用的耦合强度。($G^2 \leq 10^{-12}$) 所以 Λ^0 的电偶极矩是 $\leq e \times (10^{-25} \text{ cm})$ 。

显然质子也可能有一个差不多大小的电偶极矩。前面曾指出, 这样一个小电偶极矩的存在是完全不与目前的实验资料相矛盾的。说明这一点的另一个办法就是把式(3)和式(1)相比, 得到

$$F \sim G^2.$$

由于包括 β 相互作用在内的弱相互作用都有一个特

征, 就是耦合强度 $G^2 < 10^{-12}$, 所以由于弱相互作用的宇称不守恒而产生的宇称混合的特征将是 $F^2 < 10^{-24}$ 。正如我們前面所討論的, 这已超出了我們目前实验知識的范围。

如果弱相互作用可以破坏宇称守恒, 那末宇称就将只能在强相互作用和电磁相互作用中获得定义和测定, 正像奇异值 (strangeness) 一样。此外还有一件重要的事应该注意, 就是一切系统的宇称值都伴随着奇异值的守恒而包含一个未定的因数, 正如宇称值伴随着其他每个守恒定律而包含未定因数一样。一切奇异粒子的宇称都只能确定到因数 $(-1)^S$ 为止, S 是奇异值。所以 Λ^0 的宇称值 (相对于核子) 只是一个定义問題。一旦下了定义, 那末其他奇异粒子的宇称就都可以通过强相互作用而测出。

可能的判断介子及超子蜕变中宇称是否守恒的实验

要想灵敏而可靠地检查弱相互作用中宇称是否守恒就必须对弱相互作用在左手系统和右手系统中是否有区别这一点作出判断。要进行这种判断, 就不能不使宇称相反的态之間發生相互干扰。仅仅去观察来源于一种“粒子”的两种宇称相反的蜕变产物是不能为宇称不守恒提供确鑿証据的。目前的 $\theta-\tau$ 难题恰好就处于这种情况。

前面說过, 只有在所观测的物理量可以形成如 $\mathbf{p}_1 \cdot (\mathbf{p}_2 \times \mathbf{p}_3)$ 之类的赝标量时, 这种干扰项才能出現。若是对 Λ^0 的蜕变和它的产生过程同时进行观测, 那末的确能够提供这样一个可能的赝标量, 因而也提供一个可能用来检查 Λ^0 蜕变相互作用中宇称是否守恒的实验。現在我們来看这样一个实验:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0, \quad \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (4)$$

設 $\mathbf{p}_{in}$ 、 $\mathbf{p}_\Lambda$ 和 $\mathbf{p}_{out}$ 分别是入射 π 介子、 Λ^0 和蜕变介子在实验室系统中的动量。定义参数 R 为 $\mathbf{p}_{out}$ 在 $\mathbf{p}_{in} \times \mathbf{p}_\Lambda$ 方向的投影。 R 值的范围大致是由 -100 Mev/c 到 100 Mev/c 。如果把右手系统矢积規則 (我們所用的) 改換成左手系統的規則, 那末 R 的正負号就也要随着改变。因此, 我們只須要检查 R 取正值与 R 取負值的几率是不是一样, 就可以在实验上判断出来 Λ^0 的弱蜕变相互作用中宇称是否守恒。

为了使参数 R 的意义更清楚一些, 可以把 $\mathbf{p}_{out}$ ($\rightarrow \mathbf{p}'$) 轉換到 Λ^0 的質量中心系統中去。新的矢量 $\mathbf{p}'$ 的大小 $\approx 100 \text{ Mev/c}$ 是一个常数。于是矢量 $\mathbf{p}'$ 的頻率分布可以繪在一个球面上。取球面的 z 軸在 $\mathbf{p}_{in} \times \mathbf{p}_\Lambda$ 方向, 則可証明下面的两个对称关系:

