ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2130

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Као Ти, Л.Г. Ткачев

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ 70 В СХЕМЕ SU(6)

1965

P-2130

Као Ти, Л.Г. Ткачев[x)]

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ 70 В СХЕМЕ SU(6)

Направлено в журнал "Ядерная физика"

x) Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

I. Введение

В работе [1] А. Пайс подчеркнул важность представления 70. Так как

$$\underline{35} \times \underline{56} = \underline{56} + \underline{70} + \underline{700} + \underline{1134} ,$$

поэтому 70 является естественным кандидатом для представления высших мезонно-барионных резонансов. Представляет интерес изучить электромагнитные свойства резонансов, принадлежащих к супермультиплету $\underline{70}$.

II. Электромагнитный ток

Представление 70 в схеме SU(6) реализуется тензором $\Psi_{[AB]C}$, который удовлетворяет следующему тождеству

$$\Psi_{[AB]C} + \Psi_{[BC]A} + \Psi_{[CA]B} = 0 . \qquad A,B,C = 1,2,3,4,5,6. \tag{2.1}$$

Относительно группы $SU(3) \times SU(2)$ мы имеем разложение:

$$\underline{70} = (1,2) + (8,2) + (10,2) + (8,4) .$$

Это разложение соответствует следующей формуле, которая эквивалентна формуле, данной в работе [2]

$$\begin{aligned}
\Psi_{[AB]C} \equiv \Psi_{[\alpha i,\beta j],\gamma k} &= \frac{1}{6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}(\epsilon_{ik}\chi_{1j} + \epsilon_{jk}\chi_{1i}) + \\
&+ \frac{1}{2\sqrt{6}}\left[\epsilon_{\alpha\beta\delta}\, b^{\delta}_{\gamma}(\epsilon_{ik}\chi_{2j} + \epsilon_{jk}\chi_{2i}) + (\epsilon_{\alpha\gamma\delta}\, b^{\delta}_{\beta} + \epsilon_{\beta\gamma\delta}\, b^{\delta}_{\alpha})\epsilon_{ij}\chi_{2k}\right] + \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}} d_{\alpha\beta\gamma}\,\epsilon_{ij}\chi_{2k} + \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_{\alpha\beta\delta} B^{\delta}_{\gamma}\chi_{ijk} ,
\end{aligned} \tag{2.2}$$

где $\chi_{11}, \chi_{21}, \chi_{31}$ – спиноры Паули, χ_{ijk} – полностью симметричный тензор, описывающий частицу со спином $\frac{3}{2}$; $d_{\alpha\beta\gamma}$ – декуплет, $b^{a}_{\beta}, B^{a}_{\beta}$ – октеты со спином 1/2 и 3/2.

Следуем работе /2/ при обозначении резонансов 70:

$$
\begin{aligned}
(1,2) &: \Lambda' \\
(8,2) &: \tilde{N}, \tilde{\Sigma}, \tilde{\Lambda}, \tilde{\Xi} \\
(10,2) &: \tilde{N}^*, \tilde{Y}^*, \tilde{\Xi}^*, \tilde{\Omega} \\
(8,4) &: N_{,\gamma}, \Sigma_{,\gamma}, \Lambda_{,\gamma}, \Xi_{,\gamma} .
\end{aligned}
$$

Мы предполагаем, что электрический и магнитный ток преобразуется как тензор 35 относительно SU(6) и как (8,1) и (8,3) относительно SU(3) × SU(2) /3,4/ .

Из тензора $\Psi_{[AB]C}$ можно образовать два линейно независимых эрмитовых тока, преобразующихся как тензор 35:

$$
(J_1)^{A'}_{A} = \bar{\Psi}^{C[BA']}\Psi_{[AB]C} - \frac{1}{6}\delta^{A'}_{A}\bar{\Psi}^{C[BL]}\Psi_{[LB]C}, \tag{2.3}
$$

$$
(J_2)^{A'}_{A} = \bar{\Psi}^{A'[CB]}\Psi_{[BC]A} - \frac{1}{6}\delta^{A'}_{A}\bar{\Psi}^{L[CB]}\Psi_{[BC]L}. \tag{2.4}
$$

