

B_2 羣与奇異粒子輕子型衰变*

关 洪

(北京大学物理系)

提 要

在超荷-电荷表象中应用 B_2 羣对称性讨论了基本粒子的輕子型衰变。将重子和介子分别填充在 B_2 羣的 4 维表示时,在 10 维(正则)表示中正好包含所有 $|\Delta S| \leq 1$ 和 $|\Delta Q| \leq 1$ 的重子流或介子流。假定弱相互作用由中间玻色子作媒介,并将它们纳入 B_2 羣的 10 维表示中,计算了包括 $\Delta S = +\Delta Q$ 和 $\Delta S = -\Delta Q$ 两类过程的各种奇異粒子輕子型衰变几率。结果与现有实验材料不矛盾。

一、引 言

1958 年, Feynman 和 Gell-Mann^[1] 企图用普适費米作用去解决衰变問題。但不久即发现,超子的輕子型衰变几率都比他們的預言值小得多。那么,这許多不同的弱耦合常数之間有些什么关系呢? 作为矢量流守恒定律^[1]的推广,近来有一些作者尝试用 SU_3 羣的“八重态模型”去处理这个問題^[2]。可是,大家知道,在 SU_3 羣的 8 维的正则表示中,并不含有已经观察到^[3-5]的 $\Delta S = -\Delta Q$ 的奇異流;或者说,不含有 $|\Delta S| = 1$ 、 $|\Delta I| = 3/2$ 的分量。因而,上述工作^[2]中都未能对 $\Delta S = -\Delta Q$ 的过程作出解释,这不能被認為是一个显著的缺点。

考察过四个秩数为 2 的单纯李羣^[6] SU_3 , C_2 , B_2 和 G_2 之后, Behrends 和 Sirlin^[7] 指出,它們的正则表示都不能同时含有 $|\Delta I| = 1/2$ 和 $|\Delta I| = 3/2$ 的奇異流。另外,如果放弃电流守恒的看法,只是在超荷-同位旋表象中按照这些高級对称羣的不可約表示来組織弱相互作用流;我們也已經知悉^[8],即使运用各种不同維数表示的混合,在这四个羣中总找不到一种能够包括所有需要的流而同时不含有多余($|\Delta S| = 2$)分量的方案。

然而,既然在弱相互作用中超荷和同位旋都不是好量子数,我們不禁要問,为什么一定要在超荷-同位旋表象中对弱作用流分类呢? 本来,基本粒子强相互作用的不变羣可以和由弱相互作用流所构造出来的对称羣不同,这就是所謂“前門”和“后門”的問題^[9]。此外,在 $|\Delta S| = 1$ 、 $|\Delta I| = 3/2$ 的流中尚含 $|\Delta Q| = 2$ 的多余分量,也說明这种分类方法的确是不够理想的。

在本文中我們试图放弃同位旋量子数,改用超荷(Y)-电荷(Q)表象来討論弱相互作用問題。图 1 画出了在 Y-Q 二維平

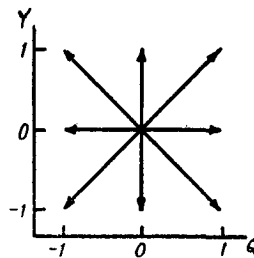


图 1

* 1964 年 4 月 17 日收到。

面上的 B_2 羣的根图。由此看出, B_2 羣的无穷小算子正好可以包括所有 $|Y| \leq 1, |Q| \leq 1$ 的元素。或者说, 从已知的各种 $|\Delta Y| \leq 1, |\Delta Q| \leq 1$ 的弱作用流出发, 可以构成 B_2 羣的李代数, 其中不含有 $|\Delta Y| \geq 2$ 或 $|\Delta Q| \geq 2$ 的元素。于是, 我們便找到了 Y - Q 表象中的 B_2 羣来恰当地描写弱相互作用的对称性, 它的正则表示能够同时贡献 $\Delta S = +\Delta Q$ 和 $\Delta S = -\Delta Q$ 两种流。当然, 由于有“前門”和“后門”的区别, 强相互作用的对称性可以是完全另外一回事。