(a) 球繞 z 軸旋轉 180° 后, 球面上的頻率分布保持不变。这个对称关系是产生 Λ^0 的强烈反应中宇称保持不变的結果。它与弱相互作用的本性無关。

(b) 如果在 Λ^0 的蜕变相互作用中宇称守恒, 那末以 Λ^0 的产生平面为反射面的反射轉換并不改变球面的頻率分布。

要想証明 (a), 只需要考虑一下这一事实, 就是如果取 $\mathbf{p}_{in}$ 、 $\mathbf{p}_\Lambda$ 組成的产生平面为反射面进行一个反射轉換, 那么产生 Λ^0 的过程在这个轉換下是保持不变的。这个反射轉換其实是把坐标反演后再繞 z 軸 (垂直于产生平面) 旋轉 180° 的結果。所以繞 z 軸旋轉 180° 后, Λ^0 的極化状态不变, 从而得到所說的对称关系。*

对称关系 (b) 可以直接由弱相互作用和强相互作用同样服从宇称守恒的假設得到。* 如果以产生平面为反射面进行一个反射轉換, 那末整个过程必須保持不变。

R 的頻率分布正好是球面上的頻率分布在 Z 軸上的投影。所以 $+R$ 与 $-R$ 之間的不对称意味着 Λ^0 蜕变不服从宇称守恒定律。然而若是 Λ^0 的自旋还没有極化, 那末即使 Λ^0 蜕变中的宇称不守恒, 这种不对称現象也是不会出現的。* 为了得到極化的 Λ^0 粒子流, 实验中最好是采用适当的向前傾的产生 Λ^0 的角度和适当的入射能量。

上面的討論也可以适用于其他的奇异粒子, 如果 1. 这粒子有一个不等于零的自旋; 2. 它在蜕变后至少产生两个粒子, 其中的一个粒子的自旋不等于零, 或它在蜕变后产生三个或更多个粒子。因此上面的考虑也可以应用于 $\Sigma^\pm$ 的蜕变, 說不定还可以应用于 $K_{\mu 2}^\pm$, $K_{\mu 3}^\pm$ 和 $K_{\pi 3}^\pm (\equiv \tau^\pm)$ 。

在如下进行的

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu \quad (5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \nu \quad (6)$$

由靜止 π 介子开始的蜕变过程中, 我們还可以測量 μ 介子动量和 μ 介子重心系統里的电子动量之間交角 θ 的分布几率。如果在 (5) 和 (6) 中宇称都不守

* 只有当 Λ^0 是单一的粒子, 并且在强相互作用下具有确定的宇称时 (参看上一节的討論), 也就是說, 只有当 Λ^0 不像我們所曾設想的 (見参考 [9]) 那样有着两个宇称相反的簡并态 Λ_1^0 和 Λ_2^0 时, 这个关于 (a) 的証明方才是正确的。[应该強調指出, 若是在弱相互作用中宇称真的不守恒, 那末 (目前) 我們也就根本没有必要再去引入两个宇称相反的簡并态, 使事情更复杂化起来。] 而在另一方面, 即使 Λ^0 有两个宇称相反的簡并态 Λ_1^0 和 Λ_2^0 , (b) 的說明仍然是成立的。总之, (a) 的对称关系的不适用意味着質量上的宇称偶 Λ_1^0 和 Λ_2^0 的存在, 其質量差小于它們的質譜綫寬度。(b) 的对称关系的不适用意味着在 Λ 的蜕变中宇称不守恒。参看下頁脚注 * 和作者們將發表的另一篇論文 (Phys. Rev., 104, No.3—譯者)。

* * 如果在蜕变产物的两个宇称之間的相角差是 90° , 那末干扰也可能很湊巧地消去。可是假如在蜕变过程中仍保持時間反向的不变性, 那末这种情况就不会發生。

恒, 那末 θ 和 $\pi - \theta$ 的分布一般是不相同的。为了说明白这一点, 可以首先考虑一下 μ 介子的自旋方向。倘若 (5) 不服从宇称守恒定律, 那末 μ 介子一般是应该极化于它的运动方向的。所以在后面一个蜕变 (6) 中, 关于 θ 的角分布问题已经十分类似于有一定取向的原子核的 β 射线角分布问题, 后一问题我们曾在前面详细地讨论过。(也可以用与以上全然类似的方法来研究 $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ 和 $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ 过程。)