Другие эрмитовы токи можно свести к (2.3), (2.4) с помощью (2.1). Наличие только двух токов соответствует тому, что в произведении $\overset{*}{70} \times 70$ представление 35 встречается дважды. Следовательно, полный электромагнитный ток преобразуется как линейная комбинация J_1 и J_2:

$$
J^{A'}_{A} = r_1 (J_1)^{A'}_{A} + r_2 (J_2)^{A'}_{A} . \tag{2.5}
$$

Подставляя (2.2) в (2.3) и (2.4) , получаем:

$$
\begin{aligned}
(J_1)^{A'}_{A} = {} & \frac{1}{2}\delta^{1'}_{1}\Big\{\frac{1}{3}\langle \bar{b}b_F\rangle^{a'}_{a}\bar{\chi}_2\chi_2 + \\
& + (\bar{d}^{a'\beta\gamma}d_{a\beta\gamma} - \frac{1}{3}\delta^{a'}_{a}\bar{d}d)\bar{\chi}_3\chi_3 + \tfrac{1}{4}[\langle \bar{B}B_F\rangle^{a'}_{a} - \\
& - \langle \bar{B}B_D\rangle^{a'}_{a}]\bar{\chi}^{\ell jk}\chi_{\ell jk} + M^{a'}_{1a}\Big\} + \\
& + \tfrac{1}{4}(\vec{\sigma})^{1'}_{1}\Big\{\tfrac{1}{3}[\langle \bar{b}b_F\rangle^{a'}_{a} + \langle \bar{b}b_D\rangle^{a'}_{a}]\bar{\chi}_2\vec{\sigma}\chi_2 + \\
& + \tfrac{1}{2}[\langle \bar{B}B_F\rangle^{a'}_{a} - \langle \bar{B}B_D\rangle^{a'}_{a}]\bar{\chi}^{kj\ell}(\vec{\sigma})^{m}_{\ell}\chi_{mjk} + \vec{M}^{a'}_{2a}\Big\} +
\end{aligned} \tag{2.6}
$$

$(\bar{B}B_F)$

1, 3

$(\bar{b}b_D)$

$$+\frac{1}{12}(\vec{\sigma})_1^{1'}\delta_a^{a'}\{\frac{4}{3}\bar{\chi}_1\vec{\sigma}\chi_1+\frac{2}{3}\bar{b}b\bar{\chi}_2\vec{\sigma}\chi_2+$$

$$+2\bar{B}B\bar{\chi}^{kj\ell}(\vec{\sigma})_\ell^m\chi_{mjk}+\vec{M}_3\},$$

$$(J_2)_A^{A'}=\tfrac{1}{2}\delta_1^{1'}\{\frac{1}{3}\langle\bar{b}b_F\rangle_a^{a'}\bar{\chi}_2\chi_2+ \qquad (1,8)$$

$$M_{1a}^{a'}$$

(1)

$$+(\bar{d}^{a'\beta\gamma}d_{a\beta\gamma}-\frac{1}{3}\delta_a^{a'}\bar{d}d)\bar{\chi}_3\chi_3+\tfrac{1}{2}[\langle\bar{B}B_F\rangle_a^{a'}+\langle\bar{B}B_D\rangle_a^{a'}]\bar{\chi}^{\ell jk}\chi_{\ell jk}+$$

$$+N_{1a}^{a'}\}+\Big[\tfrac{1}{4}(\vec{\sigma})_1^{1'}\{-\frac{2}{3}\langle\bar{b}b_D\rangle_a^{a'}\bar{\chi}_2\vec{\sigma}\chi_2+ \qquad (3,8) \tag{2.7}$$

$$+2(\bar{d}^{a'\beta\gamma}d_{a\beta\gamma}-\frac{1}{3}\delta_a^{a'}\bar{d}d)\bar{\chi}_3\vec{\sigma}\chi_3+$$

$$+[\langle\bar{B}B_F\rangle_a^{a'}+\langle\bar{B}B_D\rangle_a^{a'}]\bar{\chi}^{\ell kj}(\vec{\sigma})_\ell^m\chi_{jkm}+\vec{N}_{2a}^{a'}\Big]+$$

$$+\frac{1}{12}(\vec{\sigma})_1^{1'}\delta_a^{a'}\{-\frac{2}{3}\bar{\chi}_1\vec{\sigma}\chi_1+\frac{2}{3}\bar{b}b\bar{\chi}_2\vec{\sigma}\chi_2+2\bar{d}d\bar{\chi}_3\vec{\sigma}\chi_3+2\bar{B}B\bar{\chi}^{\ell kj}(\vec{\sigma})_\ell^m\chi_{jkm}+\vec{N}_3\},$$

