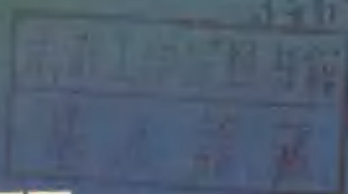


346731



弱相互作用—— β 衰变的新近研究

A. И. 阿里罕诺夫



科学出版社



— 平 本 的 平 —

弱相互作用——
 β 衰变的新近研究

A. И. 阿里罕諾夫 著

許 國 殷 譯

科 學 出 版 社

1963

А. И. АЛИХАНОВ
СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НОВЕЙШИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ β -РАСПАДА

Физматгиз, 1960, Москва

內 容 簡 介

β 衰变(原子核发射电子或阳电子)的问题是原子核物理学中最有意义的問題之一。在1956—1958年間,李政道、楊振宁和吳健雄等人在这个領域中作出了巨大的貢獻——他們先后提出并証实了在 β 衰变中宇称不守恒,这个发现引起了巨大的轰动,并促使許多科学家对这方面的問題进行大量研究。

本书就是1957—1959年在 β 衰变領域中所进行的实验研究的一个总结,书中叙述了世界各主要科学家为确定 β 衰变的特性而設置的实验及由之得出的結果。

本书可供有关的物理工作者及大学师生参閱。

弱相互作用
 β 衰变的新近研究

А. И. 阿里罕諾夫 著

許 國 殷 譯

*

科學出版社出版 (北京朝陽門大街117号)

北京市書刊出版業營業登記證出字第061号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1963年10月第一版

1963年10月第一次印刷

(京) 0001—2,550

书号: 2864 字數: 97,000

开本: 850×1168 1/32

印張: 3 13/16

定价: 0.65 元

序

本书叙述近两年来研究 β 衰变所得到的一些最新成果，这些研究是与在弱相互作用中宇称不守恒的发现有关的。

书中比较详细地阐明了这样一些 β 衰变问题，这些问题特别引起了作者的注意，并且为苏联科学院理论与实验物理研究所的理论和实验物理学家们所详细地探讨过。

作者深深感谢柳比莫夫、鲁吉克、奥昆、切尔-马尔季罗西扬、约飞和贝雷斯切茨基，如果不是和他们讨论过这里所叙述的一些 β 衰变问题的话，这本书是无法写成的。

A. H. 阿里罕诺夫

目 录

序.....	v
引言.....	1
在定向核 β 衰变时电子发射的不对称性.....	12
β 电子的纵向极化.....	27
时间宇称.....	51
β 相互作用形式的实验测定.....	73
β 相互作用常数的大小.....	104
质子对反中微子的俘获, 双重 β 衰变.....	107
参考文献.....	112
人名对照表.....	115

引 言

在近代物理学中有三种类型的相互作用：

1) 强相互作用,表现在核子、反核子、超子和介子之間, 强相互作用导致核力的产生,导致当高能粒子碰撞时 π 介子、 K 介子和超子的形成、散射和吸收.

2) 电磁相互作用,表现在荷电粒子之間通过电磁波——光子——的相互作用.

3) 弱相互作用,表现在 β 衰变、 μ 介子的衰变、 μ 介子的核俘获、 π 介子和 K 介子以及超子的衰变.

强相互作用发生在很短的时间內, 这个时间的数量級是由 π 介子的波长 $\frac{h}{m_{\pi}c}$ 与碰撞粒子的速度(与 c 同数量級)之比决定,亦即时间为

$$\frac{h}{m_{\pi}c^2} \sim 10^{-23} \text{ 秒}.$$

电磁相互作用較之强相互作用要弱二至三个数量級, 它发生在 $\sim 10^{-20}$ 秒的时间內. 最后, 弱相互作用較之强相互作用要弱 10^{13} 个数量級, 弱相互作用过程的持續時間約 10^{-10} 秒.

下面的緩慢过程属于弱相互作用:

- 1) β 衰变 $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$,
- 2) μ 衰变 $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$,
- 3) π 衰变 $\pi \rightarrow \mu + \nu$ 等等,
- 4) K 衰变 $K \rightarrow \mu + \nu$ 等等,
- 5) 超子的衰变 $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ 等等,
- 6) μ 俘获 $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$.

