

## О РАДИАЦИОННОМ РАСПАДЕ $\Sigma^+$ ГИПЕРОНА

Ю. П. Малакян

При использовании стандартным образом гипотезы РСАС выводится низкоэнергетическая теорема, связывающая слабые процессы  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  и  $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0 \gamma$ , с помощью которой амплитуды первого перехода выражаются через  $S$ -волну нелептонного распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ . Найдены вероятность и параметр асимметрии распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ . Полученные результаты хорошо согласуются с опытными данными. Объясняется также отличие проведенного рассмотрения от аналогичного подхода в работе [2].

В настоящей статье, используя стандартным образом гипотезу РСАС (см., например [1]), мы устанавливаем низкоэнергетическую теорему, связывающую два распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  и  $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0 \gamma$ . Эта теорема позволяет нам выразить амплитуды перехода  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  через амплитуду  $S$ -волны распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ . Впервые такой подход к радиационным распадам гиперонов был применен в работе [2]. Однако, полученное в этой работе теоретическое значение вероятности для единственно измеренного в настоящее время распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  оказалось в два раза меньше ее современного экспериментального значения. Такое расхождение, появляется из-за того, что в работе [2] не рассматривались диаграммы на рис. 3<sup>1)</sup>. Их учет приводит к результатам, хорошо согласующимся с экспериментом.

<sup>1)</sup> На всех рисунках приводится только одна из данного класса диаграмм, отличающихся перестановкой всех входящих в приведенную диаграмму вершин.

Из Лоренц-и градиентной инвариантности для амплитуды распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  следует общее выражение:

$$M_{\Sigma^+ \rightarrow p \gamma} = \langle p \gamma | H_w | \Sigma^+ \rangle = e \bar{U}_p (a + b \gamma_5) \gamma_\mu \gamma_\nu k_\mu \epsilon_\nu U_\Sigma. \quad (1)$$

Не меняющую четность часть перехода  $a$  представим в виде суммы полюсного члена, который, как оказывается, определяется диаграммой на рис. 2 (см. формулы (7 а) и (6) ), и контактной части  $\tilde{a}$ :

$$a = a_{\text{пол}} + \tilde{a}.$$

Вероятность распада выражается через  $a$  и  $b$  следующим образом:

$$\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p \gamma) = \frac{a}{2} \left( \frac{m_\Sigma^2 - m_N^2}{m_\Sigma} \right)^3 (|a|^2 + |b|^2).$$

Рассмотрим теперь процесс:

$$\Sigma^+ = p + \pi^0(q) + \gamma(k). \quad (2)$$

Используя в редукционной формуле

$$M_2 = -i \int dx e^{iqx} (\square - m_\pi^2) \langle p \gamma | T H_w(0) \phi^{(3)}(x) | \Sigma^+ \rangle$$

соотношение PCAC

$$\partial_\mu a_\mu^{(3)}(x) = m_\pi^2 F_\pi \phi^{(3)}(x),$$

а также свойство  $V - A$  симметрии нелептонного слабого гамильтониана  $H_w$  (других предположений для  $H_w$  не делается)

$$[V^{(3)} - A^{(3)}, H_w] = 0, \quad A^{(3)} = \int d^3x a_\mu^{(3)}(x, x_0) \quad (3)$$

получаем в пределе  $q \rightarrow 0$  следующее уравнение

$$\lim_{q \rightarrow 0} M_2(q) = \frac{i}{2F_\pi} \langle p \gamma | H_w | \Sigma^+ \rangle + \lim_{q \rightarrow 0} q_\mu P_\mu(q), \quad (4)$$

где  $F_\pi$  определяется соотношением Гольдбергера - Треймана

$$F_\pi = \frac{m_N g_A / g_V}{g_{\pi N}}, \quad g_A / g_V = 1,18, \quad g_{\pi N}^2 / 4\pi = 14,6,$$

а  $P_\mu$  содержит только борновские члены, где аксиальный ток вставлен в середину внешних барионных линий. Подобные диаграммы имеются и в  $M_2(q)$ , где, однако, вместо тока  $a_\mu(x)$  к внешним барионным линиям присоединяется  $\pi$ -мезонная линия. Для упрощения вычислений мы вводим фиктивную разность масс между барионами в матричных элементах  $\langle B | a_\mu | B \rangle$  и  $\langle B | J_\pi | B \rangle$  и устремляем эту разность к нулю после предельного перехода  $q \rightarrow 0$ . При этом член  $q_\mu P_\mu$  обращается в нуль, а весь полюсной член, не содержащий больше сингулярности при  $q = 0$ , получается только из  $M_2(q)$ . Легко убедиться, что результаты не зависят от того, применяется ли эта процедура, или же для вычисления полюсных членов используются оба слагаемые  $q_\mu P_\mu$  и  $M_2(q)$ .