有理由认为, 弱相互作用可能是由中間玻色子作媒介的^[10]。在发现 $\Delta S = -\Delta Q$ 的过程后, 李政道^[11]又把他們理論中的中間玻色子数目由四个增加到六个。但楊国楨和作者^[12]曾指出, 李政道模型中假定 $\Delta S = 0$ 和 $|\Delta S| = 1$ 两种过程由同一种中間玻色子传递是不妥当的, 为了压低奇异粒子輕子型衰变率对非輕子型衰变率的比值, 看来还必须增加中間玻色子的数目。Takeda^[13]引入了多至十二个中間玻色子, 就解决了这个困难。这些数目众多的中間玻色子是根据什么規律出現的呢? 它們是否也属于某个高級对称羣的不可約表示呢? 在我們的方案中将把中間玻色子納入 B_2 羣的 10 維(正则)表示, 其中六个 $|S| = 1$, 四个 $S = 0$, 分别与奇异流和非奇异流作用。这样一来, 中間玻色子和重子流或介子流的耦合就可以是 B_2 羣下的标量了。于是, 在我們的方案中, 弱相互作用将具有高度对称的形式。

原本的对称性方案在第二节中叙述, 第三节是经过改进后的具体結果和几个疑难問題的討論。

二、 $U_1 \times B_2$ 羣对称性

B_2 羣的一般性質在文献 [6] 中已經談到, 作者在先前的工作^[14]中曾計算出了它的几种低維数不可約表示直接乘积的約化系数。不过和上述討論强相互作用对称性的工作不同, 我們現在要把其中的同位旋第三分量量子数換作电荷, 同时把超荷量子数的間隔改为 1, 这时 B_2 羣的 10 維表示的权图就如图 1 所示。

我們先将八个重子分成两个四維的超多重态 Ψ_1 和 Ψ_2 :

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} n & p \\ Y^0 & \Sigma^+ \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} \Sigma^- & Z^0 \\ \Xi^- & \Xi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

其中

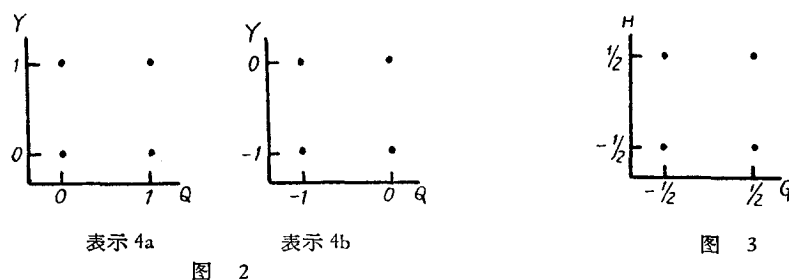
$$Y^0 = (\Lambda + \Sigma^0)/\sqrt{2}, \quad Z^0 = (\Lambda - \Sigma^0)/\sqrt{2}. \quad (2.2)$$

可是, 要想把八个各不相同的重子填入两个量子数完全相同的 4 維表示是办不到的, 应该认为它們分別属于表示 4a 和 4b, 如图 2 所示。因此, 事实上我們使用的不是 B_2 羣, 而是 $U_1 \times B_2$ 羣—— B_2 羣再乘上一个一維規範羣。为了表明这一点, 我們替表示 4a 和 4b 再引入一个可加的量子数 K , 令 4a 和 4b 的 K 值分别是 $+1/2$ 和 $-1/2$; 然后再定义两个新的量子数 H 和 G :

