АДРОННЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ В СХЕМЕ $\tilde{U}(12)$-СИММЕТРИИ

Э.В.Гедалин, О.В.Канчели, С.Г.Матинян

В настоящем письме рассматриваются адронные распады гиперонов в схеме $\tilde{U}(12)$- симметрии [1,2] (см. также [3]), являющейся одним из возможных релятивистских обобщений $SU(6)$-симметрии.

Октет $1/2^+(B)$ и декуплет $3/2^+(D)$ барионов образуют представление 364 группы $\tilde{U}(12)$ и описываются полностью симметричным тензором $\Psi_{\{ABC\}}(p)$, который мы запишем в виде

$$\Psi_{\{ABC\}}(p)=\sqrt{\frac{3}{2}}\left[\left(\frac{\gamma p}{m}+1\right)\gamma_\mu C\right]_{\alpha\beta} D_{\mu\gamma,\{ijk\}} +$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}}\left\{\left[\left(\frac{\gamma p}{m}+1\right)\gamma_5 C\right]_{\alpha\beta} \varepsilon_{ijs} B^{s}_{\gamma,k} +\right.$$

$$\left. + \text{ циклическая перестановка } \alpha,\beta,\gamma \text{ и } i,j,k\right\}.$$

Здесь и в дальнейшем большим латинским индексам тензора группы $\widetilde{U}(12)$ $(A,B,\ldots =1,\ldots,12)$ соответствует пара индексов: тензора группы $SU(4)$ $(\alpha,\beta,\ldots =1,\ldots,4)$ и тензора $SU(3)$ $(i,j,\ldots =1,2,3)$. Например, $A=(\alpha,i)$, $B=(\beta,j)$, $C=(\gamma,k)$ и т.п. (Мы придерживаемся обозначений и выбора представления для γ -матриц, используемых в [1,2].)

Псевдоскалярные мезоны (P), входящие, наряду с векторными, в представление 143, будем описывать функцией

$$\Phi^A_B(p)=\left[\left(\frac{\gamma p}{\mu}+1\right)\gamma_5\right]^\alpha_\beta P^i_k ,$$

где μ - "средняя" масса октета 0^--мезонов, P^i_k - соответствующая октетная матрица. Отметим, что регулярное представление 143 "внутренне нарушенной" [1,2] $\widetilde{U}(12)$-симметрии не содержит реальных скалярных частиц.

Мы начнем с рассмотрения не сохраняющих четность амплитуд, для S -волновых частей которых на базе $SU(6)$-симметрии уже получена информация [4-6], находящаяся в согласии с опытом (см. также [7]).

Трансформационные свойства "слабого" шпуриона H, нарушающего $\widetilde{U}(12)$-симметрию, в этом случае однозначно фиксируются требованием, чтобы он преобразовывался по представлению 143, будучи псевдоскаляром и шестой компонентой вектора $SU(3)$-симметрии. Иными словами,

$$H^A_B=(\gamma_5)^\alpha_\beta\left(\delta^i_3\,\delta^2_j+\delta^i_3\,\delta^3_j\right) \qquad (1)$$

С учетом CP-инвариантности для матричного элемента можно написать:

$$M_{н.ч}= a\,\overline{\Psi}^{\{ABC\}}(p_2)\left[\Phi_C^E(q)H_E^D - \right.$$
$$\left. -\Phi_E^D(q)H_C^E\right]\Psi_{\{ABD\}}(p_1) \quad (p_1=p_2+q). \tag{2}$$

Расчет дает следующее выражение для $M_{н.ч}$:

$$M_{н.ч}=3a\left\{\frac{1}{M^2}\left[P^2\delta_{\mu\nu}+2q_\mu q_\nu\right]\overline{D}_\mu^{ijk}(p_2)D_{\nu,ij3}(p_1)\times\right.$$
$$\left.\times P_k^2(q)+\frac{1}{3}\frac{P^2}{m^2}(\overline{B}B)_{F_3}^k P_k^2(q)\right\}, \tag{3}$$

где $P^2=(p_1+p_2)^2$, $(\overline{B}B)_{F_j}^i\equiv\overline{B}_t^i B_j^t-\overline{B}_j^t B_t^i$, M – "средняя" масса декуплета, m – "средняя" масса барионного октета I).

Из [3] следуют все соотношения между S-волновыми амплитудами адронных распадов барионов октета, найденные в [4–6], а соотношение $(\Lambda\to p\pi^-)_S=\frac{1}{\sqrt{2}}(\Omega^-\to\Xi^{0*}\pi)_S$, полученное в [5], обобщается с учетом D-волны в $\Omega^-\to\Xi^{0*}\pi^-$-распаде.

Существенно новым моментом, обязанным $\tilde{U}(12)$-симметрии, в отношении не сохраняющих четность амплитуд является вытекающий из [3] вывод о том, что распады $\Omega\to\Lambda K^-$ и $\Omega\to\Xi\pi$ идут с сохранением четности (т.е. только в Р-волне). Проверка этого утверждения представляет несомненный интерес.

Переходя к рассмотрению сохраняющих четность амплитуд, отметим, что шпурион Н в этом случае должен быть скаляром 0^+. При этом следует различать две возможности.

На шпурион (имеющий нулевой четырех-импульс) не накладываются условия типа уравнений Баргманна-Вигнера. Тогда он может принадлежать представлению I43 схемы $\tilde{U}(12)$.