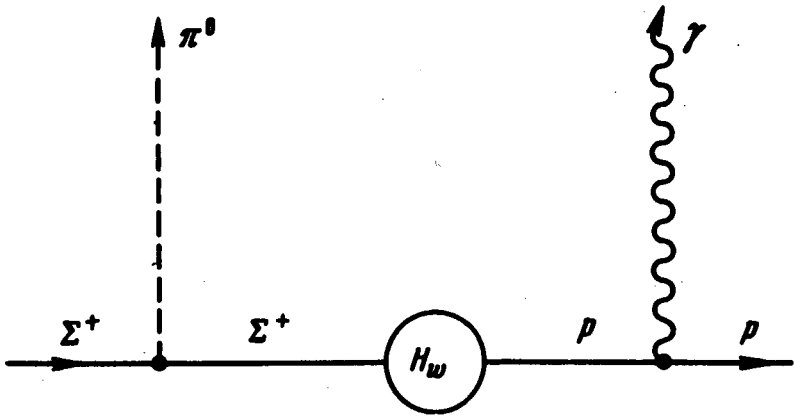


Рис. 1

Рассмотрим теперь диаграммы, которые мы будем учитывать в левой части (4). Во-первых, это диаграммы на рис. 1, число которых с учетом перестановки вершин  $\gamma_5$ ,  $\langle H_w \rangle$  и  $\sigma_{\mu\nu} k_\nu$ , равно шести. Эти диаграммы вычисляются в пределе  $SU(3)$ -симметрии, т. е., записав вершину  $VB^* \pi$  в виде

$$\langle B^* | J_\pi^{(3)} | B \rangle = g_B^{(3)} \bar{U}_{B^*} i \gamma_5 U_B$$

для  $g_B^{i' B}$  пользуемся выражением:

$$i g_B^{i' B} = 2g_{\pi N} [\epsilon f_{B^* B}^{i'} + i(1 - \epsilon) d_{B^* B}^{i'}],$$

где  $f_{jk}^i$  и  $d_{jk}^i$  —  $SU(3)$  структурные константы. Электромагнитная вершина берется в виде

$$\langle B | J_\mu^{\text{Э.М.}} | B \rangle = -ie \bar{U}_B \sigma_{\mu\nu} k_\nu \frac{\mu_B}{2m_B} U_B$$

$\mu_B$  — аномальный магнитный момент бариона. Зарядовая вершина  $e \bar{U}_B \gamma_\mu U_B$  нигде учитываться не будет, поскольку, как показывают вычисления, ее вклад в сумму диаграмм в пределе  $q \rightarrow 0$  обращается в нуль.

Следующий класс диаграмм приведен на рис. 2, где квадратик означает  $S$ -волновую часть распада  $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ . Далее, если написать амплитуду этого перехода на массовой поверхности в виде:

$$M(\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0) = \bar{U}_p (S_{\Sigma^+}(q^2) + \gamma_5 P_{\Sigma^+}(q^2)) U_\Sigma,$$

то при  $q \rightarrow 0$  остается только  $S$ -волна, при этом полюсные диаграммы в  $P$ -волне компенсируются некоторой не обращающейся в нуль при  $q = 0$  контактной диаграммой, значение которой в этом пределе определяется как раз из соотношения (мы опять вводим фиктивную разность масс):

$$\lim_{q \rightarrow 0} P_{\Sigma^+}^{\text{конт}} = - \lim_{q \rightarrow 0} P_{\Sigma^+}^{\text{пол}} = \left( \frac{g_{\pi N}}{2m_N} + \frac{g_{\pi \Sigma}}{2m_\Sigma} \right) T_{\Sigma^+ p} \bar{U}_p i \gamma_5 U_\Sigma, \quad (5)$$

где (см., например, [1])

$$T_{\Sigma^+ p} = \langle p | H_w | \Sigma^+ \rangle = -2iF_{\pi\Sigma^+}(0), \quad g_{\pi\Sigma} = 2\epsilon g_{\pi N}. \quad (6)$$

Следовательно, в рассмотрение должны быть включены диаграммы, учитывающие вклад (5). Они такие же как на рис. 2, только вместо  $S$ -волны стоит вершина (5). Сумму этих диаграмм и диаграмм на рис. 1 обозначим через  $ie\bar{U}_p \hat{V}_\gamma \hat{k} \hat{\epsilon} U_\Sigma$ , где

$$B = \frac{g_{\pi N} T_{\Sigma^+ p}}{2(m_\Sigma - m_N)} \left( \frac{\mu p}{m_N^2} - 2\epsilon \frac{\mu_{\Sigma^+}}{m_\Sigma^2} \right).$$