$$H = Y - K, \quad G = Q - K. \quad (2.3)$$

于是, Ψ_1 和 Ψ_2 的 H 和 G 量子数的安排都是一样的了, 如图 3 所示。由此可見, 实际上用

1) 本工作完成后, 作者看到了 d'Espagnat 的文章^[10], 他也提出了将中間玻色子填入 U_3 羣的表示。



来描写 B_2 羣的是量子数 H 和 G , 这时它的 10 維表示的权图仍然是图 1, 只須将其中的 Y 和 Q 量子数相应换为 H 和 G 即可。

这个附加的量子数 K 所起的作用相当于么正对称的坂田模型^[6]中重子数 N 所起的作用。坂田模型所使用的羣是 $U_3 = U_1 \times SU_3$, 附加量子数 N 可以使 SU_3 羣表示的权图沿 Y 軸方向平移; 在我們的情况下, 附加的 K 可以使 B_2 羣表示的权图沿 $Y-Q$ 平面上的对綫方向平移。由于我們增加了一个綫性的好量子数 K , $U_1 \times B_2$ 乃是秩数为 3 的羣, 它是 U_4 羣的一个子羣。对八个重子說来, 这三个量子数 K, H 和 G 的规定和从前 Dallaporta 的工作^[15]中的 ζ_3, ω_3 和 τ_3 一致, 它們和双重态近似等方案^[16]中的三个量子数也都有綫性对应的关系。另外, (2.1) 式中的 Ψ_1 和 Ψ_2 和 Takeda^[13] 的四重态安排也是一样的。但我們所根据的对称羣和上述工作都不相同, 因此本質上是有异的。

再者, 由于介子的弱衰变和重子的弱衰变遵从同样的选择定則, 我們自然假定介子和重子都具有同样的弱相互作用对称性質, 于是我們也把包括 η 介子在內的八个赝标介子分为 Φ_1 和 Φ_2 两个超多重态:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} K^0 & K^+ \\ \sigma^0 & \pi^+ \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \pi^- & \xi^0 \\ K^- & \bar{K}^0 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

其中

$$\sigma^0 = (\eta + \pi^0)/\sqrt{2}, \quad \xi^0 = (\eta - \pi^0)/\sqrt{2}. \quad (2.5)$$

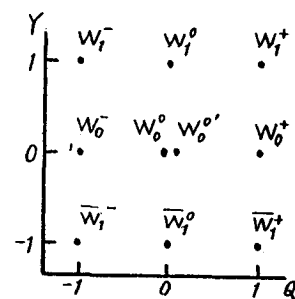
易見: Φ_1, Ψ_1 和 $\bar{\Psi}_2$ 属于表示 4a; Φ_2, Ψ_2 和 $\bar{\Psi}_1$ 属于表示 4b。我們再引进属于 $K=0$ 的 10 維表示的十个中間玻色子, 如图 4 所示(W 的下标表示奇异数 S , 上标表示电荷 Q , $S=-1$ 的 $\bar{W}_1$ 是 W_1 的反粒子); 它們組成三个电荷三重态 $W_1, W_0, \bar{W}_1$, 以及一个电荷单重态 W_0' 。于是, 可以写出在 $U_1 \times B_2$ 羣下不变的中間玻色子与重子流和介子流的耦合为

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{i=1}^{10} \{f_1 \bar{\Psi}_1 O_i \Psi_1 + f_2 \bar{\Psi}_2 O_i \Psi_2 + h \Phi_1 O_i \Phi_2\} W_i, \quad (2.6)$$

其中 O_i 是属于 $K=0$ 的 10 維表示的相互作用算符(略去四維空时部分), i 指标对 10 維表示中每个分量求和。

由于实验上排斥了中性輕子流^[10]和中微子突跃(neutrino flip)假設^[17], 我們假定中間玻色子和輕子流只具有如下的簡單相互作用:

$$\mathcal{H}_1 = g \{ (W_0^+ + W_1^+ + \bar{W}_1^+) j_l + (W_0^- + W_1^- + \bar{W}_1^-) j_l^\dagger \}, \quad (2.7)$$



其中

$$j_l = \bar{\nu}_e e^- + \bar{\nu}_\mu \mu^-, j_l^+ = e^+ \nu_e + \mu^+ \nu_\mu. \quad (2.8)$$

結果,在 $\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I$ 的相互作用下,便能够同时得到 $\Delta S = +\Delta Q$ 和 $\Delta S = -\Delta Q$ 两类奇异粒子輕子型衰变以及所有 $\Delta S = 0$ 的輕子型衰变过程。但不幸由于在(2.6)式中不包括 Ψ_2 到 Ψ_1 的跃迁項(这是 K 量子数不守恒的过程),这种方案禁戒了下面几种应该存在的 $\Delta S = \Delta Q$ 的过程:

$$\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.9)$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.10)$$