где M_1, N_1 – смешанные члены, которые дают электрические и магнитные переходы между представлениями группы $SU(3)\times SU(2)$ (явные выражения для M_1 и N_1 даны в Приложении),

$$\langle\bar{b}b_F\rangle_a^{a'}=\bar{b}_\rho^{a'}b_a^\rho-\bar{b}_a^\rho b_\rho^{a'},$$

$$\langle\bar{b}b_D\rangle_a^{a'}=\bar{b}_\rho^{a'}b_a^\rho+\bar{b}_a^\rho b_\rho^{a'}-\frac{2}{3}\delta_a^{a'}\bar{b}b,$$

$$\bar{b}b=\bar{b}_\rho^\delta b_\delta^\rho$$

(аналогичные выражения для $<\bar{B}B_F>$, $<\bar{B}B_D>$, $\bar{B}B$),

$$\bar{d}d = \bar{d}^{\alpha\beta\gamma} d_{\alpha\beta\gamma} .$$

В выражениях (2.6) и (2.7) сгруппированы отдельно представления (8,1), (8,3) и (1,3), что соответствует формуле

$$\underline{35} = (8,1) + (8,3) + (1,3) .$$

Представление (8.1) дает соотношения между зарядами. Как видно из (2.6) и (2.7), при любом r_1 и r_2 можно нормировать заряд, чтобы для представлений (8,2), (10.2) получить правильные соотношения между зарядами. Однако для представлении (8.4) не всякое значение $\frac{r_2}{r_1}$ дает правильное соотношения между зарядами. Значение $\frac{r_2}{r_1}$ можно определить из условия, что остается только ток типа $<\bar{B}B_F>^{a'}_a$ в линейной комбинации представлений (8,1) выражений (2.6) и (2.7)

$$-\tfrac{1}{4} <\bar{B}B_D>^{a'}_a + \frac{r_2}{r_1} \tfrac{1}{2} <\bar{B}B_D>^{a'}_a = 0,$$

отсюда $\frac{r_2}{r_1} = \tfrac{1}{2}$. При таком значении $\frac{r_2}{r_1}$ заряды резонансов всего представления 70 можно нормировать.

Таким образом, выделяя электрический ток, который дает соотношения между зарядами, имеем

$$r_1 \{ (8,1)_1 + \tfrac{1}{2}(8,1)_2 \} ,$$

где нижние индексы показывают, какому току относится данное представление.

Пока мы работали в пределе точной SU(6) – симметрии, скалярные и векторные компоненты тока $J^{A'}_A$ не различимы. Нарушение симметрии отделяет скалярный ток от векторного, и вместо (2.6) и (2.7) получаем

$$J^{A'}_A = J^{a'i'}_{ai} = a_1 \delta^{i'}_i J^{a'}_a + a_2 (\vec{\sigma})^{i'}_i \vec{J}^{a'}_a .$$

Симметрия SU(3) при этом не нарушается. Естественно предположить, что токи $(J_1)^{A'}_A$ и $(J_2)^{A'}_A$ расщепляются с одинаковыми константами a_1 и a_2. Очевидно, что такое нарушение SU(6) не изменит соотношений между зарядами и между магнитными моментами. Если по каким-то причинам токи J_1 и J_2 расщепляются неодинаково, то меняются как абсолютные, так и относительные значения магнитных моментов, причем появляется дополнительная постоянная. В первом случае выпишем отдельно представление (8.3) из выражения $J^{A'}_A = r_1[(J_1)^{A'}_A + \tfrac{1}{2}(J_2)^{A'}_A]$:

$$\begin{aligned} r_1 \tfrac{1}{4} (\vec{\sigma})^{i'}_i \{ & 1/3 <\bar{b}b_F>^{a'}_a \bar{\chi}_2 \vec{\sigma} \chi_2 + (\bar{d}^{a'\beta\gamma} d_{a\beta\gamma} - \tfrac{1}{3}\delta^{a'}_a \bar{d}d) \bar{\chi}_3 \vec{\sigma} \chi_3 + \\ & + <\bar{B}B_F>^{a'}_a \bar{\chi}^{jk\ell} (\vec{\sigma})^m_\ell \chi_{mjk} + \vec{M}^{a'}_{2a} + \tfrac{1}{2}\vec{N}^{a'}_{2a} \} , \end{aligned} \qquad (2.8)$$

отсюда видно, что все магнитные моменты резонансов, принадлежащих представлению (8.2) и (10.2), относятся друг к другу, как их заряды.