弱相互作用过程的持續時間在很大程度上依赖于衰变的能

量,当这个能量减小时,时间会增加很多倍。例如,当衰变能量约为 10^6 电子伏时,中子的寿命约为 1000 秒,可是当衰变能量为 10^8 电子伏时,超子的寿命则为 10^{-10} 秒左右。

但是,即使是最短的衰变时间($\sim 10^{-10}$ 秒),与发生强相互作用过程的时间比较起来也是很长的。由弱相互作用所引起的过程除了它的缓慢性之外,尚有两个重要的性质。在大多数弱相互作用过程中,参与过程的粒子是电子、中微子和 μ 介子,并且要是在过程中产生或者吸收一个电子或者 μ 介子,那末必定放出一个中微子。这些粒子总称为轻子和反轻子: e^- , μ^- 和 ν 称为轻子,而 e^+ , μ^+ 和 $\bar{\nu}$ 称为反轻子。

如果类似于平常的电荷的概念,引入轻子荷 l 的概念,对于头三种粒子,轻子荷等于 +1,而对于后三种粒子,轻子荷等于 -1,又规定对于所有其余的粒子(核子, π 介子,超子) $l = 0$,那末就可以象建立电荷守恒定律那样,建立轻子荷的守恒定律,并且利用它可以指出那些由弱相互作用所引起的有轻子参与的可能过程,其中在实验上观察到的有:

$$\left. \begin{array}{l} n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \\ \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \\ \mu^- + p \rightarrow n + \nu \\ K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \text{ 等等} \end{array} \right\} (1a) \quad \left. \begin{array}{l} p \rightarrow n + e^+ + \nu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} \\ \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} \\ K^- \rightarrow \mu^- + \nu \text{ 等等} \end{array} \right\} (16)$$

在这些反应上还应该加上超子的 β 衰变,它暂时只在一个个别稀有的情形中才观察得到。将反应 $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ 写成下面的样子:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu,$$

这就是熟知的核俘获电子的现象。具体地说,轻子荷守恒定律禁止象没有中微子的双重 β 衰变这样的过程,禁止任何只放出一个 μ 介子或一个电子而没有伴随着放出第二个轻子的 π 介子和 K 介子的衰变。

一切弱相互作用过程所共有的一个新的、非常重要的特点就

是宇称守恒定律的破坏，如象最近两年来所证明了的，在弱相互作用中宇称不守恒，并且宇称的不守恒发生在所有各种形式的弱相互作用过程中，不管是轻子的弱相互作用过程还是非轻子的弱相互作用过程。本书的大部分内容就是专门谈与宇称的不守恒有关的那些问题，但我们只谈这样一些 β 衰变过程，对于这些过程已经成功地进行了大量的而且是最准确的实验，并且在其中现象的整个图景在某种程度上已经是接近于完善的。

宇称的概念，是与空间的左右对称的概念相联系着的。

在空间作镜反射的情况下，就是说，这时候左边的空间代替了右边的空间，右边的空间代替了左边的空间，粒子将转换为它自己，因为粒子和它自己的镜像是没有分别的。

因为在量子力学中，相互间没有什么区别的两个粒子或系统的波函数仅相差一个因子，这个因子的模数等于1，所以当反射时

$$\psi = \xi\psi, \quad |\xi| = 1.$$

当重复作镜反射时我们又回到了开始的状态，于是

$$\psi = |\xi|^2\psi.$$

因此， $\xi^2 = 1$ 而 $\xi = \pm 1$ 。数 ξ 就是宇称。

所有这些只有在假定粒子和自己的镜像没有分别的条件下才是对的。否则，我们所作出的结论就不正确了，宇称的概念也失去了意义。关于宇称在弱相互作用中不守恒的假设，是李政道和杨振宁^[1]为了解释有关 K 介子衰变的实验数据而第一次提出的。李政道和杨振宁也指出，在 β 衰变中，在 μ 衰变以及其他等等弱相互作用中，同样也会导致宇称的不守恒的结论；并且提出了一系列的实验，这些实验已经被完成了，并且证实了他们的预言。