Другая возможность – шпурион в отношении трансформационных свойств "внутренне нарушенной" $\tilde{U}(12)$-симметрии рассматривается на равной основе с реальными частицами. В этом случае он должен преобразовываться по высшим представлениям $\tilde{U}(12)$ (4212, 5940).

Здесь мы покажем, что первая альтернатива приводит для сохраняющих четность амплитуд к противоречию с опытом. Вторая возможность рассмотрена нами в следующей работе.

Итак, считая, что H принадлежит к представлению I43 0^+, для CP-инвариантного сохраняющего четность матричного элемента адронных распадов можем написать:

$$M_{с.ч.} = b_1 \bar{\Psi}^{\{ABC\}}(p_2)[\Phi^E_C(q) H'^D_E + \Phi^D_E(q) H'^E_C] \Psi_{\{ABD\}}(p_1) + b_2 \bar{\Psi}^{\{ABC\}}(p_2) \Phi^D_A(q) H'^E_B \Psi_{\{DEC\}}(p_1), \tag{4}$$

где $H'^A_B = \delta^\alpha_\beta (\delta^i_3 \delta^2_j + \delta^i_2 \delta^3_j)$.

В результате вычислений получаются следующие соотношения между сохраняющими четность амплитудами адронных распадов барионов:

$$4(\Omega^- \to \Xi^{0*}\pi^-)_{с.ч.} = -\sqrt{3}\,(\Omega^- \to \Xi^0\pi^-)_p, \tag{5а}$$

$$5(\Omega^- \to \Lambda K^-)_p = 6\sqrt{6}\,(\Sigma^+ \to n\pi^+)_p, \tag{5б}$$

$$\frac{5}{12}(\Omega^- \to \Xi^0 \pi^-)_p = \sqrt{\frac{2}{3}}(\Lambda \to p\pi^-)_p - 2(\Sigma^- \to n\pi^-)_p \quad (5в)$$

$$\sqrt{2}(\Sigma^+ \to p\pi^0)_p = 2(\Sigma^- \to n\pi^-)_p + \sqrt{\frac{2}{3}}(\Lambda \to p\pi^-)_p \quad (5г)$$

$$5(\Xi^- \to \Lambda\pi^-)_p = -\sqrt{3/2}(\Sigma^- \to n\pi^-)_p - 2(\Lambda \to p\pi^-)_p \quad (5д)$$

Определение амплитуд следующее:

$$(D \to DP)_{с.ч.} = \left(1 + \frac{2M}{\mu}\right)\left[\frac{p^2}{M^2}\delta_{\mu\nu} + \right.$$

$$\left. + \frac{2q_\mu q_\nu}{M^2}\right]\bar{D}_\mu \gamma_5 D_\nu P,$$

$$(D \to BP)_p = \left(1 + \frac{m+M}{\mu}\right)\frac{q_\mu}{m}(\bar{B} D_\mu) P,$$

$$(B \to BP)_p = \left(1 + \frac{2m}{\mu}\right)\frac{p^2}{m^2}(\bar{B}\gamma_5 B) P.$$

Если принять, что $(\Sigma^- \to n\pi^-)_p$ близко к нулю [4–6], то из (5д) следует, что коэффициенты асимметрии α для $\Lambda \to p\pi^-$- и $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$-распадов должны быть одного знака. Это противоречит опыту.

Не согласуется с опытом и соотношение, являющееся следствием равенств (5)

$$2(\Xi^- \to \Lambda\pi^-)_p + (\Lambda \to p\pi^-)_p - \sqrt{3}(\Sigma^+ \to p\pi^0)_p =$$

$$= \frac{2\sqrt{6}}{5}(\Sigma^+ \to n\pi^+)_p = \frac{1}{3}(\Omega \to \Lambda K^-)_p.$$

Полученный результат показывает необходимость исследования второй альтернативы о трансформационных свойствах шпуриона H, упомянутой выше, что, в свою очередь, важно для выяснения вопроса о свойствах шпуриона умеренно-сильного взаимодействия.

Институт физики
Академии наук
Грузинской ССР

Поступило в редакцию
21 апреля 1965 г.

Литература

[1] R.Delbourgo, A.Salam, J.Strathdee. Proc.Roy.Soc., A1396, 284, 146, 1965.

[2] R.Delbourgo, M.A.Rashid. Preprint IC (65)14, Trieste, 1965.

[3] M.B.Beg, A.Pais. Phys.Rev. Lett., 14, 267, 1965.

[4] G.Altarelli, F.Buccella, R.Gatto. Phys.Lett., 14, 70, 1965.

[5] С.Г.Матинян. ЖЭТФ, 48, 1204, 1965.

[6] K.Kawarabayashi, Phys.Rev. Lett., 14, 86, 1965.

[7] С.Г.Матинян. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 1, № 2, 29, 1965.

---

1) Отметим, что если, "превышая точность", ввести различие в массах начального и конечного барионов, то при $\bar{D}D$ и $(\bar{B}B)_F$ возникнут множители вида $[1-(m_1-m_2)/\mu]$, соответствующие множителям $[1+(m_1+m_2)/\mu]$, появляющихся в амплитудах, сохраняющих четность [1,2]. Квадраты масс в знаменателе должны быть заменены при этом на $m_1 m_2$. Множитель P^2 равен $(m_1+m_2)^2-\mu^2$.