Кроме того, магнитные моменты резонансов представления (8.4) тоже относятся друг к другу, как их заряды, а между представлениями (8.4) и (8.2), например, имеем:

$$\frac{\mu(p_\gamma)}{\mu(p)} = 3. \tag{2.9}$$

Рассмотрим теперь некоторые переходы. С помощью формул (A.2) и (B.2), данных в Приложении, можно получить для магнитных переходов между $d_{\alpha\beta\gamma}$ и b^α_β следующие выражения (при $\frac{r_2}{r_1} = \frac{1}{2}$):

$$r_1 \tfrac{1}{4}(\sigma)^{1'}_1 \{-\frac{2}{\sqrt{3}} \bar{d}^{\alpha'\beta\gamma}\epsilon_{\alpha\beta\delta} b^\delta_\gamma \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\chi_2\} =$$

$$= r_1 \frac{1}{2\sqrt{3}}(\sigma)^{1'}_1 \{-\sqrt{3}\,\overline{\tilde{N}^{*+}}\, \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\tilde{p}\chi_2 + \sqrt{3}\,\overline{\tilde{N}^{*+}}\, \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\tilde{n}\chi_2 -$$

$$- \frac{3}{2}\overline{\tilde{Y}_1^{*+}}\, \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\tilde{\Lambda}\chi_2 - \sqrt{3}\,\overline{Y_1^{*+}}\, \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\tilde{\Sigma}^+\chi_2 + \tag{2.10}$$

$$+ \frac{\sqrt{3}}{2}\overline{\tilde{Y}_1^{*0}}\, \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\tilde{\Sigma}^0\chi_2 - \sqrt{3}\,\overline{\tilde{\Xi}^{*0}}\, \bar{\chi}_3 \vec{\sigma}\tilde{\Xi}^0\chi_2 \}.$$

Из (2.9) и (2.10) имеем, например:

$$\frac{\langle \tilde{N}^{*0} |\mu| \tilde{p} \rangle^2}{\langle \tilde{Y}_1^{*0} |\mu| \tilde{\Lambda} \rangle^2} = \frac{4}{3}, \tag{2.11}$$

$$\frac{\langle \tilde{N}^{*+} |\mu| \tilde{p} \rangle^2}{\langle \tilde{p} |\mu| \tilde{p} \rangle^2} = 4.$$

Другие соотношения между магнитными моментами переходов вычисляются аналогично.

III. Оператор магнитного момента

Выше был получен электромагнитный ток 70-плета, из которого следовали соотношения между магнитными моментами частиц и переходов. Существует другой способ [3] получения тех же соотношений, состоящий в том, что вводится оператор магнитного момента μ_s в качестве диагонального оператора группы SU(6). Его выражение через канонические генераторы имеет вид:

$$\mu_s = g\,(2A_1^1 - A_2^2 - A_3^3 - 2A_4^4 + A_5^5 + A_6^6). \qquad (3.1)$$

В произвольном SU(6) – представлении с одними нижними индексами (3.1) имеет собственные значения

$$\mu_s = g[2p(11) - p(21) - p(31) - 2p(12) + p(22) + p(32)], \qquad (3.2)$$

где $p(\alpha i)$ – число индексов αi в соответствующей компоненте представления. Из (3.2) следует, что магнитные моменты 70-плета выражаются через одну константу g.

В качестве примера получим соотношения (2.9) и (2.11). Из (2.2) легко получить, что

$$\tilde{p} = \frac{\sqrt{6}}{3}(2\Psi_{[11,21]12} - \Psi_{[11,22]11} - \Psi_{[12,21]11}),$$

$$p_\gamma = \sqrt{2}\,\Psi_{[11,21]11}, \qquad (3.3)$$

$$\tilde{N}^{*+} = \frac{\sqrt{6}}{3}(\Psi_{[11,21]12} + \Psi_{[11,22]11} - 2\Psi_{[12,21]11}).$$

