ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2401

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

З.Р. Бабаев, В.С. Замиралов

НАРУШЕННАЯ СИММЕТРИЯ SU(6) И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БАРИОНОВ

1965

Р-2401

З.Р. Бабаев, В.С. Замиралов

НАРУШЕННАЯ СИММЕТРИЯ SU(6) И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БАРИОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В этой статье сделана попытка рассмотреть задачу наиболее полного учета средне-сильного взаимодействия для магнитных моментов и магнитных переходов 56-плета барионов в схеме SU(6). Подобное рассмотрение в частном случае проводилось в работе [8].

Как известно, уже симметрия SU(3) приводит к многочисленным соотношениям между этими величинами [1]. Поскольку, однако, симметрия SU(3) нарушена средне-сильным взаимодействием, естественно было установить, насколько изменяются эти соотношения. Впервые, по-видимому, это сделал Окубо [2]. Средне-сильное взаимодействие учитывалось в первом порядке, т.е. так, чтобы оно отвечало массовой формуле Гелл-Манна-Окубо [6]. При этом для октета, декуплета и амплитуд фотораспадов $B_{10} \to B_8 + \gamma$, соответственно, получаются следующие формулы:

$$
\begin{aligned}
&2\mu(\Sigma^0) = \mu(\Sigma^+) + \mu(\Sigma^-) \\
&2\sqrt{3}\mu(\Sigma\Lambda) = 3\mu(\Lambda) + \mu(\Sigma^0) - 2\mu(\Xi^0) - 2\mu(n)
\end{aligned} \tag{1}
$$

$$
\begin{aligned}
&\mu(\Delta^{++}) - \mu(\Delta^+) = \mu(\Delta^+) - \mu(\Delta^0) = \mu(\Delta^0) - \mu(\Delta^-) \\
&\mu(\Sigma^+_\delta) - \mu(\Sigma^0_\delta) = \mu(\Sigma^0_\delta) - \mu(\Sigma^-_\delta) \\
&\mu(\Omega^-) - \mu(\Sigma^-_\delta) = \mu(\Xi^-_\delta) - \mu(\Delta^-) \\
&\mu(\Delta^0) - \mu(\Sigma^0_\delta) = \mu(\Sigma^0_\delta) - \mu(\Xi^0_\delta) \\
&\mu(\Xi^-_\delta) - \mu(\Sigma^-_\delta) = \mu(\Sigma^-_\delta) - \mu(\Delta^-)
\end{aligned} \tag{2}
$$

$$
\begin{aligned}
&g(\Delta^+ p) = g(\Delta^0 n) \\
&g(\Sigma^-_\delta \Sigma^-) - g(\Sigma^+_\delta \Sigma^+) = 2g(\Sigma^0_\delta \Sigma^0) \\
&g(\Sigma^-_\delta \Sigma^-) = g(\Xi^-_\delta \Xi^-) \\
&g(\Delta^0 n) - g(\Xi^0_\delta \Xi^0) = g(\Sigma^0_\delta \Sigma^0) - \sqrt{3}\, g(\Sigma^0_\delta \Lambda) \\
&g(\Delta^+ p) + g(\Sigma^-_\delta \Sigma^-) + 2g(\Sigma^+_\delta \Sigma^+) = g(\Xi^0_\delta \Xi^0)\,.
\end{aligned} \tag{3}
$$

В работе[8] ошибочно утверждается, что два последних выражения в (3) выполняются только в SU(6).

Из требования сохранения U-спина[10] заключаем, что частицы $\Delta^{++}, \Delta^-, \Omega^-$ не могут распадаться электромагнитным образом.

В симметрии SU(3), однако, нельзя никак связать между собой магнитные моменты различных мультиплетов и амплитуды радиационных распадов. Это возможно в рамках более высокой симметрии, например, в SU(6), к которой мы сейчас и переходим. В мультиплет SU(6) входят унитарный и обычный спины, поэтому удобнее работать не с лагранжианом, как в SU(3), а с электромагнитным током, являющимся компонентой I^{i1}_{j1} 35-плета, поскольку в нем можно выделить магнитную компоненту. Магнитная компонента электромагнитного тока барионов преобразуется как (3,8) группы SU(2) × SU(3) и имеет вид[3]:

$$I^{\alpha}_{\beta} \equiv I^{iA}_{jB} = \bar{B}_{jkeBCE} B^{ikeACE} + 1/6\ \delta^i_j\ \delta^A_B \langle \bar{B}\ B \rangle -$$

$$- 1/3\ \delta^A_B\ \bar{B}_{jkePCE}\ B^{ikePCE} - 1/2\ \delta^i_j\ \bar{B}_{nkeBCE}\ B^{nkeACE}, \qquad (4)$$

$$B^{ikeACE} = \Phi^{ike}\ d^{ACE} + \frac{1}{3\sqrt{2}} [(2\epsilon^{ik} \chi^e + \epsilon^{ke} \chi^i)\ \epsilon^{ACD} \Psi^E_D + (\epsilon^{ik} \chi^e + 2\epsilon^{ke} \chi^i)\ \epsilon^{CED} \Psi^A_D ,$$

