

СОХРАНЯЮЩИЕ ЧЕТНОСТЬ АМПЛИТУДЫ АДРОННЫХ РАСПАДОВ
БАРИОНОВ В СХЕМЕ СИММЕТРИИ $\tilde{U}(12)$

Э.В.Гедалини, О.В.Канчели, С.Г.Матвеев

В предыдущем письме [1] сообщались результаты применения симметрии $\tilde{U}(12)$ [2-4] к адронным распадам гиперонов Λ .

При этом в случае несохраняющих четность амплитуд трансформационные свойства слабого взаимодействия фиксировались вполне естественным и однозначным образом. Он принадлежал представлению 143 $\tilde{U}(12)$, будучи псевдоскаляром и местной компонентой вектора $SU(3)$. Что касается сохраняющих четность амплитуд, то в отношении слабого (ска-

ядрного) шпурнона мыслимы по крайней мере две возможности. Если на шпурнон не накладываются условия типа уравнений Барманна-Вигнера, то он может принадлежать представлению 143. Такая возможность была рассмотрена нами в [1] (см. также [5]) и было найдено, что полученные при этом соотношения для сохраняющих четность амплитуд адронных распадов барионов противоречат опыту.

Здесь мы рассмотрим другую возможность: шпурнон в отношении трансформационных свойств симметрии $\bar{U}(12)$ входит на равной с реальными частицами основе. Наименьшими представлениями $\bar{U}(12)$ - симметрии, содержащими CP-четный скаляр, являются представления 4212 и 5940 [6,7], которые мы и возьмем для описания слабого шпурнона H . В отношении $SU(3)$ - симметрии этот шпурнон должен быть шестой компонентой вектора.

Иными словами, слабый шпурнон, принадлежащий представлению 4212, имеет вид:

$$H_{[C,D]}^{[A,B]} = (\gamma_5 C)_{\rho\sigma} (C^{-1} \gamma_5)^{\alpha\beta} [T_k^i \delta_\ell^j + T_\ell^j \delta_k^i + T_\ell^i \delta_k^j + T_k^j \delta_\ell^i] - \text{след},$$

а преобразующийся по представлению 5940 слабый шпурнон выражается так:

$$H_{\{C,D\}}^{\{A,B\}} = (\gamma_5 C)_{\rho\sigma} (C^{-1} \gamma_5)^{\alpha\beta} [T_k^i \delta_\ell^j + T_\ell^j \delta_k^i - T_\ell^i \delta_k^j - T_k^j \delta_\ell^i] - \text{след}.$$

Здесь T - шестая компонента вектора $SU(3)$ (обозначения всегда также же, как и в [1]).

Для CP-инвариантного сохраняющего четность матричного элемента адронных распадов можно написать:

$$\begin{aligned} M_{\alpha\gamma} = & b_1 \bar{\Psi}^{\{ABC\}}(\rho_2) \Phi_M^E(\varphi) H_{\{EA\}}^{\{MD\}} \Psi_{\{BCD\}}(\rho_1) + \\ & + b_2 \bar{\Psi}^{\{ABC\}}(\rho_2) [\Phi_M^D(\varphi) H_{\{AB\}}^{\{ME\}} + \Phi_A^M(\varphi) H_{\{MB\}}^{\{DE\}}] \Psi_{\{CED\}}(\rho_1) + \\ & + b_3 \bar{\Psi}^{\{ABC\}}(\rho_2) \Phi_A^D(\varphi) H_{\{BC\}}^{\{EM\}} \Psi_{\{DEMF\}}(\rho_1) + \\ & + b_4 \bar{\Psi}^{\{ABC\}}(\rho_2) \Phi_M^E(\varphi) H_{\{EA\}}^{\{MD\}} \Psi_{\{DBC\}}(\rho_1), \quad (\rho_1 = \rho_2 + \varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

где b_i — инвариантные функции. Детальное рассмотрение показывает, что для интересующих нас π - мезонных распадов b_1 и b_4 группируются в одну функцию b_1-b_4 , так что имеем эффективно три параметра b_1-b_4 , b_2 и b_3 .

Для удобства определим амплитуды переходов декуплет-декуплет ($D \rightarrow DP$), декуплет-октет ($D \rightarrow BP$) и октет-октет ($B \rightarrow BP$) следующей нормировкой:

$$\begin{aligned} (D \rightarrow DP)_{\alpha\gamma} &= \left(\frac{2M}{\mu} - 1\right) \frac{1}{M^2} (\mathcal{P}^2 \delta_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu) \bar{D}_\mu \gamma_5 D_\nu, \\ (D \rightarrow BP)_P &= \left(\frac{m+M}{\mu} - 1\right) \frac{q_\mu}{m} \bar{B} D_\mu, \\ (B \rightarrow BP)_P &= \left(\frac{2m}{\mu} - 1\right) \frac{\mathcal{P}^2}{m^2} \bar{B} \gamma_5 B. \end{aligned} \quad (2)$$

(Следует обратить внимание на противоположный знак перед единицей в первых множителях из (2) по сравнению с соответствующими определениями в [1].) В (2) M — "центральная" масса декуплета, m и μ — соответствующие величины для барионного и мезонного октетов, $\mathcal{P}^2 = (p_1 + p_2)^2$.

