Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 9, стр. 474 – 478 5 ноября 1975 г

$SU(4)$-СХЕМА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ

Г.Ф.Волков, А.Г.Липартелиани

В данной работе рассматривается $SU(4)$-схема слабых взаимодействий, на основе которой изучаются возможные лептонные распады барионов $20\ (^1/_2{}^+)$.

Одной из реальных теоретических интерпретаций недавно открытых узких резонансов $\psi(3.1)$, $\psi(3.7)$ является введение в систематику элементарных частиц очерованного кварка p'. В результате рассмотрения теоретических схем с очарованным кварком мы приходим к появлению большого числа новых интересных физических фактов (*см.* [1]). Так, совершенно естественным кажется, расширить симметрию сильных взаимодействий до рамок нарушенной $SU(4)$. Соответственно, в связи с появлением новых слабых токов $p' \leftrightarrow n$, $p' \leftrightarrow \lambda$ необходимо пересмотреть и схему физики слабых взаимодействий (см., например, [2]). Очевидно, что наиболее естественным обобщением теории Кабиббо является попытка сформулировать слабые взаимодействия на языке группы $SU(4)$, так, например, мы будем предполагать, что векторные и аксиальные токи совместно с электромагнитным током принадлежат регулярному представлению. Заметим, что унифицированная модель слабых и электромагнитных взаимодействий [3] (ГИМ), построенная на принципе локальной калибровочной инвариантности со спонтанным нарушением, может рассматриваться в рамках этой гипотезы при одной поправке, что векторные взаимодействия принадлежат смешанному представлению $15 + 1$.

Итак, рассмотрение очарованного кварка ведет к возникновению сложной экспериментальной ситуации: необходимо вести поиск новых частиц как мезонов, так и барионов и изучать природу их сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. Отметим, что обнаружение этих частиц сильно затруднено в связи с увеличенным числом адронных каналов распадов и, очевидно, требует специальных новых теоретических и экспериментальных методов. По всей видимости, одним из наиболее успешных методов окажется путь изучения взаимодействия их с лептонами, в частности особенности их рождения при взаимодействии высокоэнергетических пучков нейтрино с веществом.

В данной статье мы остановимся на проблеме взаимодействия частиц, связанных с новым квантовым числом "очарование", с лептонами в рамках $SU(4)$-симметрии, что окажется весьма важным как при рассмотрении лептонных распадов очарованных частиц, так и при изучении их рождения в лептонных пучках. Конкретнее, мы рассмотрим переходы барионных состояний из 20-плета ($^1/_2{}^+$) в состояния того же 20-плета за счет заряженного тока, который согласно нашей гипотезе будет принадлежать регулярному представлению $SU(4)$ и имеет вид

$$J_\mu^\pm = a J_\mu^{1\pm i2} + b J_\mu^{4\pm i5} + c J_\mu^{11\mp i12} + d J_\mu^{13\mp i14}. \qquad (1)$$

Для расчета коэффициентов Клебша – Гордана, отвечающих матричным элементам $\langle \overline{20} | J_\mu | 20 \rangle$ мы используем метод производящих инвариантов [4], который также позволит выяснить и правила отбора. Метод производящих инвариантов в нашем случае основывается на разложении векторных инвариантов $I(20, 15, \overline{20})$, построенных из компонент базисов неприводимых представлений $D(20)$, $D(15)$, $D(\overline{20})$. Так как в произведении представлений $15 \otimes 20$ имеются два 20-плета, то и удается построить только два независимых производящих инварианта, что соответствовало в аналогичной ситуации для группы $SU(3)$ наличию F и D связей. В таблице приведен базис векторов состояния 20-плета, который представлен в виде однородных полиномов [4]. Для определения базиса мы использовали инфинитезимальные операторы, реализованные формально как дифференциальные операторы в пространстве полиномов.