在量子力学中已证明了一条定理，按照这条定理，三种可能的反演（空间的反演 P ，时间的反演 T 和电荷的反演 C ）的乘积，对于任何相互作用来说都是不变的（ PCT 定理）。

约飞、奥昆和鲁吉克^[2]注意到，要是空间宇称被破坏了，那末在实验上可以确定电荷宇称是不是守恒的。也就是说，他们指出，当空间宇称破坏了而同时又有电荷宇称守恒时，在极化核 β 衰变

的时候将不会观察到电子发射的不对称性。既然吳健雄的实验(参看后面)已经指出,实际上在极化核 Co^{60} 衰变时观察到电子发射有很大的不对称性,因此问题就被单值地解决了:空间宇称不守恒,电荷宇称也不守恒。为了使空间宇称守恒定律的破坏不致说成是由空间本身的不对称性质而引起的(这是不合情理的),朗道^[2]提出了一个假说,这个假说把粒子内在的左右不对称性与粒子本身和反粒子联系起来,就是说:粒子的镜反射是反粒子,而不是粒子本身,就象右手螺旋的镜反射是左手螺旋一样。因此,朗道建议用联合宇称守恒定律来代替宇称守恒定律。

在旧的理論中有空间宇称和电荷宇称分别守恒的定律,而在新的理論中則只有它們的乘积才是守恒的。

由 PCT 定理可知,联合宇称的守恒意味着时间宇称的守恒,因此,所有为了确定时间宇称守恒定律而提出的实验也都是检验联合宇称守恒定律的实验。

以后将会看见,实验证实了朗道的假说。

在总结所有弱相互作用过程中的一个重大的进展是格耳曼和芬曼以及馬尔夏克和苏达山^[3]的普适弱相互作用理論。这个普适的弱相互作用理論从下列五种可能的相互作用中选择了组合 $V-A$: 标量相互作用 S 和矢量相互作用 V (費米相互作用), 张量相互作用 T , 轴矢量相互作用 A 和赝标量相互作用 P (伽莫夫-武勒相互作用)。其所以选择组合 $V-A$, 是因为这个组合不仅能够作出在 β 衰变领域内与实验相符合的预言, 而且还能够预言具有同样的相互作用常数值 μ 介子的衰变时间。

誠然, 在历史上曾經有过这样的情况, 即在这个理論产生的时候在 β 衰变领域内有部分实验数据是同这个理論相矛盾的。此外, 这个理論所作的关于存在着 π 介子衰变为电子和中微子的预言也与实验不符合。但是, 这些困难终于被克服了(这些困难之一将在这本书中詳細研究), 现在有相当的根据认为, 所有弱相互作用过程在理論上都是由普适的 $V-A$ 相互作用所描述的。

自然, 在发现宇称不守恒之后, 应重新来审查 β 衰变的理論,

并且引进必要的改变。在以前的理論中,对每一种形式的相互作用來說, β 衰变的哈密頓量都具有分属于重粒子和輕粒子的两个因子的乘积的形式,并且是一个标量:

$$H = C(p, n)(e, v), \quad (2a)$$

其中 C 是相互作用常数, (p, n) 是由核子的波函数所組成的一个量, (e, v) 是由电子和中微子的波函数所組成的一个量。在新的理論中,輻射的宇称是不确定的,当空間作鏡反射时 β 衰变的几率会改变,对于 H 的表达式应当附加上一个赝标量項:

$$H = (p, n)\{C(e, v) + C'(e, v)'\}. \quad (2b)$$

一般說来,宇称不守恒的程度可以是不相同的。不守恒的程度究竟如何,只能由实验来判明。

在公式(2b)中这个情况是用引入常数 C' 来加以考虑的,并且比值 C'/C 的变化范围是从 0 到 ± 1 ,其值看宇称不守恒的程度而定。在薩拉姆、朗道、李政道和楊振宁^[4]所提出的二分量中微子理論中假定, $\frac{C'}{C} = +1$ 或 -1 是决定于中微子(反中微子)的定义,就是說,中微子是沿着动量方向完全极化的,而反中微子則刚好相反。