где < > означает шпур, маленькие латинские буквы описывают спиновые индексы, большие буквы-унитарные индексы, греческие буквы-индексы SU(6). 35-ток, нарушенный средне-сильным взаимодействием, мы построим из тензоров $\bar{B}_{\alpha\beta\gamma}$, $B^{\delta\sigma\eta}$, 1+aT, где T – тензор средне-сильного взаимодействия, и выделим в нем магнитную компоненту, преобразующуюся как (8 + 1,3) в редукции SU(6) на SU(3) × SU(2)[4].

$$(I^{\alpha}{}_{\beta})_8 = I^{\alpha}_{\beta} - 1/2\ \delta^a_b\ I^{aA}_{aB} - (I^{\alpha}{}_{\beta})_1 \qquad (4)$$

$$(I^{\alpha}{}_{\beta})_1 = 1/3\ \delta^A_B\ I^{aC}_{b\,C} - 1/6\ \delta^{\alpha}_{\beta}\ I^{\gamma}_{\gamma}.$$

Разумно выбрать T в таком виде, чтобы он отвечал наблюдаемому расщеплению масс. В этом случае следует рассмотреть вклады от величин 35^8, 189^1, 405^1, 405^8, 189^8[9]

$$T(35^8) \equiv T^{\alpha}_{\beta} = \delta^a_b\ T^A_B$$

$$T^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}(405^1) = \delta^a_e\ \delta^b_d\ \delta^A_D \delta^B_E + \delta^a_d\ \delta^b_e\ \delta^A_E \delta^B_D$$

$$T^{\alpha\beta}_{\gamma\delta}(405^8) = \delta^a_e\ \delta^b_d (\delta^A_D T^B_E + \delta^B_E T^A_D) + \delta^a_d\ \delta^b_e (\delta^A_E T^B_D + \delta^B_D T^A_E), \qquad (5)$$

где $T^A_B = \delta^A_8\ \delta^8_B$.

Вклад от тензора 189 обращается в нуль из-за его антисимметричности.

Лагранжиан, описывающий радиационные переходы и рассеяние в магнитном поле, имеет вид $\vec{H}\vec{\sigma}^a_b\ I^{bi}_{ai}$, где ток

$$I^{\alpha}_{\beta} = \sum_{\substack{i=1,8 \\ j=1,8}} \{ a_i (\bar{B}_{\beta\gamma\delta} B^{\alpha\gamma\delta})_i + b_i (\bar{B}_{\beta\gamma\delta}\ T^{\gamma}_{\sigma}\ B^{\alpha\sigma\delta})_i +$$

$$+ c_i (\bar{B}_{\beta\gamma\delta} \{T^{\gamma\delta}_{\sigma\eta}\}_j B^{\sigma\eta\alpha})_i + \qquad (6)$$

$$+ d_i [\bar{B}_{\beta\gamma\delta} \{T^{\alpha\gamma}_{\sigma\eta}\}_j B^{\delta\sigma\eta} + \bar{B}_{\eta\gamma\delta} \{T^{\eta\gamma}_{\sigma\beta}\}_j B^{\delta\sigma\alpha}]_i \},$$

где i выделяет унитарную скалярную (1,a) и векторную (8,a) часть 35-тока; j-выделяет части высших представлений SU(6) группы, преобразующиеся относительно SU(3) как 1 и 8, 405^1 и 405^8.

Две последние величины в квадратных скобках для электромагнитного тока эрмитово сопряжены, поэтому мы их пишем с одной константой d_i.

1. Предположим, что нарушенный ток является нонетом $(8+1,3)$[4]. Тогда в общем случае выражение (6) приводит к соотношениям (1), (2), (3) нарушенной симметрии SU(3). Существует, правда, соотношение, связывающее магнитные моменты и переходы всего 56-плета, но из-за громоздкости мы его не приводим.