$$K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e. \quad (2.11)$$

除了这三种过程以外的一切观察到的輕子型衰变都可以存在。

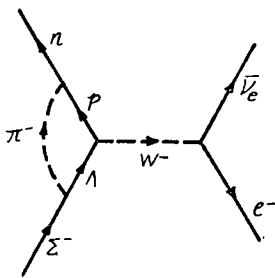


图 5

注意到我們上面所討論的只是原始(裸)的弱相互作用,并且和强相互作用具有完全不同的对称性,因而上列困难可以通过强相互作用的重正化效应得到解决。例如过程(2.9)就可以通过图5实现,这是因为强相互作用显然在 $U_1 \times B_2$ 羣下非不变的緣故。不过,在 SU_3 羣的八重态方案^[2]中,被禁戒的 $\Delta S = -\Delta Q$ 的过程却无论如何也不能由 $\Delta S = +\Delta Q$ 的过程通过强相互作用变来,因为 S 和 Q 量子数都在强相互作用中保持不变。

三、結果和討論

由于目前还缺乏适当的方法准确地估計强相互作用重正化的贡献,我們將不按上一节中的方案进行具体計算,而是认为(2.9)–(2.11)式的几个过程的相互作用虽然破坏了 K 量子数的守恒,但这种对称性的破坏仍然按照 $U_1 \times B_2$ 羣的表示出現。为此,只需要在(2.6)式的 $\mathcal{H}_0$ 之外再加上含有 Ψ_2 到 Ψ_1 跃迁項的 $\mathcal{H}_1$:

$$\mathcal{H}_1 = \lambda \sum_{j=1}^{10} \{f \bar{\Psi}_1 O_j' \Psi_2 + h \Phi_2 O_j' \Phi_1\} W_j + \text{厄米共轭}. \quad (3.1)$$

为了保证正确的选择定則,(3.1)式中的 W_j 仍然取原来的十个中間玻色子。但是 O_j' 不再属于 $K=0$ 的10維表示,而是属于 $K=1$ 的10維表示,它的量子数 Y 和 Q 都取 0, 1, 2 值,如图6所示。这样一来,(3.1)式中 $|\Delta Y| = 2$ 或者 $|\Delta Q| = 2$ 的重子流和介子流由于找不到适当的中間玻色子和它們耦合,实际上沒有贡献。另外,处在图6中心有两种流,其中之一和 W_1^+ 耦合之后,剩下的一种还要求有电荷单重态 $W_1^{+'}$ 和它耦合。 $W_1^{+'}$ 的共轭是单重态 $\bar{W}_1^{+'}$,把这两个对称性破坏所額外要求的粒子加在一起,我們一共需要十二个中間玻色子。(3.1)式中的参数 λ 就表征着 $|\Delta K| = 1$ 的相互作用的大小。

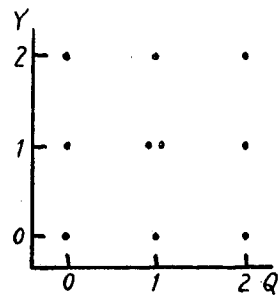


图 6

考虑到应该对八个重子一視同仁,我們假定(2.6)式中的耦合常数 $f_1 = f_2 = f$ 。利用文献[14]中表示乘积 $4 \times 4 \supseteq 10$ 的約化系数,可以把总的弱相互作用哈密頓量具体写出

如下(为了简单起见,只写出了有用的带电分量):

$$\begin{aligned}\mathcal{H}' &= \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 = \\ &= f \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{p}n + \bar{\Sigma}^+ (Y^0 + 2\lambda Z^0) + (\bar{Z}^0 + 2\lambda \bar{Y}^0) \Sigma^- + \bar{\Xi}^0 \Xi^-] W_0^- + \right. \\ &\quad + [\bar{p}(Y^0 + \lambda Z^0) + \lambda \bar{n} \Sigma^- + \lambda \bar{\Sigma}^+ \Xi^0 + (\bar{Z}^0 + \lambda \bar{Y}^0) \Xi^-] W_1^+ + \\ &\quad \left. + \lambda [-\bar{p} Z^0 + \bar{n} \Sigma^- + \bar{\Sigma}^+ \Xi^0 - \bar{Y}^0 \Xi^-] W_1'^+ + [\bar{n} \Sigma^+ + \bar{\Sigma}^- \Xi^0] W_1^- \right\} + \\ &\quad + h \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} [K^0 K^- + (\sigma^0 + 2\lambda \xi^0) \pi^-] W_0^+ + [(\sigma^0 + \lambda \xi^0) K^- + \lambda \pi^- \bar{K}^0] W_1^+ + \right. \\ &\quad \left. + \lambda [-\xi^0 K^- + \pi^- \bar{K}^0] W_1'^+ + \pi^+ \bar{K}^0 W_1^- \right\} + \\ &\quad + g(W_0^+ + W_1^+ + \bar{W}_1^+)(\bar{\nu}_e e^- + \bar{\nu}_\mu \mu^-) + \text{厄米共轭}. \quad (3.2)\end{aligned}$$