这样一来,要是以前 β 衰变一般是由五个相互作用常数来描写(亦即由标量型,矢量型,张量型,軸矢量型和赝标量型的相互作用常数来描写)的話,那末現在这些常数的数目将要加倍,因为对于每一方案都出現了一个与宇称不守恒相应的常数。又因为原則上每个常数都可以是复数(假如時間宇称也不守恒),所以常数的总数便增加到 20^{13} 。

在談及有关具体物理現象的結論时,我們將遵循着由貝雷斯切茨基、約飞、魯吉克和切尔-馬尔季罗西揚^[5]所得出的普遍形式的公式²⁾。

在容許跃迁的情况下,沿着軸 n_i 极化的核,如果在它衰变时

1) 以后对赝标量相互作用將只在它可能存在的具体情形下才去研究它。

2) 杰克逊、特利曼、外耳德以及艾伯和費德曼^[6]也得出了类似公式。

有一带有能量 ε 的电子以方向 n_e 飞出和一带有能量 $q = \varepsilon_0 - \varepsilon$ 的中微子以方向 v 飞出, 则核的衰变几率 W 由下式表示:

$$W d\varepsilon = \frac{1}{2\pi^3} F(Z, \varepsilon) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 F d\varepsilon, \quad (3)$$

其中 ε_0 是 β 谱的界限, $F(Z, \varepsilon)$ 是费米函数, 而

$$F = F_0 + \frac{v}{c} \left(F_3 - \frac{1}{3} Q_{j'} F_2 \right) (n_e, v) + \frac{v}{c} F_1(n_e, n_i) + \\ + F_v(n_i, v) + \frac{v}{c} Q_{j'} F_2(n_i, n_e)(n_i, v) - \frac{v}{c} F_4(n_i, [n_e, v]), \quad (4)$$

这里 i 是初始核的自旋, j' 是经 β 衰变后核的自旋, v 是电子的速度,

$$Q_{j'} = A_{j'} \left[\frac{3j^2}{j(j+1)} - 1 \right],$$

$$A_{j'} = \frac{j+1}{2j-1} \begin{cases} 1, & \text{当 } j' = j-1, \\ \frac{-(2j-1)}{j+1}, & \text{当 } j' = j, \\ \frac{j(2j-1)}{(j+1)(2j+3)}, & \text{当 } j' = j+1. \end{cases}$$

量 F_A 依赖于相互作用常数和核的矩阵元 M . 把 F 按照在实验中没有被测量的那些量求平均, 我们对所有的实验 (除了测定电子极化的实验和产物原子核的自旋矢量起作用的实验) 将会得到一些特殊的表式, 我们分别来研究这些特殊的式子.

1. 电子的能谱 $N(\varepsilon)$ 由公式(4)的第一项 F_0 确定:

$$N(\varepsilon) = \frac{F(Z, \varepsilon)}{2\pi^3} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 F_0,$$

其中在一般情况下

$$F_0 = (|C_S|^2 + |C'_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_V|^2) |M_F|^2 + \\ + (|C_T|^2 + |C'_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_A|^2) |M_{GT}|^2 + \\ + \frac{2\gamma_1}{\varepsilon} \operatorname{Re}\{ (C_S C_V^* + C'_S C_V'^*) |M_F|^2 + (C_T C_A^* + \\ + C'_T C_A'^*) |M_{GT}|^2 \}. \quad (5)$$

这里

$$\gamma_1 = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}, \quad \alpha = \frac{1}{137}.$$

2. 第二项是微分的电子-中微子角关联($n_e v$), 并且 F_2 决定了核的极化对这个关联的影响. 对于非极化核的情形($F_2=0$), ($n_e v$) 前面的系数等于 $\frac{v}{c} F_3$, 且

$$\begin{aligned} F_3 = & (-|C_S|^2 - |C'_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_V|^2)|M_F|^2 + \\ & + \frac{1}{3}(|C_T|^2 + |C'_T|^2 - |C_A|^2 - |C'_A|^2)|M_{GT}|^2 + \\ & + \frac{2Z}{137p} \operatorname{Im}\{-(C_S C'_V + C'_S C_V^*)|M_F|^2 + \\ & + \frac{1}{3}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)|M_{GT}|^2\}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 p 是电子的动量. 将 W 按电子的能量积分, 我们就得到有名的电子-中微子角关联的式子:

