

$SU(6)$ 对称性理论中的弱相互作用*

宋 行 长
(北京大学物理系)

提 要

本文提出了 $SU(6)$ 对称性理论中的一个弱相互作用中间玻色子方案。基本假定是: (1) 中间玻色子归为 $SU(6)$ 群的不可约表示 21 ; (2) 弱流归为正规表示 35 ; 从而 (3) s 波及 p 波半弱相互作用分别归为表示 21 中的 $(3^*, 1)$ 部分及表示 15 中的 $(3^*, 3)$ 部分。则除了 $\Delta I = 1/2$ 规则以外, 由此得出的有效超子非轻子作用在 s 波(宇称破坏)振幅部分给出三个求和规则, 在 p 波(宇称守恒)振幅部分给出一个求和规则。这些关系看来和实验符合得较好。

一、引 言

弱相互作用中 $|\Delta S| = 1$, $|\Delta I| = 1/2$ 的经验选择规则, 在 $SU(3)$ 对称性理论中简单而又自然的推广是假定八维弱流^[1] 或八维弱相互作用为主^[2], 由此导出的结果能够较好地解释弱相互作用中的主要实验事实。

最近提出的 $SU(6)$ 对称性理论^[3], 把自旋(空间对称性)和 $SU(3)$ (内部)对称性连系起来了。这个理论在给出粒子分类^[3]、质量公式^[4]、耦合常数的 D/F 比^[5] 以及磁矩^[6] 等问题上, 给出了比 $SU(3)$ 对称性更进一步的、与实验符合得较好的结果。

那末 $SU(6)$ 对称性能否在弱相互作用现象中给出进一步的合理结果呢? 在利用 $SU(6)$ 对称性讨论弱相互作用时, 一些作者提出了弱流^[7] 或弱哈密顿量^[8] 属于 $SU(6)$ 群的卅五维(正规)表示的假定。事实上, 这是 $SU(3)$ 理论中八维流或八维弱相互作用为主假定的又一次自然推广。看来, 弱流属于表示 35 的假定的主要方面是合理的^[7,8], 而非轻子弱哈密顿量 H_w , 属于表示 35 的假定只能在 s 波(宇称破坏)部分给出较好的结果^[8,9], 而 p 波(宇称守恒)部分的结果则颇成问题, 因为它将导致 $\alpha_S = -\alpha_-$ 。这个关系明显地与实验事实相违背: 实验上, $\alpha_- (\Sigma^- \rightarrow n\pi^- \text{ 衰变的不对称参数})$ 近于零(宇称混杂很小), 而 $\alpha_S (\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^- \text{ 衰变的不对称参数})$ 近于1(宇称混杂接近最大)。若干作者^[8,10] 建议考虑 H_w 属于高维表示的可能性, 或者考虑 $SU(6)$ 对称性破坏作用, 但这样势必引入很多独立的约化振幅, 实际上得不出什么预言。

本文相似于 D'Espagnat 在 $SU(3)$ 理论中的考虑^[11], 提出一种中间玻色子方案, 对于 H_w 可能属于的高维表示, 自然地作一定的选择和分类, 从而给出可以和实验相比较的结果。

二、中间玻色子

在 $SU(6)$ 群中, 存在着一个量子数, 名为六重数 (sextality)^[12], 其定义为

* 1965年7月26日收到。

$$s = \sum_{i=1}^6 \lambda_i \pmod{6}, \quad (1)$$

$[\lambda_i] = [\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_6]$ 是标志 $SU(6)$ 群某一确定不可约表示的参数, 即相应杨氏图的配分. 因此对于

$$D_m \subset D_1 \otimes D_2,$$

就有

$$s_m = s_1 + s_2 \pmod{6}. \quad (2)$$

$SU(6)$ 群的六维元表示 $D^6(1, 0, 0, 0, 0, 0)^{1)}$ 具有 $s = 1$, 描写自旋为 $1/2$ 的 quarks^[13]. 因此, 费米子应属于 s 为奇的表示, 而玻色子应属于 s 为偶的表示. $J^P = 1/2^+$ 的八维重子和 $3/2^+$ 的十维重子属于 $SU(6)$ 群的 56 维表示 $D^{56}(3, 0, 0, 0, 0, 0)$, $s = 3$; 0^- 和 1^- 介子 (35) 和重子流 ($56^* \otimes 56$) 都具有 $s = 0$. 同样非轻子弱哈密顿量 $H_w(56^* \otimes 56 \otimes 35)$ 亦应属于 $s = 0$ 的表示.