在下面的具体计算中,我们将作小动量近似,把中间玻色子的传播子当作常数,这时的有效弱耦合常数为

$$G_i/\sqrt{2} = g^2/M_i^2, \quad (3.3)$$

其中 M_i 是中间玻色子 W_i 的质量。注意到属于不同多重态的中间玻色子的质量可以不一样,假定了 $M(W_1) > M(W_0)$ 后,便能够压低奇异粒子轻子型衰变的几率了^[18]。此外, W_1' 的质量和 W_1 也可以不同,由此产生的耦合常数比值将用 α 表示。

我们既然假定了介子的弱相互作用对称性和重子一样,便可以由 K 介子的三体轻子型衰变实验数据定出参数 λ 和 α ,再用它们去预言超子的轻子型衰变率。由(3.2)式可算出, K^0 的 $\Delta S = -\Delta Q$ 衰变与 $\Delta S = +\Delta Q$ 衰变的振幅比 x 是

$$x \equiv \frac{A(K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})}{A(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu)} = \frac{1}{(1+\alpha)\lambda}, \quad (3.4)$$

K^+ 衰变率与 K_2^0 衰变率的比 r 是

$$r \equiv \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \bar{\nu})}{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu)} = \frac{1}{2} \left[\frac{1 - (1-\alpha)\lambda}{1 - (1+\alpha)\lambda} \right]^2. \quad (3.5)$$

而 x 和 r 的观察值为

$$x = 0.44^{+0.12}_{-0.20} \quad \text{或} \quad 0.55^{+0.08}_{-0.12}; \quad (3.6)$$

$$r = 0.89 \pm 0.30^{[5]}. \quad (3.7)$$

相应于(3.6)式的两种不同数据,我们求得 λ 和 α 的两组不同的解如下:

$$(i) \quad \lambda = 2.5, \quad \alpha = -0.085; \quad (3.8)$$

$$(ii) \quad \lambda = 2.0, \quad \alpha = -0.071. \quad (3.9)$$

表1中列出了奇异数改变的所有放出电子的超子衰变和几种放出 μ 介子的超子衰变的结果。表中的耦合常数比由(3.2)式导出。普适费米作用预言值系按文献[1]的方法算出(各种基本粒子的质量和寿命采用文献[23]所列的值),其中有星号的是 $\Delta S = -\Delta Q$ 的过程,也按同样的耦合常数计算。本文预言值用 Λ 超子衰变分支比的观察值作为输入,仍然假定各个过程的相互作用形式都相同(比如说都是 V-A 型), (i) 和 (ii) 两栏系分别用(3.8)和(3.9)式中的参数值代入算出。由表1可见,我们所预言的各种分支比基本上都和现有实验材料不矛盾;其中所引文献[21]和[22]的数据统计还很少,有三种 Ξ 衰变尚未发现,进一步的结论有赖于将来实验工作的进展。