几点意见

如果在超子蜕变中宇称不守恒, 则蜕变产物应该具有混合的宇称。然而在某些特殊场合下*, 这并不影响 Adair^[10] 和 Treiman^[11] 的关于超子自旋与其蜕变产物的角分布之间关系的论点。

有人会问, 物理学上的其他守恒定律在弱相互作用中是否也有可能无效。仔细研究了这个问题后, 可以发见在弱相互作用中关于重粒子的数目、电荷、能量、动量的守恒定律全都仍然是有效的。而对于角动量守恒定律和宇称守恒定律就不能肯定地这样说。对于时间反向的不变性也是如此。乍看起来, 似乎 $\pi^\pm$ 寿命的相同和 $\mu^\pm$ 寿命的相同可以作为弱相互作用中电荷共轭不变的证据。可是更仔细地研究了这问题后, 就会发见并不如此。事实上可以证明, 一个荷电粒子通过弱相互作用 (弱相互作用强度的最低次作用) 发生蜕变的寿命与它的电荷共轭粒子的蜕变寿命相等这件事, 是在无反演 Lorentz 变换 (即空间时间都不反演的 Lorentz 变换) 下的不变性的直接结果。因此对于弱相互作用的电荷共轭不变性目前还没有实验上的证据。在这篇文章里讨论的只是宇称不守恒问题。

人们平常在接受宇称守恒定律时, 并不去过问它的可能的通用范围。事实上也并没有先天的理由为什么不能违背这个定律。大家知道, 这个定律的不适用意味着左右之间存在着不对称。上面我们已经说到了, 一些可能用来检验这种不对称的实验, 这些实验能够检查出来目前的一些基本粒子在左手系统和右手系统中是否有不对称的行为。如果真的发现了这种不对称, 那末我们又要问, 是否相应地还存在着另一类表现相反不对称性的基本粒子, 从而在更广的意义上仍保持着总的左右对称。如果是这样, 我们就要指出必定有两种质子 p_R 和 p_L 存在, 一种是右手系统的质子, 一种是左手系统的质子。再者, 目前实验室中的质子必须绝大部分都属于两者之中的一种, 否则就不可能出现上面所推测的不对称现象, 也不可能出现早已被人们观察到的质子的 Fermi-Dirac 统计性质。这就是说, 它们之间的自由振动周期必定大于宇宙的年龄。因此两者都可以看作是稳定的粒子。而且 p_R

的个数和 p_L 的个数必定分别地守恒。然而它们之间的相互作用却不一定是很弱的。例如, p_R 和 p_L 可以和同一个电磁场起作用, 也或许可以和同一个 π 介子场起作用。而且它们可以分别在偶的形成中产生, 从而提供出各种有趣的观测上的可能性。

所以根据上述的推测, 我们预料可以看到的左右不对称性将不是起因于带有根本性的在反演中并不保持不变的性质, 而是因为宇宙中存在着区域性的一种粒子数量上大大超过另一种粒子 (譬如 p_R 超过 p_L) 的现象。这情况和正质子数量大大超过反质子数量的情况相似。这方面的推测极有兴趣, 但已远远超出了本文的范围。

作者感谢 M. Goldhaber, J. R. Oppenheimer, J. Steinberger 和吴剑雄同作者进行了有兴趣的讨论并提出了有价值的意见。作者也感谢 R. Oehme 寄来一封很有趣的信。