最低维的介子表示是 $s = 2$ 的表示, 即 15 和 21. 它们在 $SU(3) \otimes SU(2)$ 子群下的表示分解为

$$\left. \begin{aligned} 15 &= (3^*, 3) \oplus (6, 1), \\ 21 &= (3^*, 1) \oplus (6, 3). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

括弧内, 第一个数字表 $SU(3)$ 群不可约表示的维数, 第二个数字表 $SU(2)$ 群(自旋)不可约表示的维数. 为确定起见, 我们假定中间玻色子属于 21 (下面主要的结果与这一选择无关). 在静止极限下(三度动量 $\mathbf{q} = 0$) 其表示为

$$\begin{aligned} W^{(AB)}(21) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \varepsilon^{ij} W^{[\alpha\beta]} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \sigma_i^k (\varepsilon^{ij} \delta_k^i + \varepsilon^{ji} \delta_k^j) \cdot \mathbf{W}^{(\alpha\beta)} \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

$A, B = 1, 2, \dots, 6$ 是 $SU(6)$ 指标, $i, j = 1, 2$ 是 $SU(2)$ 指标, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ 是 $SU(3)$ 指标, $A = (i, \alpha)$, $B = (j, \beta)$. 圆括弧代表指标对称, 方括号代表反对称. ε^{ij} 是二维 Levi-Civita 张量, σ 是普通的 Pauli 矩阵. 从(3)和(4)我们看到, 在表示 21 中, 除了属于 $SU(3)$ 群六维表示的矢量玻色子 $\mathbf{W}^{(\alpha\beta)}$ 以外, 应伴随有属于 $SU(3)$ 群三维表示的赝标玻色子 $W^{[\alpha\beta]}$. 这种情况是 $SU(6)$ 对称性分类粒子的特征. 由于 $SU(6)$ 对称性是把内部对称性和自旋联系起来考虑, 故除了一维与六维表示以外, 其他表示都包含有不同自旋的若干粒子.

三、弱 流

按前节讨论, 弱流应属于 $s = 0$ 的表示. 实际上重子流应属于

$$56^* \otimes 56 = 1 \oplus 35 \oplus 405 \oplus 2695,$$

而双介子流应属于

$$35 \otimes 35 = 1 \oplus 35_s \oplus 35_a \oplus 189 \oplus 280 \oplus 280^* \oplus 405.$$

1) D 的上角标为表示的维数, 括弧中六个数即该表示所对应杨氏图的配分 λ_i , $i=1, 2, \dots, 6$. 在一般不引起混乱的情况, 我们只用维数代表一个表示, 如 35.

其中公共的表示是 **35** 和 **405**. 由于 **35** 表示重子流的矢量部分是纯 F 型, 满足于矢量流守恒的要求; 轴矢部分的 D/F 比^[7,8]同最近半轻子弱作用的实验分析^[11]十分接近, 因而我们有理由假定弱流主要是 **35** 维的.

35 维重子流在静止极限下的表达式已经由 Sakita 给出^[15], 我们仅写出由 $1/2^+$ 重子所贡献的部分

$$J_A^i(35, B) = \frac{1}{6} \left\{ \delta_{ij}^i (\bar{N} N_F)_a^a + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \sigma_{ij}^i \cdot [3(\bar{N} \sigma N_D)_a^a + 2(\bar{N} \sigma N_F)_a^a + \delta_a^a \langle \bar{N} \sigma N \rangle] \right\}. \quad (5)$$