$C = 0$	$C = 1$
$p = x_1 v_{12}$	$C_1^{++} = x_1 v_{14}$
$n = x_2 v_{12}$	$C_1^{+} = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_1 v_{24} - x_2 v_{41})$
$\Sigma^+ = x_1 v_{13}$	$C_1^{0} = x_2 v_{24}$
$\Sigma^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_1 v_{23} - x_2 v_{31})$	$S^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_3 v_{14} - x_1 v_{43})$
$\Sigma^- = x_2 v_{23}$	$S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_3 v_{24} - x_2 v_{43})$
$\Lambda^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(x_1 v_{23} + x_2 v_{31} - 2 x_3 v_{12})$	$T^0 = x_3 v_{34}$
$\Xi^0 = x_3 v_{13}$	
$\Xi^- = x_3 v_{23}$	

$C = 1$

$$A^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_3 v_{14} + x_1 v_{43})$$

$$A^\circ = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_3 v_{24} + x_2 v_{43})$$

$$C_\circ^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_1 v_{24} + x_2 v_{41})$$

$C = 2$

$$X_u^{++} = x_4 v_{14}$$

$$X_d^+ = x_4 v_{24}$$

$$X_s^+ = x_4 v_{34}$$

Заметим, что формы $x_i v_{jk} (v_{jk} = x_j y_k - x_k y_j\ ;\ i, j, k = 1, 2, 3, 4)$ образуют так называемый "симметрический" базис представления 20. Базис контраградиентного представления $\overline{20}$ строится обычным способом из контрвариантных величин $z^{i_c j k}$, для 15-плета базис был выбран в виде $x_i \xi^j$ (с условием $x_i \xi^i = 0$). Коэффициенты разложения производящих инвариантов $J_{1,2}(20, 15, \overline{20})$ по базисным функциям будут по определению коэффициентами Клебша – Гордана.

В результате несложных, но утомительных , вычислений в соответствии с определениями частиц, данными в таблице, векторная часть матричного элемента для 20-плета барионов запишется в виде

$$a\ F_v(n\tilde{p} + \sqrt{2}\Sigma^\circ\tilde{\Sigma}^+ + \sqrt{2}\Sigma^-\tilde{\Sigma}^\circ + \Xi^\circ\tilde{\Xi}^\circ + 3A^\circ\tilde{A}^+ + \sqrt{2}C_1^+\tilde{C}^{++} + \sqrt{2}C_1^\circ\tilde{C}_1^+ + S^\circ\tilde{S}^+) + D_v(n\tilde{p} + \frac{2}{\sqrt{6}}\Sigma^-\tilde{\Lambda}^\circ - \frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda^\circ\tilde{\Sigma}^+ - \Xi^-\tilde{\Xi}^\circ + C_1^\circ\tilde{C}_\circ^+ - S^\circ\tilde{A}^+ - 2A^\circ\tilde{A}^+ - \sqrt{2}C_\circ^+\tilde{C}_1^{++} - A^\circ\tilde{S}^+ - X_a^+\tilde{X}_u^{++})\Big]_{\Delta s = 0}^{\Delta c = 0} + b\Big[F_v\Big(-\frac{\Sigma^\circ\tilde{p}}{\sqrt{2}} - \frac{3}{\sqrt{6}}\Lambda^\circ\tilde{P} - \Sigma^-\tilde{n} +$$

$$+\frac{3}{\sqrt{6}}\Xi^-\tilde{\Lambda}^\circ + \Xi^\circ\tilde{\Sigma}^+ + \frac{\Xi^-\tilde{\Sigma}^\circ}{\sqrt{2}} + 3A^\circ\tilde{C}_\circ^+ + \sqrt{2}S^+\tilde{C}_1^{++} + S^\circ C_1^+ + \sqrt{2}T^\circ S_u^+ + X_s^+ X_u^{++} +$$

$$+ D_v\left(\frac{\Sigma^\circ\tilde{p}}{\sqrt{2}} - \frac{\Lambda^\circ\tilde{p}}{\sqrt{6}} + \Sigma^-\tilde{n} + \Xi^\circ\tilde{\Sigma}^+ + \frac{\Xi^-\tilde{\Sigma}^\circ}{\sqrt{2}} - \frac{\Xi^-\tilde{\Lambda}^\circ}{\sqrt{6}} + S^\circ\tilde{C}_\circ^+ - 2A^\circ\tilde{C}_\circ^+ - \sqrt{2}T^\circ\tilde{A}^+ + \right.$$