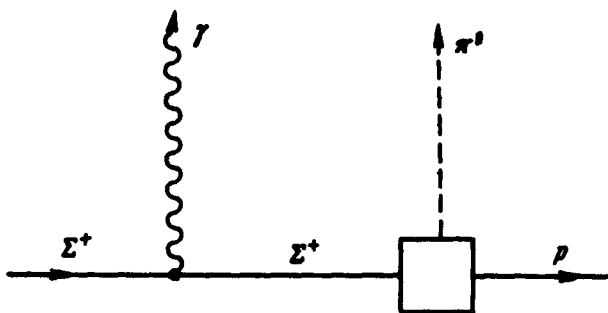


Рис. 2

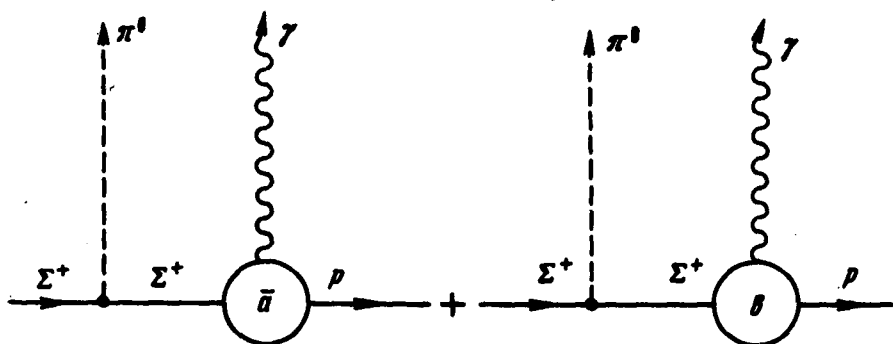


Рис. 3

И, наконец, последняя группа диаграмм (рис. 3) учитывает вклад перехода  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  в процесс (2), причем, в амплитуде  $a$  следует учесть только регулярную часть  $\tilde{a}$ . Сумма диаграмм на рис. 3. имеет вид

$$\Sigma(\text{рис. 3}) = -ie\bar{U}_p (\tilde{a} \gamma_5 + b) \hat{k} \hat{\epsilon} U_\Sigma \left( \frac{1}{m_N} + 2\epsilon \frac{1}{m_\Sigma} \right) g_{\pi N} / 2.$$

Мы не рассматриваем диаграммы, учитывающие вклад резонансов и многочастичных промежуточных состояний, принимая, что их вклады малы, что подтверждается совпадением с экспериментальными данными теоретических результатов, полученных при таком предположении.

Сравнивая коэффициенты перед структурами  $\bar{U}_p \gamma_5 \hat{k} \hat{\epsilon} U_\Sigma$  и  $\bar{U}_p \hat{k} \hat{\epsilon} U_\Sigma$  в левой и правой частях уравнения (4), получаем

$$a_{\text{пол}} = \frac{T_{\Sigma^+ p}}{m_\Sigma - m_N} \left( \frac{\mu_{\Sigma^+}}{2m_\Sigma} - \frac{\mu_p}{2m_N} \right), \quad (7a)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{a} &= -\chi b, \quad \chi = F_\pi g_{\pi N} \left( \frac{1}{m_N} + 2\epsilon \frac{1}{m_\Sigma} \right) \\ b &= (1 - \chi^2)^{-1} 2F_\pi B \end{aligned} \right\} \quad (7b)$$

Ниже мы приводим значения для вероятности распада и параметра асимметрии

$$a = 2\text{Re} a^* b / |a|^2 + |b|^2$$

Для полного магнитного момента  $\Sigma^+$  выбрано экспериментальное значение 2,57 (в ед  $(e\hbar/2m_N c)$ ).  $T_{\Sigma^+ p}$  определяется из (6), а  $S_{\Sigma^+}$  — из экспериментального значения вероятности распада  $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$  (относительно всех экспериментальных данных см. [3]). Величина  $\epsilon$  принята равной 0,37 [4].

	$ \tilde{a}  \cdot 10^{10}$ $Mэв^{-1}$	$ a_{\text{пол}}  \cdot 10^{10}$ $Mэв^{-1}$	$ b  \cdot 10^{10}$ $Mэв^{-1}$	$\Gamma_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma} \cdot 10^{14}$ $Mэв$	$a$
Теория	1,59	0,01	0,83	1,026	- 0,81
Эксп.	-	-	-	$1,01 \pm 0,14$	$-1,02^{+0,52}_{-0,42}$

Из таблицы видно, что предсказание гипотезы РСАС находится в хорошем согласии с экспериментом. Обратим внимание на то, что в вероятность основной вклад вносит контактная часть  $\tilde{a}$ , не учтенная в работе [3]. Из (7) видно, что все амплитуды распада:  $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$  выражаются через одну единственную величину  $\langle p | H_w | \Sigma^+ \rangle$ , для которой выполняется правило  $\Delta T = 1/2$ , следовательно, оно должно иметь место и в радиационном распаде гиперона.

Аналогичное рассмотрение можно провести и для распадов  $\Lambda \rightarrow n\gamma \equiv \equiv - (\Lambda, \Sigma)\gamma$ . Результаты для них будут опубликованы отдельно.

Автор выражает глубокую благодарность Б.Л.Иоффе за обсуждение и ценные замечания.

Институт физических исследований  
Академии наук Армянской ССР

Поступила в редакцию  
11 ноября 1973 г.

### Литература

- [1] А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров. УФН, 100, 225, 1970.
- [2] М.А.Ahmed. Nuovo Cim., 58A, 728, 1968.
- [3] Rev. of part. prop., Rev. of Mod. Phys., 45, №2, part II, 1973.
- [4] L.-M.Chounet, G.-M.Gillard, M.K.Gaillard. Phys. Rep., 4, 201, 1972.