而 **35** 维的双介子流则为

$$J_A^i(35, M) = \Phi_B^A \Phi_{A'}^B \\ = \frac{1}{2} \{ \delta_{ij}^i (P_\beta^a P_{a'}^\beta + \mathbf{V}_\beta^a \cdot \mathbf{V}_{a'}^\beta) + \\ + \sigma_{ij}^i \cdot [P_\beta^a \mathbf{V}_{a'}^\beta + \mathbf{V}_\beta^a P_{a'}^\beta + i \mathbf{V}_\beta^a \times \mathbf{V}_{a'}^\beta] \}, \quad (6)$$

其中 Φ_B^A 是 **35** 维介子表示^[15].

$$\Phi_B^A(35) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \delta_{ij}^i P_\beta^a + \sigma_{ij}^i \cdot \mathbf{V}_\beta^a \}, \quad (7)$$

在静止和 $SU(6)$ 对称极限下, 属于 **35**_s 的双介子流为零. 我们可把属于 **35** 的流一般地记作

$$J_A^i(35) = \delta_{ij}^i J_{a'}^a + \sigma_{ij}^i \cdot \mathbf{J}_{a'}^a. \quad (8)$$

由于 $SU(6)$ 是一个非相对论理论, 所以它并不把粒子与反粒子联系起来. 当 $J^P = 1/2^+$ 重子 (N_+) 填入表示 **56** 时, 反重子 ($J^P = 1/2^-, N_-$) 应填入一个与之无关的 **56*** 表示. 所以若 (5) 式中 J 流代表一个正 (反) 粒子到另一正 (反) 粒子的跃迁 ($\bar{N}_+ N_+$ 或 $\bar{N}_- N_-$), 则 J 流的宇称为正 (与 Φ 宇称相反); 而当 J 流代表湮灭一对正反粒子 ($\bar{N}_+ N_-$) 时, 则宇称为负 (与 Φ 宇称相同). 在静止极限下, 没有 $SU(6)$ 不变的 $\bar{N}_+ N_+ P$ 作用而存在着 $\bar{N}_+ N_- P$ 作用. 这正好说明赝标介子只能以 p 波由重子发射出来 (因而静止极限下为零), 而处于 s 波的正反重子态则可以湮灭成介子 (构成顶角). 因此, J 流有两种宇称

J_+ 代表 $\bar{N}_+ N_+$ 、 $\bar{N}_- N_-$ 及双介子流;

J_- 代表 $\bar{N}_+ N_-$ 、 $\bar{N}_- N_+$ 及单介子流.

J_+-J_+ 耦合将代表弱散射, 而 J_+-J_- 耦合将代表实际的超子非轻子衰变.

四、半弱相互作用

我们已经假定了中间玻色子属于 **21** 维表示 ($s = 2$), 弱流属于 **35** 维表示 ($s = 0$), 则一般流-玻色半弱相互作用哈密顿量应属于下述直乘分解所得的诸表示 ($s = 2$)

$$\mathbf{35} \otimes \mathbf{21} = \mathbf{15} \oplus \mathbf{21} \oplus \mathbf{315} \oplus \mathbf{384}.$$

在 $SU(3)$ 理论里, D'Espagnat 曾建议^[11] 半弱相互作用在 $SU(3)$ 变换下按三维表示 (最低的非平庸表示) 变换, 这样既可以得到 Cabibbo^[1] 单位混合流的假定, 又可合理地得到非轻子作用 $|\Delta I| = 1/2$ 的选择规则. 在 $SU(6)$ 理论中, 我们同样考虑最低的两个可能表示 **15** 和 **21**, 并且保留上述假定, 即认为半弱相互作用属于 **15** 或 **21** 中 $SU(3)$ 群的

三维表示部分.

