τ-РАСПАД И АЛГЕБРА ТОКОВ

А.И.Вайнштейн, А.Д.Долгов, В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов

1. Нелептонные распады K-мезонов в рамках гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока (PCAC) и алгебры токов рассматривались в ряде работ [1–4]. В предположении, что гамильтониан слабого взаимодействия H имеет вид произведения тока на ток и матричные элементы медленно меняются при симметричном способе стремления 4-импульсов π-мезонов к нулю, в работе [1] было доказано правило $\Delta T = 1/2$ и связаны вероятности $K \to 3\pi$ и $K \to 2\pi$-распадов. Однако так как величина амплитуды в пределе нулевых импульсов π-мезонов зависит от способа перехода к пределу, то предположение о медленном изменении не является обоснованным. Чтобы учесть быстрое изменение, в работах [3] предполагалось разложение амплитуды по энергиям π-мезонов, но происхождение быстрого изменения не обсуждалось.

В случае распада $K \to 2\pi$, как было отмечено в работе [4], неоднозначность в вычислении предела амплитуды может быть объяснена полюсным графиком (рис.1).

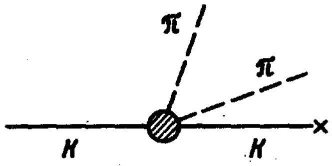

Рис.1

2. В настоящей заметке рассматриваются следствия из предположения о том, что амплитуда $K \to 3\pi$-распада представляет собой константу плюс быстроменяющийся вклад от полюсных диаграмм, представленных на рис.2. При этом в физической области быстрое изменение связано с сильной зависимостью [5, 6] амплитуд $\pi\pi$- и πK-рассеяния от импульсов, а при стремлении импульсов π-мезонов к нулю, учет полюсных графиков позволяет объяснить неоднозначность в вычислении предела. В

рамках рассматриваемой модели доказано правило $\Delta T = 1/2$, найдены отношение вероятностей $K \to 2\pi$ и $K \to 3\pi$ -распадов и спектры π-мезонов. Эти величины совпадают с полученными в работах [3].

3. Покажем, что правило $\Delta T = 1/2$ выполнено в настоящей модели,если H имеет вид произведения тока на ток.

Легко видеть, что изменение изотопического спина в полюсных диаграммах (рис.2) определяется свойствами матричного элемента $<\pi|H|K>$. В пределе $\pi \to 0$ $<\pi|H|K>$ пропорционален матричному элементу перехода K-мезона в вакуум и содержит, следовательно, только переходы с $\Delta T = 1/2$. Считая, что матричный элемент $<\pi|H|K>$ не зависит от импульса π-мезона, получаем правило $\Delta T = 1/2$ для полюсных диаграмм.

Правило $\Delta T = 1/2$ для постоянной части амплитуды следует из связи матричных элементов $<3\pi|H|K> \to <2\pi|H|K> \to <\pi|H|K> \to <0|H|K>$. Еще раз подчеркнем, что при этом предполагается, что все быстрое изменение амплитуд распадов $K \to 2\pi$ и $K \to 3\pi$ связано с полюсными графиками.

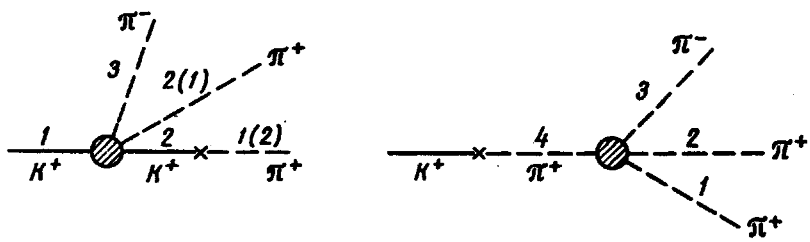

Рис.2

Для доказательства правила $\Delta T = 1/2$ необходимо рассматривать матричные элементы при равных нулю импульсах π -мезонов, что означает несохранение 4-импульса. Можно считать [4], что в диаграммах рис.1, 2 шпурион слабого взаимодействия, помеченный крестиком,уносит недостающий 4-импульс. Такое продолжение амплитуды в точку $\pi_i = 0$ естественно, например, при использовании редукционной формулы.

4. Согласно сделанному предположению, амплитуду $K \to 3\pi$-распада можно записать в виде (для определенности мы рассматриваем τ-распад $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$)

$$M = r + <\pi^+|H|K^+> \left\{ \frac{T_{\pi K}(K_1 \to \pi_3\pi_1K_2)}{(K_1 - \pi_3 - \pi_1)^2 - m^2} + \frac{T_{\pi K}(K_1 \to \pi_3\pi_2K_2)}{(K_1 - \pi_3 - \pi_2)^2 - m^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{T_{\pi\pi}(\pi_4 \to \pi_1\pi_2\pi_3)}{(\pi_1 + \pi_2 + \pi_3)^2 - \mu^2} \right\}, \qquad (1)$$

где $T_{\pi K}$, $T_{\pi\pi}$ – амплитуды πK- и $\pi\pi$-рассеяния, μ, π_i, m, K_i – массы и импульсы π- и K-мезонов (см. рис.2).