2. Оказывается, что соотношение $\mu(p)/\mu(n) = -3/2$ можно сохранить и в полностью нарушенной симметрии SU(6), если сделать простое предположение $c_i = d_i |_{j=1}$.

3. Теперь примем, что ток является октетом, т.е. $a_1 = b_1 = c_1 = d_1 = 0$, дополнительно к (1), (2), (3) получим следующие соотношения:

$$4\mu(p) + 5\{2\mu(n) + \mu(\Sigma^-)\} = 3\{\mu(\Lambda) - 3\mu(\Sigma^0)\} + \mu(\Xi^-) \qquad (7)$$

$$4\{\mu(n) + \mu(\Sigma^0)\} + \mu(\Xi^0) = 6\mu(\Lambda)$$

$$\mu(\Delta^{++}) = 2\mu(\Delta^{+})$$

$$\mu(\Delta^{+}) = -\mu(\Delta^{-})$$

$$\mu(\Delta^{o}) = 0$$

$$2\mu(\Sigma^{o}_{\delta}) = \mu(\Xi^{o}_{\delta}) \qquad (8)$$

$$\mu(\Xi^{-}_{\delta}) = -\mu(\Sigma^{+}_{\delta})$$

$$\mu(B^{-}) + 3\mu(\Xi^{o}_{\delta}) = \mu(\Delta^{-})$$

$$\mu(\Omega^{-}) - 3\mu(\Sigma^{-}_{\delta}) = \mu(\Delta^{++})$$

$$6\{\mu(p) + 2\mu(n)\} - \mu(\Delta^{++}) = -3\sqrt{2}\, g(\Delta^{+} p)$$

$$3\{\mu(\Xi^{o}) - \mu(\Xi^{-})\} - \mu(\Delta^{+}) =$$

$$= 3/\sqrt{2}\ \{ g(\Sigma^{+}_{\delta}\Sigma^{+}) + g(\Sigma^{-}_{\delta}\Sigma^{-})\} \qquad (9)$$

$$\{3[\mu(\Sigma^{o}) + \mu(\Sigma^{-})] + \sqrt{3}\,\mu(\Sigma\Lambda) + 2\mu(p) +$$

$$+ 4\mu(n)\} = \mu(\Omega^{-}) - \mu(\Delta^{+}) - -2\sqrt{6}\, g(\Sigma_{\delta}\Lambda) .$$

4. Положим здесь равными константы $c_i = d_i |_{j=1}$. Это приводит еще к одному соотношению

$$\{\mu(\Xi^{-}) - \mu(\Xi^{o}) + \mu(\Lambda)\} =$$

$$= 5\{\mu(\Sigma^{-}) + \mu(\Sigma^{o})\} + 16/9\,\{\sqrt{3}\,\mu(\Sigma^{o}\Lambda) - \mu(p)\} . \qquad (10)$$

5. Оставим наинизшее представление, нарушающее симметрию SU(6) средне-сильным образом, т.е. тензор 35^{8}. Такое частичное нарушение SU(6) приводит, наряду с (1), (2), (3), к простым и изящным соотношениям между магнитными моментами и амплитудами фотораспадов 56-плета.

$$\mu(\Delta^{++}) - \mu(\Delta^{o}) = 2\mu(p)$$

$$\mu(\Lambda) = ½\,\mu(n)$$

$$\mu(\Sigma^{o}\Lambda) = -\sqrt{3}\, g(\Sigma^{o}_{\delta}\Lambda) \qquad (11)$$

$$\frac{2\sqrt{2}}{3}\ \mu(p) = g(\Delta^{+} p) .$$

Если и теперь потребовать октетности тока, то к (7), (8), (9), (11) еще добавятся

$$3\{\mu(\Sigma^{-}_{\delta}) - 2\mu(\Lambda)\} = \mu(\Omega^{-})$$

$$2\mu(\Sigma^{+}_{\delta}) + 3\mu(\Xi^{o}) = 0$$

$$\mu(\Sigma^{-}_{\delta}) = 3\mu(\Xi^{-}) \qquad (12)$$

$$\mu(\Sigma^{o}) = -1/6\sqrt{2}\ \ g(\Sigma^{+}_{\delta}\Sigma^{+})$$

$$\mu(\Xi^{o}_{\delta}) = -3/\sqrt{2}\ \ g(\Xi^{-}_{\delta}\Xi^{-}) .$$

Результаты для барионов октета несколько отличаются от аналогичных результатов работы [8], причем в этой работе у самих авторов не выполняется третье соотношение в формуле (4в).