由于弱相互作用宇称不守恒,故流-玻色耦合应同时存在 s 波作用和 p 波作用,即同时存在有按 $SU(2)$ 群的一维和三维表示变换的部分. 属于 $SU(2)$ 群一维表示的部分不改变作用粒子的自旋,而属于三维表示的部分改变作用粒子的自旋,分别相当于 s 波和 p 波作用. 按(3)式以及上面关于半弱相互作用按 $SU(3)$ 群三维表示变换的假定,我们很自然地假定 s 波耦合属于 21 维表示之 $(3^*, 1)$ 部分,而 p 波耦合属于 15 维表示之 $(3^*, 3)$ 部分. 引入属于 21^* 的 s 波赝粒子 (spurion)

$$S_{(AB)}(21^*) = \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ij} S_{[a\beta]}, \quad (9)$$

及属于 15^* 维的 p 波赝粒子

$$S_{[AB]}(15^*) = \frac{-i}{2\sqrt{2}} \sigma_a^p (\varepsilon_{pi} \delta_i^q + \varepsilon_{pi} \delta_j^q) \cdot \nabla_{[a\beta]}/\mu, \quad (10)$$

其中 μ 是某一质量单位用以抵消梯度算符的量纲,其值可以取为中间玻色子的质量. $\nabla_{[a\beta]}$ 是 $S_{[a\beta]} \nabla$ 的缩写, $S_{[a\beta]} = \varepsilon_{a\beta\gamma} S^\gamma$ 在 $SU(3)$ 变换下按三维表示变换,仅其中中性分量 S^2, S^3 非零. 我们可以把流-玻色耦合的半弱相互作用写作

$$\begin{aligned} H_1 &= g_1 J_B^A(35) S_{(AC)}(21^*) W^{(BC)}(21) \\ &= g_1 \{ J_\beta^a S_{[a\gamma]} W^{[\beta\gamma]} + \mathbf{J}_\beta^a S_{[a\gamma]} \cdot \mathbf{W}^{(\beta\gamma)} \}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} H_2 &= g_2 J_B^A(35) S_{[AC]}(15^*) W^{(BC)}(21) \\ &= \frac{-i}{\mu} g_2 \{ J_\beta^a \nabla_{[a\gamma]} \cdot \mathbf{W}^{(\beta\gamma)} + \mathbf{J}_\beta^a \cdot (\nabla_{[a\gamma]} W^{[\beta\gamma]} - i \nabla_{[a\gamma]} \times \mathbf{W}^{(\beta\gamma)}) \}. \end{aligned} \quad (12)$$

由于流 J 有两种宇称,故 H_1 和 H_2 都有两种不同的宇称,

$$\left. \begin{aligned} H_1(-) &= g_1 J_+(35) S(21^*) W(21), & H_1(+) &= g_1 J_-(35) S(21^*) W(21) \\ H_2(+) &= g_2 J_+(35) S(15^*) W(21), & H_2(-) &= g_2 J_-(35) S(15^*) W(21) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其中 $(+)$ 代表宇称不变的相互作用, $(-)$ 代表宇称改变的相互作用.

五、非轻子衰变

上节给出的半弱相互作用 H_1, H_2 将导致有效的流-流耦合型的非轻子作用. 如第三节所指出,实际的非轻子衰变作用应来自 $J_+ - J_-$ 耦合,故对非轻子衰变有贡献的二级耦合是 $H_1(+), H_1(-), H_1(+), H_2(+), H_1(-), H_2(-)$ 和 $H_2(+), H_2(-)$.

宇称破坏作用 (s 波振幅) 由 $H_1(+), H_1(-)$ 及 $H_2(+), H_2(-)$ 两耦合项给出,其 $SU(6)$ 变换性质为 **35, 189** 和 **405** (由 $S(15^*) S(15)$ 及 $S(21^*) S(21)$ 给出).

宇称守恒作用 (p 波振幅) 由 $H_1(+), H_2(+)$ 或 $H_1(-), H_2(-)$ 两项给出,其 $SU(6)$ 变换性质为 **35, 280** 和 **280*** (由 $S(15^*) S(21)$ 及 $S(21^*) S(15)$ 给出).

$H_2 - H_1$ 耦合除了放出 s 波 (0^+) 以外,还可以放出 d 波 (2^+),后一项我们不予考虑,因其位垒幕次较高,使其贡献大大压低. (但在 $\mathcal{Q}^- \rightarrow \Xi \pi$ 及 $\mathcal{Q}^- \rightarrow \Lambda K^-$ 反应中,宇称破坏部分应为 d 波.) 由于赝粒子满足玻色统计,放出 (1^+) 的耦合是不存在的.