Из равенств (3.3) нетрудно получить значения магнитных моментов, пользуясь формулой (3.2) и соотношениями ортогональности и нормировки компонент 70-плета $\Psi_{[\alpha i,\beta j]\gamma k}$:

$$\langle \tilde{p}\,|\mu|\,\tilde{p}\rangle = g,$$

$$\langle p_\gamma|\mu|\,p_\gamma\rangle = 3g, \qquad (3.4)$$

$$\langle \tilde{N}^{*+}|\mu|\tilde{p}\rangle = -2g.$$

Справедливость соотношений (2.9), (2.11) из формулы (3.4) и Приложения С очевидна. Аналогичным образом получаются все другие соотношения между магнитными моментами.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Кадышевскому, Нгуен Ван Хьеу и Я.А.Смородинскому за ценные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

A.

$$M^{\alpha'}_{1\alpha} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \bar{d}^{\gamma\beta\alpha'} \epsilon_{\alpha\beta\delta} b^{\delta}_{\gamma} \bar{\chi}_3 \chi_2 + \frac{1}{2\sqrt{3}} \epsilon^{\delta\beta\alpha'} \bar{b}^{\gamma}_{\delta} d_{\alpha\beta\gamma} \bar{\chi}_2 \chi_3 -$$

$$- \frac{1}{2\sqrt{6}} \bar{b}^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}_2 \chi_1 - \frac{1}{2\sqrt{6}} b^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}_1 \chi_2 \quad ; \qquad (A.1)$$

$$\vec{M}^{\alpha'}_{2\alpha} = \bar{d}^{\gamma\beta\alpha'} \epsilon_{\alpha\beta\delta} B^{\delta}_{\gamma} \epsilon^{j\ell} \bar{\chi}^{k}_{3} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \chi_{mjk} + \epsilon^{\delta\beta\alpha'} \bar{B}^{\gamma}_{\delta} d_{\alpha\beta\gamma} \bar{\chi}^{\ell jk} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \epsilon_{mj} \chi_{3k} -$$

$$- \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{d}^{\gamma\beta\alpha'} \epsilon_{\alpha\beta\delta} b^{\delta}_{\gamma} \bar{\chi}_3 \vec{\sigma} \chi_2 - \frac{1}{\sqrt{3}} \epsilon^{\delta\beta\alpha'} \bar{b}^{\gamma}_{\delta} d_{\alpha\beta\gamma} \bar{\chi}_2 \vec{\sigma} \chi_3 - \qquad (A.2)$$

$$- \frac{1}{\sqrt{3}} <\bar{B} b_D>^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}^{kj\ell} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \epsilon_{mj} \chi_{2k} - \frac{1}{\sqrt{3}} <\bar{b} B_D>^{\alpha'}_{\alpha} \epsilon^{j\ell} \bar{\chi}^{k}_{2} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \chi_{mjk} -$$

$$- \frac{1}{3\sqrt{2}} \bar{B}^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}^{kj\ell} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \epsilon_{mk} \chi_{1j} - \frac{1}{3\sqrt{2}} B^{\alpha'}_{\alpha} \epsilon^{k\ell} \bar{\chi}^{j}_{1} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \chi_{mjk} -$$

$$- \frac{5}{3\sqrt{6}} \bar{b}^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}_2 \vec{\sigma} \chi_1 - \frac{5}{3\sqrt{6}} b^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}_1 \vec{\sigma} \chi_2 \quad ;$$

$$(A.3)$$

$$\vec{M}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{B} b \bar{\chi}^{kj\ell} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \epsilon_{mj} \chi_{2k} + \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{b} B \epsilon^{j\ell} \bar{\chi}^{k}_{2} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} \chi_{mjk}$$

B.

$$N^{\alpha'}_{1\alpha} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \bar{d}^{\alpha'\beta\gamma} (\epsilon_{\beta\alpha\delta} b^{\delta}_{\gamma} + \epsilon_{\gamma\alpha\delta} b^{\delta}_{\beta}) \bar{\chi}_3 \chi_2 +$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{3}} (\epsilon^{\delta\alpha'\beta} \bar{b}^{\gamma}_{\delta} + \epsilon^{\delta\alpha'\gamma} \bar{b}^{\beta}_{\delta}) d_{\beta\gamma\alpha} \bar{\chi}_2 \chi_3 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{b}^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}_2 \chi_1 + \frac{1}{\sqrt{6}} \bar{b}^{\alpha'}_{\alpha} \bar{\chi}_1 \chi_2 \quad ;$$