$$W_{ev} = 1 + \frac{v}{c} \frac{F_3}{F_0} (n_e v). \quad (7)$$

3. 第三项含有乘积 ($n_e n_i$), 它描写定向核衰变时电子的角分布. 按中微子的所有飞出方向(矢量 v)对电子的整个能谱求平均, 我们就得出著名的吴健雄效应的公式:

$$W_{ie} = 1 + \frac{v}{c} \frac{F_3}{F_0} (n_e n_i), \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} F_1 = & 2\operatorname{Re}\left\{(C_S C'_T^* + C'_S C_T^* - C_V C'_A^* - C'_V C_A^*) \times \right. \\ & \times \sqrt{\frac{j}{j+1}} \delta_{j'j''} M_F M_{GT}^* + (C_T C'_T^* - C_A C'_A^*) \lambda_{j'j''} |M_{GT}|^2 \Big\} + \\ & + \frac{2Z}{137p} \operatorname{Im}\left\{(C_S C_A^* + C'_S C_A'^* - C_V C_T^* - C'_V C_T'^*) \times \right. \\ & \times \sqrt{\frac{j}{j+1}} \delta_{j'j''} M_F M_{GT}^* + (C_T C'_A^* - C'_T C_A^*) \lambda_{j'j''} |M_{GT}|^2 \Big\}. \end{aligned} \quad (9)$$

在这个公式中,大括号里的第一项是干涉项,它只在 $j = j'$ 时才存在,此时 $\delta_{jj'} = 1$,

$$\lambda_{jj'} = \frac{[j(j+1) - j'(j'+1) + 2]}{2(j+1)}.$$

4. 第四项是与类似的中微子的效应相应的,即与定向核衰变时中微子的角分布 (n, ν) 相对应. 将 W 按电子的所有飞出方向和整个能谱求平均,我们就得出类似于第三项的

$$W_{\nu} = 1 + \frac{F_{\nu}}{F_0}(n, \nu), \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} F_{\nu} = & -2\text{Re}\left\{(C_S C_T'^* + C_S' C_T^* + C_V C_A'^* + C_V' C_A^*) \times \right. \\ & \times \sqrt{\frac{j}{j+1}} \delta_{jj'} M_F M_{GT}^* - (C_T C_T'^* + C_A C_A'^*) \lambda_{jj'} |M_{GT}|^2 \Big\} - \\ & - \frac{2\sqrt{1 - \left(\frac{Z}{137}\right)^2}}{\epsilon} \text{Re}\left\{(C_T^* C_V' + C_V C_T'^* + C_S C_A'^* + C_S' C_A^*) \times \right. \\ & \times \sqrt{\frac{j}{j+1}} \delta_{jj'} M_F M_{GT}^* - (C_T C_A'^* + C_T' C_A^*) \lambda_{jj'} |M_{GT}|^2 \Big\}. \quad (11) \end{aligned}$$

5. 第五项是描写电子和中微子的飞出方向和核的极化之间的关系.

6. 最后一项 $n_i[n, \nu]$ 对应于这样一个实验,在其中观察到三个不共面的矢量:核的极化矢量,电子的速度矢量和反冲核的速度矢量. 在通过矢量 n_i 和 n_e 的平面的两边反冲核的数目之比等于

$$A = \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{\nu}{c} \frac{F_4}{F_0}}{1 + \frac{1}{2} \frac{\nu}{c} \frac{F_4}{F_0}}, \quad (12)$$

其中

$$F_4 = 2\text{Im}\left\{(C_V C_A^* + C_V' C_A'^* - C_S C_T^* - C_S' C_T'^*) \times \right.$$

$$\times \sqrt{\frac{i}{j+1}} \delta_{H'} M_F M_{GI}^* \Big\} + \frac{2Z}{137p} \operatorname{Re} \Big\{ (C_S C_A^* + \\ + C'_S C_A'^* - C_V C_T^* - C'_V C_T'^*) \sqrt{\frac{i}{j+1}} \delta_{H'} M_F M_{GT}^* \Big\}. \quad (13)$$