由于宇称破坏作用 $H_{p.v.}$ 和宇称守恒作用 $H_{p.c.}$ 分别只属于所给表示中 **(8,1)** 和 **(8,3)** 部分, $|\Delta I| = 1/2$ 规则得到满足,即

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_-^0 &= -\sqrt{2} \Lambda_0^0, \\ \sqrt{2} \Sigma_0^+ &= \Sigma_+^+ - \Sigma_-^-, \\ \Xi_-^0 &= \sqrt{2} \Xi_0^0. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

因此只有四个衰变振幅是独立的, $H_{p.v.}$ 和 $H_{p.c.}$ 分别有三个参量, 因而每一分波振幅都存在着一个求和关系.

在 CP 不变性的假定下, 35, 189 和 405 中的 (8, 1) 部分给出诸衰变振幅之间的相对关系都相同, 故 s 波部分实际上只有一个独立振幅^[8,9]

$$A(\Xi_-^0) = A(\Lambda_-^0) = -\sqrt{3} A(\Sigma_0^+), \quad (15)$$

$$A(\Sigma_+^+) = 0. \quad (16)$$

这些结果与实验符合得较好^[9], 特别是 Σ_+^+ 通过纯 p 波作用衰变这一论断最近已得到实验证实^[16]. CP 不变性并不给 $H_{p.c.}$ 振幅加上新的限制, 故四个 p 波振幅中仅有一个关系. 由于 Σ_+^+ 通过纯 p 波进行, 而 Σ_0^+ 的衰变不对称参数很大, (14) 中第二式要求我们假定 Σ_-^0 通过纯 s 波作用进行

$$B(\Sigma_-^0) = 0, \quad (17)$$

则我们可把 p 波振幅之间的关系写作

$$B(\Lambda_-^0) + 14B(\Xi_-^0) = -3\sqrt{3} B(\Sigma_0^+). \quad (18)$$

按照最近的实验分析^[17], $B(\Lambda_-^0) = 2.02 \pm 0.26$, $B(\Xi_-^0) = -1.41 \pm 0.12$, $B(\Sigma_0^+) = 3.5 \pm 0.5$, 上述关系满足得很好. ($-18.0 \pm 1.7 \approx -18.5 \pm 2.6$)

六、简短的讨论

前几节我们讨论了中间玻色子、流和半弱相互作用哈密顿量属于可能的最低维表示的情况(中间玻色子可取 15, 则所讨论的都是维数尽可能低的情况). 除了这种低维的基本考虑以外, 唯一实质性的假定是半弱相互作用在 $SU(3)$ 作用下的变换性质如同三维表示(这是为了保证非轻子衰变 $\Delta I = 1/2$ 规则所必须的). 从与实验相比较的结果来看, 这些考虑和假定基本上是合理的.

如在第二节中所说, 中间玻色子的 $SU(6)$ 填充方案要求除了矢量玻色子以外还伴随着赝标玻色子. 按照 Bèg 和 Pais 对 $SU(6)$ 群对称性的解释^[18], 可能存在与 (11)、(12) 式相应的相对论耦合形式

$$H_1 = \frac{g_1}{m} i \left(\frac{1}{6} \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \right)_F \partial^\mu W - g_1 \left(\frac{1}{6} \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi \right)_{D+\frac{2}{3}F} W^\mu,$$

$$H_2 = \frac{m}{\mu} g_2 \left(\frac{1}{6} \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \right)_F W^\mu - i \frac{g_2}{\mu} \left(\frac{1}{6} \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi \right)_{D+\frac{2}{3}F} \partial^\mu W + \frac{g_2}{\mu} \left(\frac{1}{6} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \psi \right)_{D+\frac{2}{3}F} \partial^\mu W^\nu,$$