В работе [5] показано, что из гипотезы PCAC следует обращение в нуль $T_{\pi K}$, $T_{\pi\pi}$ в точке,где импульс одного из π-мезонов равен нулю, а остальные частицы на массовой поверхности. Ограничиваясь квадратичными по 4-импульсам членами, выпишем наиболее общий вид $T_{\pi K}$ и $T_{\pi\pi}$, удовлетворяющих этому условию

$$T_{\pi K}(K_1 \to \pi_3\pi_2K_2) = A[(\pi_1+\pi_3)^2-\mu^2]+B[(K_1-\pi_3)^2-(K_1-\pi_2)^2]+ \\ + C(\pi_2^2+\pi_3^2-\mu^2) + D(K_2^2-m^2) + E(K_1^2-m^2), \tag{2}$$

$$T_{\pi\pi}(\pi_4 \to \pi_1\pi_2\pi_3) = a[(\pi_1+\pi_3)^2-\mu^2+(\pi_2+\pi_3)^2-\mu^2]+ \\ + b[\pi_1^2+\pi_2^2+\pi_3^2+\pi_4^2-3\mu^2], \tag{3}$$

причем в формуле (3) учтена тождественность π_1, π_2-мезонов (см. рис.2).

Используя предположение о виде одновременного коммутатора аксиальных зарядов, можно найти изотопически нечетные части амплитуд $T_{\pi K}$, $T_{\pi\pi}$ [6] в пределе $\pi_2 = -\pi_3 \to 0$, что приводит к соотношениям

$$B = c^2/2, \quad a = -2c^2, \tag{4}$$

где $c = g_{\pi NN}/\sqrt{2}m_N g_A$.

Рассмотрим теперь предельное значение амплитуды τ-распада при $\pi_i \to 0$. Используя обычные предположения о виде коммутационных соотношений между операторами токов, можно показать, что

$$M \to 0 \text{ при } \pi_3 \to 0; \tag{5}$$

$$M \to c\langle\pi^+\pi^-|H^-|K^+\rangle \quad \text{при } \pi_2 \to 0. \tag{6}$$

($\langle\pi^+\pi^-|H^-|K^+\rangle$ связан изотопическими соотношениями с матричным элементом распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$). При выводе соотношений (5), (6) учтено, что эффективно выполняется правило $\Delta T = 1/2$.

Матричный элемент $\langle\pi^+\pi^-|H^-|K^+\rangle$, который входит в соотношение (6), в прежних предположениях записывается в виде

$$\langle\pi^+\pi^-|H^-|K^+\rangle = \langle 0|H^-|K^+\rangle\left\{-B-D+\frac{T_{\pi K}(K_1\to\pi_3\pi_1K_2)}{(K_1-\pi_3-\pi_1)^2-m^2}\right\}, \tag{7}$$

где мы использовали, что $\langle\pi^+\pi^-|H^-|K^+\rangle \to 0$ при $\pi_1 \to 0$. Определяя с помощью условия (5) константу r в формуле (1) через параметры πK- и $\pi\pi$-рассеяния, легко убедиться, что соотношение (6) выполняется без каких-либо предположений о константах A, C, D, E, b.

Таким образом, применение гипотезы РСАС к нелептонным распадам K-мезонов и πK- и $\pi\pi$-рассеянию является самосогласованным.

5. Пренебрегая членами порядка μ^2/m^2, амплитуду τ-распада в физической области можно представить в виде

$$M(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) = c\sqrt{2}\,\frac{E_-}{m}\,M(K_1^0 \to \pi^+\pi^-), \tag{8}$$

где E_- – полная энергия π^--мезона.

Соотношение (8), которое впервые было получено в работах [3], позволяет связать вероятности $K \to 3\pi$- и $K \to 2\pi$-распадов, а также вычислить спектр π-мезонов в $K \to 3\pi$-распаде в хорошем согласии с экспериментом [7]. Совпадение соотношения (8) с результатом работ [3] связано с тем, что при переходе от физической области $K \to 3\pi$-распада к физической области $K \to 2\pi$-распада полюсный знаменатель в диаграммах рис.2 не меняется с точностью до членов $\sim \mu^2/m^2$.

Авторы благодарны И.Ю.Кобзареву и Л.Б.Окуню за внимание к работе.

Поступило в редакцию
12 декабря 1966 г.

Литература

[1] M.Suzuki. Phys.Rev., 144, B1154, 1966.
[2] C.G.Callan, S.B.Treiman. Phys. Rev. Lett., 16, 153, 1966.
[3] Y.Hara, Y.Nambu. Phys. Rev. Lett., 16, 875, 1966. D.K.Elias, J.C.Taylor. Nuov. Cim., 44, 518, 1966.
[4] C.Bouchiat, Ph. Meyer. Phys. Lett., 22, 198, 1966.
[5] S.L.Adler. Phys.Rev., 139, B1638, 1965.
[6] S.Weinberg. Phys. Rev.Lett., 17, 616, 1966.
[7] B.M.K.Nefkens. Phys.Lett., 22, 94, 1966.