В результате довольно громоздких вычислений получаем следующую связь между сохраняющимися четность амплитудами адронных распадов барионов и величинами b'_1, b'_2 и b'_3 , отличающимися на постоянные множители от b_1-b_4, b_2 и b_3 соответственно:

$$\begin{aligned} (\Omega^- \rightarrow \Xi^{*0} \pi^-)_{\alpha\gamma} &= \sqrt{3} b'_1, \\ (\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)_P &= -4b'_1, \\ (\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-)_P &= 4\sqrt{6} \alpha b'_2, \\ (\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-)_P &= \frac{1}{\sqrt{6}} b'_1 - \frac{2}{\sqrt{6}} b'_2, \\ (\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0)_P &= -\frac{1}{3\sqrt{2}} b'_1 + \frac{3}{\sqrt{2}} b'_2 + \frac{b'_3}{\sqrt{2}}, \\ (\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+) &= 2b'_2 + b'_3, \\ (\Sigma^- \rightarrow n \pi^-)_P &= \frac{1}{3} b'_1 - b'_2, \\ (\Lambda \rightarrow p \pi^-)_P &= -\frac{3}{\sqrt{6}} b'_1 + \frac{5}{\sqrt{6}} b'_2 + \frac{1}{\sqrt{6}} b'_3, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{2m-\mu}{m+M-\mu}$ — величина порядка единицы.

Исключая из (3) b'_1 , b'_2 и b'_3 , найдем в дополнение к соотношению треугольника Гелл-Манна - Розенфельда следующие соотношения между сохраняющими четность амплитудами адронных распадов гиперонов:

$$4(\Omega^- \rightarrow \Xi^{*0} \pi^-)_{c,4} = -\sqrt{3}(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)_p, \quad (4a)$$

$$\frac{1}{3}(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)_p + \frac{1}{\sqrt{6}} \chi^{-1}(\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-)_p = -4(\Sigma^- \rightarrow n \pi^-)_p, \quad (4б)$$

$$24(\Sigma^- \rightarrow \Lambda \pi^-)_p - \chi^{-1}(\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-)_p = 12\sqrt{6}(\Sigma^- \rightarrow n \pi^-)_p, \quad (4в)$$

$$\sqrt{6}(\Lambda \rightarrow p \pi^-)_p + 6\sqrt{6}(\Sigma^- \rightarrow \Lambda \pi^-)_p = (\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+)_p + 9(\Sigma^- \rightarrow n \pi^-)_p. \quad (4г)$$

Соотношение (4а) совпадает с соотношением (5а) из [1]. Остальные соотношения - новые 2).

Как видно из соотношения (4г), оно находится в резком противоречии с опытом, несмотря на большую неточность экспериментальных данных (например, для более предпочтительного решения (i) из [8] с точки зрения результатов $SU(6)$ -симметрии для S -амплитуд левая часть (4г) равна $(25,46 \pm 1,86)$, правая $(7,60 \pm 5,40)$. Еще резче расходится с опытом (4г) для решения (ii)).

Вместе с результатом, полученным в [1,5], это означает, что в рамках $\tilde{U}(12)$ -симметрии нет удовлетворительного описания сохраняющих четность амплитуд адронных распадов гиперонов. Возможно, это обстоятельство находится в тесной связи с замеченными недавно противоречиями $\tilde{U}(12)$ -симметрии опыту в поляризационных явлениях [9,10].

Мы признательны Я.А. Смородинскому за интерес к работе и обсуждения.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступило в редакцию
17 мая 1965 г.

Литература

- [1] Э.В.Гедалин, О.В.Канчели, С.Г.Матвилян. *ИЭФ, Письма в редакцию*, 1, вып. 3, 35, 1965.
- [2] R.Delbourgo, A.Salam, J.Strathdee, *Proc.Roy. Soc.*, 284, I46, 1965
- [3] M.B.Beg, A. Pais. *Phys. Rev. Lett.*, 14, 267, 1965.
- [4] B.Sakita, K.C.Wali. *Phys. Rev. Lett.*, 14, 404, 1965.
- [5] R.Oehme, *Phys. Lett.*, 15, 284, 1965.
- [6] R.Delbourgo, M.A. Rashid, A.Salam, J.Strathdee, preprint ICTP- II, Trieste, 1965.
- [7] A. Salam. J.Strathdee, J.M.Charap, P.T.Matthews. *Phys. Lett.*, 15, 184, 1965.
- [8] R.H.Dalitz. *Proc. of the International School of Physics, Varenna Lectures*, 1964.
- [9] R. Blankenbecler, M.L. Goldberger, K.Johnson, S.B.Treiman. *Phys. Rev. Lett.*, 14, 518, 1965.
- [10] J.M.Cornwall, P.G.O. Freund, K.T.Mahanthappa. *Phys. Rev. Lett.*, 14, 515, 1965.

-
- 1) После того как работа [1] была сдана в печать, вышла в свет работа Омэ [5], в которой для переходов октет-октет получены в точности такие же соотношения, что и у нас. Однако Омэ ограничился рассмотрением указанных переходов, и вывод $\tilde{U}(I2)$ -симметрии о том, что все адронные распады Σ^- -гиперона идут с сохранением четности, остался им незамеченным.
 - 2) Следует отметить, что соотношения (2)-(4) соответствуют игнорированию нами следов в выражениях для шпуронов H . Учет следов не меняет существа дела, приводит опять к трем эффективным параметрам b_i'' . Однако при этом происходит "рассогласование" форм-факторов, и в соотношения между амплитудами октет-октет входят множители порядка единицы типа \mathcal{R} из (4). При этом ни при каком разумном выборе центральных масс нельзя получить согласия с опытом для соотношения (4 г).