其中 $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$, m 是中间玻色子质量. 为了避免发生有效的赝标或标量作用的困难, 我们应当假定轻子流仅耦合于矢量玻色子 W^μ . 这样我们就得到相似于 Bèg 和 Pais 的半轻耦合^[7]: H_1 给出轴矢 (Gamow-Teller) 耦合, H_2 给出矢量 (Fermi) 作用和弱磁作用, 并且 $\mu_W = \frac{2M}{m}$ (M 是核子质量). 由于轴矢和矢量出现在不同的哈密顿量中, 适

当选取 H_1 和 H_2 的相对比例可以使 G_A/G_V 值由 $-5/3^{[5]}$ 改变到实验值 -1.18 , 而轴矢流内部的 D/F 比仍为 $3/2$, 在目前实验分析的误差之内^[4]. 由于目前实验给出中间玻色子质量下限较高 ($m \gtrsim 2M$), 则弱磁 $\mu_w \sim 1$, 仅为文献[7]中所给值的 $1/3$. 这是由于我们的考虑相当于把弱磁项和弱电项归入同一 **35** 表示, 从而只考虑了一部分磁矩之故^[6,7]. 所有这些考虑很容易推广到 $S\tilde{U}(12)$ 对称性理论中去.

作者对胡宁教授的支持和关心, 以及科研组许多同志的热忱讨论表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Cabibbo, N., *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963), 531.
- [2] Cabibbo, N., *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1964), 62;
Lee, B. W., *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1964), 83;
Gell-Mann, M., *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1964), 155;
宋行长, *物理学报*, **20** (1964), 1048.
- [3] Gürsey, F. and Radicati, L. A., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 173; Pais, A., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 175;
Sakita, B., *Phys. Rev.*, **136** (1964), B 1765.
- [4] Kuo, T. K. and Yao, T., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 415;
Bég, M. A. B. and Singh, V., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 418.
- [5] Gürsey, F., Pais, A. and Radicati, L. A., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 299.
- [6] Bég, M. A. B., Lee, B. W. and Pais, A., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 514.
- [7] Bég, M. A. B. and Pais, A., *Phys. Rev. Lett.*, **14** (1965), 51.
- [8] Rosen, S. P. and Pakvasa, S., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 773;
- [9] Kawarabayashi, K., *Phys. Rev. Lett.*, **14** (1965), 86;
Babu, P., *Phys. Rev. Lett.*, **14** (1965), 166;
Suzuki, M., *Phys. Lett.*, **14** (1965), 64;
Altarelli, G., Buccella, F. and Gatto, R., *Phys. Lett.*, **14** (1965), 70.
- [10] Alles, W. and Segre, G., *Phys. Lett.*, **15** (1965), 94.
- [11] D'Espagnat, B., *Phys. Lett.*, **7** (1963), 209.
- [12] Hagen, C. R. and Macfarlane, A. J., *Jour. Math. Phys.*, **5** (1964), 1355.
- [13] Gell-Mann, M., *Phys. Lett.*, **8** (1964), 214.
- [14] Willis, W., et al., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 291.
- [15] Sakita, B., *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 643.
- [16] Willman, R. B. and Groves, T. H., *Phys. Lett.*, **14** (1965), 350.
- [17] Stevenson, M. L., et al., *Phys. Lett.*, **9** (1964), 349.
- [18] Bég, M. A. B. and Pais, A., *Phys. Rev.*, **137** (1965), B 1514.

WEAK INTERACTIONS IN THE $SU(6)$ SYMMETRY THEORY

SONG XING-CHANG

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

An intermediate boson scheme of weak interactions is proposed within the framework of the $SU(6)$ symmetry theory. Under the assumptions that: (1) the intermediate bosons belong to the IR (irreducible representation) **21**; (2) the weak currents belong to the adjoint representation IR **35**; and (3) the s - and p -wave semiweak interactions are assigned to the $(3^*, 1)$ part of the IR **21** and the $(3^*, 3)$ part of the IR **15** respectively, we obtain an effective nonleptonic interaction which gives three sum rules for the s -wave (parity-violating) and one for the p -wave (parity-conserving) decay amplitudes of the hyperons. These relations seem to be well-satisfied by the experimental data.