表 1

衰变过程	耦合常数比	分 支 比 (%)			
		普适作用 预言值	本文预言值		观 察 值
			(i)	(ii)	
$\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$	$[1 + (1 - \alpha)\lambda]/\sqrt{2}$	1.4	输入	输入	$0.082 \pm 0.013^{[19]}$
$\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e$	$(1 + \alpha)\lambda$	5.0	0.22	0.20	$0.19 \pm 0.09^{[20]}$
$\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu_e$	1	2.2*	0.019	0.027	$< 0.1^{[21]}$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}_e$	$[1 + (1 - \alpha)\lambda]/\sqrt{2}$	1.6	0.10	0.10	$\approx 0.6^{[22]}$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e^- \bar{\nu}_e$	$[(1 - \alpha)\lambda - 1]/\sqrt{2}$	0.18	0.002	0.001	
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	$(1 + \alpha)\lambda$	0.46	0.020	0.019	
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- e^+ \nu_e$	1	0.35*	0.003	0.004	
$\Lambda \rightarrow p \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$[1 + (1 - \alpha)\lambda]/\sqrt{2}$	0.22	0.013	0.013	$\approx 0.03^{[23]}$
$\Sigma^- \rightarrow n \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$(1 + \alpha)\lambda$	2.2	0.10	0.09	$0.086 + 0.043^{[20]}$
$\Sigma^+ \rightarrow n \mu^+ \nu_\mu$	1	1.0*	0.009	0.012	$-0.03^{[21]}$ $< 0.1^{[21]}$

結果,我們就在 B_2 羣对称性的基础上解释了奇异粒子的輕子型衰变。属于正則表示的中間玻色子保证了 $\Delta S = \pm \Delta Q$ 两种过程同时出现。但是为了得到全部衰变过程,除了表示 10 以外,还要引入表示 10' 的弱作用流和額外的两个中間玻色子——对称性破坏的因素。

下面討論三个問題:

首先,由于我們放弃了同位旋表象, $\Delta S = 0$ 的过程势必不满足矢量流守恒^[1]的要求。这一点易从(3.2)式看出。目前已直接証实矢量流守恒的过程尚不多。以 $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ 衰变为例,如果将从重子(Λ 和 n)衰变所定出的 G_1 对 G_0 [参看(3.3)式]的比值应用于 K 衰变和 π 衰变,所求得的 π^+ 的 β 衰变几率要比矢量流守恒的预言大約大一个数量級,与目前的实验情况相违^[24]。但这种偏离也可能是由相互作用形式不同或者巨大的质量差所引起的,况且观察数值还不够稳定,馬上下結論未必妥当。此外,在我們的計算中,假定矢量部分和赝矢部分的相互作用具有同样的对称性質,这也不是必要的,仔細的考虑可能还会改善結果。

其次,如同 Takeda^[13] 一样,我們可以把輕子和反輕子也組成两个四重态 l 和 $\bar{l}$:

$$l = \begin{pmatrix} e^- & \nu_e \\ \mu^- & \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \bar{l} = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu & \mu^+ \\ \bar{\nu}_e & e^+ \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

它們可以分別納入表示 4b 和 4a, 这相当于給 μ 介子引入了奇异数。容易看出,如果定义

$$L = -2K, \quad (3.11)$$

則表示 4b 和表示 4a 的 L 值分別等于 +1 和 -1, 正好就是輕子数。根据(3.11)式还可以將輕子数推广給重子和介子, 并令中間玻色子的輕子数为 0。于是我們便可以将乘在 B_2 羣上的 U_1 羣解释作輕子荷规范羣, (2.6)式的 $\mathcal{G}_0$ 是輕子数守恒 ($\Delta L = 0$) 的相互作用, 而(3.1)式的 $\mathcal{G}_1$ 則是 $|\Delta L| = 2$ 的相互作用。进一步, 如果輕子流不仅取(2.8)式的形式, 而同样采用 $U_1 \times B_2$ 羣的 10 維表示, 也和十个中間玻色子作标量耦合, 这样就可以得到一个高度对称的方案。可是, 如果要使八个重子与八个輕子具有完全相似的对称性的話,

則很难避免中性輕子流和中微子突跃的出現^[25]。另外,上面所定义的輕子数在強相互作用中并不守恒,在我們的方案中也还没有地位容納介子的二体輕子型衰变。所以这种将重子和輕子統一耦合的方案必不易令人滿意。

最后,我們談談非輕子型衰变問題。如象 Marshak 等^[18]所指出的一样,如果中間玻色子 W_0 和 W_1 完全干涉,則奇异粒子的非輕子型衰变将被禁戒。然而可以希望,假如 W_0 和 W_1 虽然不完全一样,但是并不正交的話,还是有可能将輕子型衰变和非輕子型衰变統一在我們的耦合形式中的。当然,这样一来,非輕子型衰变就不再保持 $U_1 \times B_2$ 羣下的不变性了。再者,鉴于非輕子型衰变中可能出現的強相互作用影响的复杂性以及观察到的不对称参数的特殊性质,简单的推广看来是难以奏效的。