在時間宇称不守恒时常数 C_i 将为复数，又因为核的矩陣元是实数，所以 $F_4 \approx 0$ ，因此 $A \approx 1$ 。

現在我們来討論描述 β 电子的极化現象的公式，这个現象是由朗道^[4]以及随后由一系列其他作者所預言过的。二分量中微子理論使我們有可能特別简单地来設想这个現象。

我們来研究一个簡化了的 β 衰变的图景，其中，电子和中微子以同一个方向(或以相反的方向)飞出。二分量的中微子，其自旋永远沿着它的速度方向。我們假定核的自旋变化为 1 (例如 $1 \rightarrow 0$ 跃迁)。那末显然，电子和中微子的自旋之和的方向應該是使得总的自旋等于 1，就是說，电子也是纵向极化的。事实上电子和中微子是相互間成各种不同的角度而飞出的，就象由电子-中微子角关联所应有的那样。电子和中微子关联的程度决定于比值 $\frac{v}{c}$ ，当 $\frac{v}{c}$ 之值很小时关联几乎消失。

因此电子的自旋在 $\frac{v}{c}$ 值很小时只有一部分取其速度的方向，所以就有垂直于电子速度方向的电子自旋分量。

电子的极化矢量 $\langle \sigma \rangle$ 的普遍式可以表示如下：

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\Phi}{F},$$

其中

$$\Phi = \Phi_c n_c + \Phi_v v + \Phi_i n_i + \Phi_{ci} [n_c n_i] + \Phi_{cv} [n_c v] + \\ + \Phi_{vi} [v n_i], \quad (14)$$

对于有实际意义的情况，我們有：

1. 按中微子的所有飞出方向和核自旋取平均的电子纵向极化

$$\langle \sigma_{11} \rangle_e \rightarrow \frac{v}{c} \frac{\Phi_0}{F_0},$$

其中

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & 2\text{Re}\{(C_S C_S'^* - C_V C_V'^*)|M_F|^2 + (C_T C_T'^* - C_A C_A'^*)|M_{GT}|^2\} + \\ & + \frac{Z}{137p} 2\text{Im}\{(C_S C_V'^* + C_S' C_V^*)|M_F|^2 + \\ & + (C_T C_A'^* + C_T' C_A^*)|M_{GT}|^2\}. \end{aligned} \quad (15)$$

2. 极化核衰变时按中微子的所有飞出方向取平均的电子极化

$$\langle \sigma \rangle_{ie} = \langle \sigma_{11} \rangle_{ie} n_e + \langle \sigma_{11}^{(1)} \rangle_{ie} [n_e n_i] + \langle \sigma_{11}^{(2)} \rangle_{ie} [n_e [n_e n_i]], \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{11} \rangle_{ie} = & \frac{\langle \sigma_{11} \rangle_e}{W_{ie}} + (n_e n_i) \times \\ & \times \left[\frac{2\text{Re}\{(C_S C_T^* + C_S' C_T'^* + C_V C_A^* + C_V' C_A'^*) \sqrt{\frac{j}{j+1}} M_F M_{GT}^*\}}{F_0 W_{ie}} + \right. \\ & + \frac{(|C_T|^2 + |C_T'|^2 + |C_A|^2 + |C_A'|^2) |M_{GT}|^2 \lambda_{ii'}}{F_0 W_{ie}} + \\ & + \left. \left(\frac{2\sqrt{1 - \left(\frac{Z}{137}\right)^2}}{8} - 1 \right) \times \right. \\ & \times 2\text{Re}\{(C_S C_A^* + C_S' C_A'^* + C_V C_T^* + C_V' C_T'^*) \times \\ & \times \left. \sqrt{\frac{j}{j+1}} \delta_{ii'} M_F M_{GT}^*\} + (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \lambda_{ii'} |M_{GT}|^2 \right] \frac{1}{F_0 W_{ie}}. \end{aligned} \quad (17)$$

現在，我們有了這些几乎是描述全部的 β 衰變現象的公式¹⁾后，便要提出這樣一個問題：從實驗中應該測定哪些量？為了完全弄清楚 β 衰變過程的原則性問題，應該進行哪些實驗？