Таким образом, симметрия SU(6) при полном учете средне-сильного взаимодействия дает по существу те же результаты, что и нарушенная симметрия SU(3). Однако уже условие, что ток является чистым октетом (3,8), приводит к важным следствиям. В частности, обращается в нуль $\mu(\Delta^{o})$ и определение на эксперименте его величины покажет справедливость этого условия в рамках данной схемы. Любопытно отметить, что для магнитных моментов декуплета и амплитуд фотораспадов высшие приближения (вклады от тензора 405) просто пропорциональны вкладам 1 и 35^{8}. Заметим также, что на уровне нарушения симметрии тензором низшего возможного представления 35^{8} выполняется соотношение $\mu(\Lambda)/\mu(n) = 1/2$, справедливое в SU(3), нарушенной только электромагнитным взаимодействием [1].

Можно, однако, попытаться и иным образом ввести средне-сильное взаимодействие. Так, в работе [11] расщепление масс учитывается умножением магнитных моментов "чистой" SU(6) на фактор m_p/m_B, где B – барионы 56-плета. При этом, наряду со значениями таблицы в работе [11], получаем (в магнетонах Бора):

$$\mu(\Lambda) = -0,78$$

$$\mu(\Delta^{++}) = 2\mu(\Delta^{+}) = -2\mu(\Delta^{-}) = 4,25$$

$$\mu(\Sigma^+_\delta) = -\mu(\Sigma^-_\delta) = 1{,}90$$

$$\mu(\Xi^-_\delta) = -1{,}77 \qquad (13)$$

$$\mu(\Delta^\circ) = \mu(\Sigma^\circ_\delta) = \mu(\Xi^\circ_\delta) = 0 .$$

Соотношения (1), (2), (7), (8) (кроме предпоследнего в (8)) удовлетворяются при этих значениях с точностью от 2 до 10%. Если теперь в (9^I) представить значения из (13), то получается, что при учете фактора m_p / m_Δ, $\mu(\Delta^{++}) = 4{,}3$ (фактор m_p / m_Δ учитывается явно, потому что мы, используя соотношение (11^{III}), работаем с нерасщепленными массами нуклона и 33-резонанса). Формулы (12^{II}) и (12^{III}) также хорошо выполняются. Соотношение $g(\Delta^+ p) = 2\sqrt{2/3}\,\mu(p)$ находится в качественном согласии с оценками Гурдэна и Салэна, которые получили $g(\Delta^+ p) = 1{,}6\, 2\sqrt{3}/3\,\mu(p)$ /5/. Однако, более строгая полевая оценка дает $g(\Delta p) = 0{,}8 \frac{2\sqrt{2}}{3}\mu(p)$

Пользуясь этими данными, можно оценить $\mu(\Delta^{++})$, исходя из (9^I). Получаем $\mu(\Delta^{++}) \simeq 4{,}1$. Экспериментальное значение магнитного момента Λ-частицы $\mu(\Lambda) = -0{,}77 \pm 0{,}27$ прекрасно согласуется с (13^1) и не противоречит (11^{II}) /12/.

Авторы искренне благодарны Л.Д.Соловьеву за предложенную тему и плодотворные обсуждения, а также И.Тодорову и проф. А.Пайсу за интересную дискуссию и ценные замечания.

Литература

1. Cabbibo, Gatto. Nuovo Cimento, 23, 872 (1961) ; Coleman, Glashow. Phys. Rev. Lett., 6, 423 (1961).
2. Okubo. Phys. Lett., 4, 14 (1963).
3. S.Badier, C.Bouchiat. Phys. Lett., 15, 98 (1965).
4. З.Р.Бабаев, В.С.Замиралов, Л.Д.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-2299, Дубна 1965.
5. M.Gourdin. Ph. Salin,. Nuovo Cim., 27, 193 (1963).
6. Okubo. Progr. Theor. Phys., 27, 949 (1962).
7. Anderson. , Crawford. Phys. Rev. Lett., 13, 163 (1964).
8. А.И.Ахиезер, М.П.Рекало. ЖЭТФ, Письма в редакцию т. 1, 47 (1965).
9. V.Singh. Phys. Rev. Lett., 13, 113 (1964).
10. Levinson, Lipkin. , Meshkov. Phys. Lett., 7, 81 (1963).
11. A.Pais, M.B.Beg. Phys. Rev., 137, B1514 (1965).
12. D.A.Hill et al., Phys. Rev. Lett., 15, 85 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 октября 1965 г.