$$\left. + \sqrt{2}A^+\tilde{C}_1^{++} + A^\circ\tilde{C}_1^+ - X_s^+\tilde{X}_u^{++}\right)\Big]_{\Delta c \neq 0}^{\Delta c = 0} + e\Big[F_v\Big(p\tilde{C}_1^{++} + \frac{n\tilde{C}_1^+}{\sqrt{2}} - \frac{3}{\sqrt{2}}n\tilde{C}_\circ^+ -$$

$$-\sqrt{\frac{3}{2}}\Lambda_\circ\tilde{S}^+ - \sqrt{\frac{3}{2}}\Lambda_\circ\tilde{A}^+ + \frac{C_\circ^+\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}} - \frac{\Sigma^\circ\tilde{S}^+}{2} + \frac{3}{2}\Sigma^\circ\tilde{A}^+ - \frac{\Sigma^-\tilde{S}_\circ}{\sqrt{2}} + \frac{3}{\sqrt{2}}\Sigma^-\tilde{A}^\circ -$$

$$-\Xi^-\tilde{T}^\circ - \frac{3}{\sqrt{2}}A^\circ\tilde{X}_s^+ + \frac{C_1^+\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}} + C_1^\circ\tilde{X}_d^+ + \frac{S^\circ\tilde{X}_s^+}{\sqrt{2}}\Big) + D_v\Big(-p\tilde{C}_1^{++} + \frac{\Sigma^\circ\tilde{S}^+}{2} +$$

$$+\frac{\sqrt{3}}{2}\Lambda^{\bullet}\tilde{S}^{+}+\frac{\Sigma^{\bullet}\tilde{A}^{+}}{2}-\frac{\Lambda^{\circ}\tilde{A}^{+}}{2\sqrt{3}}+\frac{C_1^{+}\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}}+\frac{C_{\bullet}^{+}\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}}-\frac{n\tilde{C}_1^{+}}{\sqrt{2}}-\frac{n\tilde{C}_{\circ}^{+}}{\sqrt{2}}+\frac{\Sigma^{-}\tilde{S}^{\circ}}{\sqrt{2}}+\frac{\Sigma^{-}\tilde{A}^{\bullet}}{\sqrt{2}}+$$

$$+C_1^{\circ}\tilde{X}_d^{+}+\Xi^{-}\tilde{T}^{\bullet}+\left.\frac{s^{\bullet}\tilde{X}_s^{+}}{\sqrt{2}}+\frac{A^{\circ}\tilde{X}_s^{+}}{\sqrt{2}}\right)\Bigg]_{\Delta s=0}^{\Delta c\neq 0}+d\Bigg[F_{\nu}\Big(\Sigma^{+}\tilde{C}_1^{++}+\Sigma^{\bullet}\tilde{C}_1^{+}+$$

$$+\sqrt{3}\Lambda^{\bullet}\tilde{C}_{\bullet}^{+}+\frac{\Xi^{\circ}\tilde{S}^{+}}{\sqrt{2}}+\frac{3}{\sqrt{2}}\Xi^{\bullet}\tilde{A}^{+}+\frac{3}{\sqrt{2}}A^{+}\tilde{X}_u^{++}+\Sigma^{-}\tilde{C}_1^{\bullet}+\frac{\Xi^{-}S^{\circ}}{\sqrt{2}}+\frac{3}{\sqrt{2}}\Xi^{-}\tilde{A}^{\bullet}+$$

$$+\frac{3}{\sqrt{2}}A^{\bullet}\tilde{X}_d^{+}+\frac{S^{+}\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}}+\frac{S^{\bullet}\tilde{X}_d^{+}}{\sqrt{2}}+T^{\bullet}\tilde{X}_s^{+}\Big)+D_{\nu}\Big(-\Sigma^{+}\tilde{C}_1^{++}-\Sigma^{\bullet}\tilde{C}_1^{+}+\frac{\Lambda_{\bullet}\tilde{C}_{\bullet}^{+}}{\sqrt{2}}+$$