作者感謝胡宁教授的启发与指导以及楊国楨同志和宋行长同志的有益的討論。

参 考 文 献

- [1] Feynman, R. P. and Gell-Mann, M., *Phys. Rev.*, **109** (1958), 193.
- [2] Cabbibo, N. and Gatto, R., *Nuovo Cimento*, **21** (1961), 872; Cabbibo, N., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 531; Cornwall, J. M. and Singh, V., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 551.
- [3] Ely, R. P., et al., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 132.
- [4] Barbaro-Galtieri, A., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 26.
- [5] Alexander, G., Almeida, S. P. and Crawford, F. S., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 69.
- [6] 参看: Behrends, R. E., Dreitlein, J., Fronsdaal, C. and Lee, B. W., *Rev. Mod. Phys.*, **34** (1962), 1 (较早的文献目录可在这里找到)。
- [7] Behrends, R. E. and Sirlin, A., *Phys. Rev. Letters*, **8** (1962), 221.
- [8] Radicati, L. A., Ruegg, H. and Speiser, D., *Proceedings of the 1962 International Conference on High-Energy Physics at CERN (Geneva, 1962)*, p. 660.
- [9] 参看: d'Espagnat, B., 同文献[8], p. 917.
- [10] 参看: Lee, T. D. (李政道) and Yang, C. N. (楊振宁), *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1410.
- [11] Lee, T. D. (李政道), *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 319.
- [12] 楊国楨、关 洪, *中国科学*, **13** (1964), 519; *物理学报*, **20**(1964), 928.
- [13] Takeda, G., *Ann. Physics*, **18** (1962), 310.
- [14] 关 洪, *物理学报*, **21** (1965), 1.
- [15] Dallaporta, N., *Nuovo Cimento*, **7** (1958), 200.
- [16] Pais, A., *Phys. Rev.*, **122** (1961), 317; Tiomno, J., *Nuovo Cimento*, **6** (1957), 69.
- [17] Danby, G., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 36.
- [18] Marshak, R. E., Ryan, C., Radha, T. K. and Raman, K., *Phys. Rev. Letters*, **11** (1963), 396.
- [19] Ely, R. P., et al., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 868.
- [20] Willis, W., et al., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **8** (1963), 349; 具体数据转引自: 素粒子论研究, **27** (1963), 270.
- [21] Humphrey, W. E., et al., 同文献[8], p. 442.
- [22] Carmony, D. D. and Pjerrou, G. M., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 381.
- [23] Roos, M., *Rev. Mod. Phys.*, **35** (1963), 314.
- [24] Bacastow, R., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 400; Depommier, P., et al., *Phys. Letters*, **5** (1963), 61; Dunaitsev, A. F., et al., *Phys. Letters*, **1** (1962), 138.
- [25] 参看: Feinberg, G., Gürsey, F. and Pais, A., *Phys. Rev. Letters*, **7** (1961), 208; Feinberg, G. and Gürsey, F., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 378.
- [26] d'Espagnat, B., *Phys. Letters*, **7** (1963), 209.

THE GROUP B_2 AND LEPTONIC DECAYS OF STRANGE PARTICLES

GUAN HONG

(*Department of Physics, Peking University*)

ABSTRACT

Using the hypercharge-charge representation, leptonic decays of elementary particles are considered under the symmetry of the group B_2 . Baryons and mesons are assigned to the 4-dimensional representations of the group B_2 , then the 10-dimensional regular representation just contains all $|\Delta S| \leq 1$ and $|\Delta Q| \leq 1$ baryonic currents or mesonic currents. Assuming that the weak interaction is mediated by intermediate bosons, and inserting them into the 10-dimensional representation of B_2 , we have calculated various leptonic decay rates of strange particles which involve both $\Delta S = +\Delta Q$ and $\Delta S = -\Delta Q$ processes. The results here obtained are not in contradiction to present experimental data.