首先，當然應該確定實際表征 β 衰變過程的相互作用常數的

1) 在所有引用的公式中，包含在貝雷斯切茨基等人原來著作末尾中的某些接近于1的系數，為了簡單起見都用1來代替了。

数目。

前面已經說过,每一相互作用形式,都有两个常数 C 和 C' 与之相对应,但如果这些常数是复数的話(亦即時間宇称被破坏),則常数的数目要加倍,因而当存在着四种相互作用形式时,就有16个常数与之相对应。然后,显然應該确定在 β 衰变中有多少种相互作用形式是重要的,以及它們到底是哪些形式。

在宇称不守恒現象发现之前,关于 β 衰变中相互作用形式的数目的問題是在这样的基础上被解决的,就是在描写 β 譜的公式中附加的所謂費雅茨項,如实验所指出的等于零:

$$\frac{2}{\varepsilon} \operatorname{Re}\{(C_S C_V)|M_F|^2 + (C_T C_A)|M_{GT}|^2\} = 0, \quad (18a)$$

因为所有容許 β 跃迁的能譜都是同一类型的,并且很好地为公式

$$F(Z, \varepsilon) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)$$

所描写。这就导致一个結論: S 和 V 方案是不能同时实现的, A 和 T 方案也不能同时实现(V 方案的存在排除了 S 方案, A 方案的存在排除了 T 方案,反之亦然)。

然而在宇称不守恒时常数的数目加倍,此时費雅茨項也可以因为其他的原因而等于零。事实上,等式

$$\frac{2}{\varepsilon} \operatorname{Re}\{(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*)|M_F|^2 + (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*)|M_{GT}|^2\} = 0 \quad (18b)$$

是成立的,例如,当

$$C_S = -C_S', \quad C_T = -C_T', \quad C_V = C_V' \quad \text{和} \quad C_A = C_A'.$$

这样一来, β 譜的形状就不能够作为排除四种相互作用形式中任何一种的根据了。

但是,似乎除了关于 β 譜的实验数据外,还有关于电子-中微子关联的数据,即在其中研究了电子与反冲原子間的能量和角度关系的那些实验結果,并且在这些实验中已經确定自然界中只能实现两种相互作用形式:标量形式和张量形式。但可惜的是发现以前的关联实验相互間有明显的矛盾,于是关于相互作用的数目和形式的問題就需要重新加以解决了。

在定向核 β 衰变时电子发射的不对称性

如以上所述，空間宇称和电荷宇称不守恒的 β 衰变理論导致一个新的现象——定向自旋的原子核发射电子的不对称性。这个现象确实很直观而明显地表明了对于现象本身及其鏡象同一性的

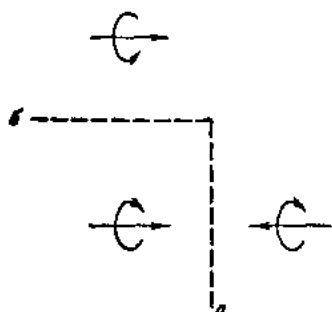


图1. 在定向自旋原子核的情形中的 β 衰变过程及其鏡反射

虛线——鏡子； α ——垂直于动量矢的鏡面； β ——平行于动量矢的鏡面。

要求的违背，亦即是违反宇称守恒定律的。設在鏡子前面放置一个自旋(亦即旋轉軸)的方向指向鏡子的原子核(图1)。在鏡子里面旋轉方向保持不变。假設核在向着鏡子的方向上放出电子。在鏡子里面电子的速度矢量的象将具有相反的方向。这样一来，因为速度是极矢量，而自旋是軸矢量，所以在鏡子里面它們共同的象与实在的物将是不相同的。因此，为了使宇称守恒，就要求定向核 β

衰变时电子是向各方向均匀地放出的。在这种情况下，现象本身及其鏡象将是同一的。

吳健雄和她的同事們^[6]在哥伦比亚大学所作的实验表明，事实上定向核所放出的电子在各方向上并不是均匀的，而是优先在与自旋方向相反的方向上放出，并且不对称性的效应很大。这个实验是在弱相互作用中宇称不守恒的第一个实验証明。

在吳健雄的实验中，主要的实验困难是要使放射性核(Co^{60})的自旋定向。

为了这个目的，利用了磁场中順磁性离子的能級的超精細分裂现象。