$$\vec{N}^{\alpha'}_{2\alpha} = \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{d}^{\alpha'\gamma\beta} (\epsilon_{\beta\alpha\delta} b^{\delta}_{\gamma} + \epsilon_{\gamma\alpha\delta} b^{\delta}_{\beta}) \bar{\chi}_3 \vec{\sigma} \chi_2 + \qquad (B.1)$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{3}} (\epsilon^{\delta\alpha'\beta} \bar{b}^{\gamma}_{\delta} + \epsilon^{\delta\alpha'\gamma} \bar{b}^{\beta}_{\delta}) d_{\beta\gamma\alpha} \bar{\chi}_2 \vec{\sigma} \chi_3 +$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{3}} [<\bar{B} b_F>^{\alpha'}_{\alpha} + <\bar{B} b_D>^{\alpha'}_{\alpha}] \bar{\chi}^{\ell kj} (\vec{\sigma})^{m}_{\ell} (\epsilon_{jm} \chi_{2k} + \epsilon_{km} \chi_{2j}) +$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{3}}[<\bar{b}B_F>^{a'}_{a} + <\bar{b}B_D>^{a'}_{a}](\epsilon^{\ell j}\bar{\chi}^{k}_{2} + \epsilon^{\ell k}\bar{\chi}^{j}_{2})(\vec{\sigma})^{m}_{\ell}\chi_{jkm} +$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{3}\bar{B}^{a'}_{a}\bar{\chi}^{\ell kj}(\vec{\sigma})^{m}_{\ell}(\epsilon_{jm}\chi_{1k} + \epsilon_{km}\chi_{1j}) +$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{3}B^{a'}_{a}(\epsilon^{\ell j}\bar{\chi}^{k}_{1} + \epsilon^{\ell k}\bar{\chi}^{j}_{1})(\vec{\sigma})^{m}_{\ell}\chi_{jkm} - \tag{B.2}$$

$$- \frac{2}{3\sqrt{6}}\bar{b}^{a'}_{a}\bar{\chi}_{2}\vec{\sigma}\chi_{1} - \frac{2}{3\sqrt{6}}b^{a'}_{a}\bar{\chi}_{1}\vec{\sigma}\chi_{2} \quad ;$$

$$\vec{N}_{8} = \frac{1}{\sqrt{3}}\bar{B}b\bar{\chi}^{\ell kj}(\vec{\sigma})^{m}_{\ell}(\epsilon_{jm}\chi_{2k} + \epsilon_{km}\chi_{2j}) +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{3}}\bar{b}B(\epsilon^{\ell j}\bar{\chi}^{k}_{2} + \epsilon^{\ell k}\bar{\chi}^{j}_{2})(\vec{\sigma})^{m}_{\ell}\chi_{jkm}. \tag{B.3}$$

$M^{a'}_{1a}$, $N^{a'}_{1a}$ дают электрические переходы, а $\vec{M}^{a'}_{2a}$ и $\vec{N}^{a'}_{2a}$ – магнитные переходы.

C. При проверке соотношений (2.9) и (2.11) мы воспользовались волновыми функциями частиц $\tilde{p}$, $\tilde{N}^{*+}$, $\tilde{\Lambda}$, $\tilde{Y}^{*0}$, которые нетрудно получить из разложения 70-плета согласно (2.2):

$$\tilde{Y}^{*0} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\Psi_{[11,22]81} - 2\Psi_{[12,21]81} + \Psi_{[11,21]82} +$$

$$+ 2\Psi_{[21,82]11} - \Psi_{[22,81]11} - \Psi_{[21,81]12}) ;$$

$$\tilde{\Lambda} = \Psi_{[12,21]81} - \Psi_{[11,21]82} - \Psi_{[22,81]11} + \Psi_{[21,81]12}.$$

Для получения магнитных моментов необходимо учитывать соотношения типа:

$$\bar{\Psi}^{31[21,12]}\Psi_{[12,21]31} = 1/3,$$

$$\bar{\Psi}^{31[21,12]}\Psi_{[21,31]12} = -1/6,$$

$$\bar{\Psi}^{31[21,12]}\Psi_{[11,22]31} = 0$$

Литература

1. A.Pais. Phys.Rev.Lett., 13, 175 (1965).
2. M.A.B.Beg and A.Pais. Lorentz Invariance and the Interpretation of SU(6), II preprint (1964).
3. M.A.Beg and V.Singh. Phys.Rev.Lett., 13, 509 (1964).
4. B.Sakita. Phys.Rev.Lett., 13, 643 (1964). 13, 643
5. V.G.Kadyshevsky et al. Phys.Lett., 15, 180 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1965 г.