$$+\frac{S^{+}\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}}-\frac{A^{+}\tilde{X}_u^{++}}{\sqrt{2}}-\Sigma^{-}\tilde{C}_1^{\bullet}+\frac{S_{\bullet}\tilde{X}_d^{+}}{\sqrt{2}}-\frac{A^{\circ}\tilde{X}_d^{+}}{\sqrt{2}}-\frac{\Xi^{\bullet}\tilde{S}^{+}}{\sqrt{2}}+\frac{\Xi^{\bullet}\tilde{A}^{+}}{\sqrt{2}}-\frac{\Xi^{-}\tilde{S}^{\bullet}}{\sqrt{2}}+\frac{\Xi^{-}\tilde{A}^{\bullet}}{\sqrt{2}}+$$

$$+T^{\bullet}\tilde{X}_s^{+}\Big)\Bigg]_{\Delta s\neq 0}^{\Delta c\neq 0}. \tag{2}$$

Аналогично записывается и аксиальная часть с единственной заменой величин F_{ν}, D_{ν} новыми константами связи F_A и D_A. Тот факт, что одни и те же коэффицентры F и D присутствуют во всех слагаемых (2), является следствием гипотезы (1). Как и в случае $SU(3)$-симметрии мы имеем $F_{\nu}=1$, $D_{\nu}=0$. А для аксиальных констант можно использовать слудеющие цанные [5] $F_A\approx 0{,}41$, $D_A\approx 0{,}65$. Заметим, что при нулевых передачах импульса эффект нарушения $SU(4)$-симметрии должен незначительно изменить эти результаты (аналог теоремы Адемоло – Гатто). Следуя модели ГИМ можно принять, что $a=d=\cos\theta_c$, $b=-c=\sin\theta_c$. Основываясь на формуле [2], можно получить достаточно широкий класс соотношений между амплитудами барион-барионных переходов, которые в дальнейшем можно использовать, как для оценки мод лептонных распадов, так и для вычисления того дополнительного вклада, который дают следующие процессы рождения очарованных барионов в полное сечение νN-взаимодействия: $\nu+p\to C_1^{++}+\mu^{-}$, $\nu+n\to C_1^{+}+\mu^{-}$, $\nu+n\to C_{\bullet}^{+}+\mu^{-}$. Так из (2) следует $a(p\to C_1^{++})=\sqrt{2}a(n\to C_1^{+})\sim(D-F)\sin\theta_c$, $a(n\to C_{\bullet}^{+})\sim\frac{(3F+D)}{\sqrt{2}}\sin\theta_c$. Вновь рожденные барионы в основном, будут распадаться по адронным каналам, и оценить относительную величину вклада лептонного распада представляет несомненный интерес. Из [3] следует, что эти барионы имеют значительную амплитуду распада в странные частицы, так C_1^{++} C_1^{+}, $C_1^{\bullet}$ переходят в Σ^{+}, $\Sigma^{\bullet}$, Σ^{-}, соответственно, а $C_{\bullet}^{+}\to\Lambda^{\bullet}$, причем $a(C_1^{++}\to\Sigma^{+})=a(C_1^{+}\to\Sigma^{\circ})=a(C_1^{\circ}\Sigma^{-})$ $\sim\cos\theta_c(F-D)$; $a(C_{\bullet}^{+}\to\Lambda^{\bullet})\sim\cos\theta_c\left(\frac{D}{\sqrt{3}}+\sqrt{3}F\right)$.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность за многочисленные обсуждения Б.А.Арбузову, П.Ф.Ермолову, Е.П.Кузнецову, Ю.П.Никитину, А.И.Оксаку, Ф.Ф.Тихонину.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
28 июля 1975 г.
После переработки
25 сентября 1975 г.

Литература

[1] B.A.Arbuzov. High Energy Weak Interaction. Dubna JINR E2-8840. (Lect. on the 1975 JINR-CERN School of Physics).

[2] А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу. ЭЧАЯ, 5, 539, Атомиздат 1974.

[3] S.L.Glashow, J.Illiopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.

[4] Л.А.Шелепин, В.П.Карасев. ЯФ, 5, 221, 1967.

[5] R.Turlay. Lect. àl Ècole dète de Physique des Particules. Gif-Sur-Yvette, 1, 203, 1974.