附录

如果在 β 蜕变中宇称不守恒, 那末最具普遍性的哈密顿式可写成

$$\begin{aligned} \text{Hint} = & (\psi_p^\dagger \gamma_4 \psi_n) (C_S \psi_e^\dagger \gamma_4 \psi_\nu + C'_S \psi_e^\dagger \gamma_4 \gamma_5 \psi_\nu) + \\ & + (\psi_p^\dagger \gamma_4 \gamma_\mu \psi_n) (C_V \psi_e^\dagger \gamma_4 \gamma_\mu \psi_\nu + C'_V \psi_e^\dagger \gamma_4 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\nu) + \\ & + 1/2 (\psi_p^\dagger \gamma_4 \sigma_{\lambda\mu} \psi_n) (C_T \psi_e^\dagger \gamma_4 \sigma_{\lambda\mu} \psi_\nu + C'_T \psi_e^\dagger \gamma_4 \sigma_{\lambda\mu} \gamma_5 \psi_\nu) + \\ & + (\psi_p^\dagger \gamma_4 \gamma_\mu \gamma_5 \psi_n) (-C_A \psi_e^\dagger \gamma_4 \gamma_\mu \psi_\nu - C'_A \psi_e^\dagger \gamma_4 \gamma_\mu \psi_\nu) + \\ & + (\psi_p^\dagger \gamma_4 \gamma_5 \psi_n) (C_P \psi_e^\dagger \gamma_4 \gamma_5 \psi_\nu + C'_P \psi_e^\dagger \gamma_4 \psi_\nu), \quad (\text{A.1}) \end{aligned}$$

其中 $\sigma_{\lambda\mu} = -1/2 i (\gamma_\lambda \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma_\lambda)$, $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$ 。如果在 β 蜕变中保持时间反向不变性, 那末 10 个常数 C 和 C' 将都会是实数。然而下面我们将不作这种假设。

采用这个相互作用后, 可以和平常完全一样地进行计算。例如, 可以得到容许跃迁过程中电子的能量和角度分布如下:

$$\begin{aligned} N(W, \theta) dW \sin \theta d\theta = & \frac{\xi}{4\pi^3} F(Z, W) p W (W_0 - W)^2 \times \\ & \times (1 + \frac{ap}{W} \cos \theta + \frac{b}{W}) dW \sin \theta d\theta \quad (\text{A.2}) \end{aligned}$$

其中

$$\xi = (|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_S|^2 + |C'_V|^2) |M_F|^2 + (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_T|^2 + |C'_A|^2) |M_{G.T.}|^2, \quad (\text{A.3})$$

$$a\xi = 1/2 (|C_T| - |C_A|^2 + |C'_T|^2 - |C'_A|^2) |M_{G.T.}|^2 - (|C_S|^2 - |C_V|^2 + |C'_S|^2 - |C'_V|^2) |M_F|^2, \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} b\xi = & \gamma [(C_S^* C_V + C_S C_V^*) + (C'_S^* C'_V + C'_S C'_V^*)] |M_F|^2 + \\ & + \gamma [(C_T^* C_A + C_A^* C_T) + (C'_T^* C'_A + C'_T C'_A^*)] |M_{G.T.}|^2 \quad (\text{A.5}) \end{aligned}$$

* 宇称相反的 Λ_1^0 和 Λ_2^0 的存在, 可能影响这种关系。这情况类似于前页脚注 * 中所讨论的对称关系 (a) 失效的情况。见作者们的另一篇将发表的文章 (Phys. Rev., 104, No.3 - 译者)。

上式中所有未加說明的符号都是标准符号(例如見参考[12])。

上式中并不包含相互作用里面宇称守恒部分和宇称不守恒部分之間的任何干扰項。事实上这个公式可以直接由普通公式中的 $|C_S|^2$ 换成 $|C_S|^2 + |C'_S|^2$, $C_S C_V^*$ 换成 $C_S C_V^* + C'_S C'_V^*$ ……而得到。前文曾說过, 除非遇到所测量的物理量可以組成赝标量的場合, 这个規則一般都成立。

如果可以組成一个赝标量, 例如在有一定取向的原子核發生 β 蜕变的場合, 那末干扰項就会像在公式(2)中那样出現。对应于一个平常的容許躍迁 $J \rightarrow J-1$ (宇称不变), α 的值是

$$\alpha = \beta \langle J_z \rangle / J,$$

$$\beta = R_e [C_T C_T^* - C_A C_A^* + i \frac{Z e^2}{\hbar c p} (C_A C_T^* + C'_A C_T^*)] \times |M_{G.T.}|^2 \frac{v_e}{c} \frac{2}{\xi + (\xi b/W)}, \quad (A.6)$$

其中 $M_{G.T.}$, ξ , b 的定义見(A.3)–(A.5), v_e 是电子的速度, $\langle J_z \rangle$ 是初态原子核的自旋分量的平均值。

对应于容許躍迁 $J \rightarrow J+1$ (宇称不变), α 是

$$\alpha = -\beta \langle J_z \rangle / (J+1). \quad (A.7)$$

在上面的計算中已包括了庫倫場的效应。

[吳之譯自美国物理学評論 (Physical Review, 104, 254, 1956)]

参考文献

- [1] Whitehead, Stork, Perkins, Peterson, Birge, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 1, 184 (1956); Barkas, Heckman, Smith, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 1, 184 (1956).
- [2] Harris, Orear, Taylor, Phys. Rev., 100, 932 (1955); V. Fltch, K. Motley, Phys. Rev., 101, 496 (1956); Alvarez, Crawford, Good, Stevenson, Phys. Rev., 101, 503 (1956).
- [3] R. Dalitz, Phil. Mag., 44, 1068 (1953); E. Fabri, Nuovo cimento 11, 479 (1954); Orear, Harris, Taylor, Phys. Rev., 102, 1676 (1956).
- [4] Report of the Sixth Annual Rochester Conference on High Energy Physics (Interscience Publishers, Inc., New York).
- [5] Chamberlain, Segrè, Tripp, Ypsilantis, Phys. Rev., 93, 1430 (1954).
- [6] E. M. Purcell, N. F. Ramsey, Phys. Rev., 78, 807 (1950).
- [7] N. F. Ramsey, Molecular Beams (Oxford University Press, London, 1956).
- [8] C. N. Yang (楊振宁), J. Tiomno, Phys. Rev., 79, 495 (1950).
- [9] T. D. Lee (李政道), C. N. Yang (楊振宁), Phys. Rev., 102, 290 (1956).
- [10] R. K. Adair, Phys. Rev., 100, 1540 (1955).
- [11] S. B. Treiman, Phys. Rev., 101, 1216 (1956).
- [12] M. E. Rose, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (Interscience Publishers, Inc., New York, 1955), 271-291 頁.

細胞質遺傳

赵保国

(武汉大学)

建立細胞質遺傳事实的方法

自从1909年 Correns 和 Baur 对叶綠体遺傳的研究以来, 在很長的时间中, 染色体遺傳与細胞質遺傳的研究之間是没有联系的, 并且細胞質遺傳的研究显然处于不重要的地位。这主要是由于遺傳学家們对細胞質决定遺傳性的普遍性, 以及細胞質与核在决定遺傳性中相互依賴的关系, 缺乏正确的認識。后来的研究証明, 細胞質具有自主的遺傳性質; 除高等植物以外, 在許多种类的生物中都發現了細胞質遺傳現象, 并且在許多研究得深入的实例中, 显示出在决定遺傳性中細胞質与核的相互依賴的关系。細胞質不但可以影响生物遺傳性的表現, 并且可以改良核的遺傳性。因为有了这些重要的發現, 所以細胞質遺傳的研究受到广泛的重視。茲將作者認為重要的有关細胞質决定遺傳性的事实作簡單的介紹, 以說明細胞質在决定遺傳性中的作用。

在有性繁殖的生物中, 雌雄配子結合产生合子。用同样的材料, 正交与反交所得合子的核的遺傳組成是相同的, 但細胞質可能不同。由正交与反交所得后代的遺傳性相同时, 这个遺傳性被認為是由染色体决定的。如果正交与反交所得到的后代的遺傳不相同, 这遺傳性上的差异被認為是由于合子細胞質的不同产生的。这現象名为細胞質遺傳。以相同的核与不同的細胞質的組合产生不同的遺傳性是察知細胞質影响遺傳性的方法。但是應該指明, 正交与反交所产生的后代的遺傳性相同时, 不足以証明細胞質不参加遺傳性的决定。这种結果可能是由于相同的核与相同的細胞質的組合产生的, 也可能是由于相同的核与反应规范 (reaction norm) 有重叠現象的不同細胞質的組合产生的。相反的, 有許多实例指出生物的遺傳性决定于