

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЗНАКОВ АМПЛИТУД
АДРОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов

I. Правило $\Delta T = 1/2$ приводит, как известно [1], к следующим соотношениям между амплитудами адронных распадов Λ -, Σ -, Ξ - гиперонов:

$$\Lambda_-^0 = -\sqrt{2} \Lambda_0^0, \quad (1)$$

$$\Sigma_-^+ = \sqrt{2} \Sigma_0^+ + \Sigma_+^+, \quad (2)$$

$$\Xi_-^- = -\sqrt{2} \Xi_0^0, \quad (3)$$

где верхний индекс обозначает заряд распадающегося гиперона, нижний - заряд образовавшегося π -мезона, и мы исходим из того, что существующие экспериментальные данные согласуются с (1)-(3).

Однако эти данные не противоречат также соотношениям, получающимся заменой в (1)-(3) любого из знаков на противоположный. Возможность существования таких соотношений рассматривалась в некоторых динамических моделях слабых взаимодействий гиперонов [2-4].

Мы хотим обратить внимание на то, что относительный знак амплитуд Λ_-^0 и Λ_0^0 , Σ_+^+ и Σ_0^+ может быть экспериментально определен при измерении поперечной поляризации протона в распадах $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$.

2. Рассмотрим подробно распады Λ - гиперона. Соотношение

$$\Lambda_-^0 = \sqrt{2} \Lambda_0^0 \quad (4)$$

означает, что вклад переходов с $\Delta T = 3/2$ велик ($a_{3/2} = 2\sqrt{2} a_{1/2}$), но отношение вероятностей распадов Λ_-^0 и Λ_0^0 по-прежнему 2:1, как и в случае (1).

Ясно, однако, что равенство (4) в отличие от соотношения (1) может быть только приближенным, так как амплитуды $a_{3/2}$ и $a_{1/2}$ имеют различные фазы, равные в силу Т-инвариантности соответствующим фазам πN - рассеяния φ_3 , φ_1 . Если учесть это различие в фазах, то соотношения (1) и (4) приводят к разным экспериментальным следствиям.

В нелептонных распадах гиперонов, помимо полной вероятности, можно, как известно [1], измерять два независимых параметра

$$\alpha = 2 \operatorname{Re} (a^* b) / (|a|^2 + |b|^2); \quad \beta = 2 \operatorname{Im} (a^* b) / (|a|^2 + |b|^2),$$

где a и b - амплитуды δ - и ρ - волн соответственно. В частности, параметр β определяет величину корреляции между векторами поляризации начального и конечного гиперонов и направлением импульса конечного гиперона ($\vec{\xi}_2 [\vec{\xi}_1, \vec{k}]$).

Полная вероятность и параметр α содержат только члены с $\cos \varphi_{\bar{K}N}$. Так как при рассматриваемых энергиях фазы $\bar{K}N$ -рассеяния невелики, то предсказания для этих величин, следующие из соотношений (1) и (4), различаются мало - на величину порядка нескольких процентов. Если даже такие отклонения будут обнаружены экспериментально, они могут быть отнесены за счет нарушения правила $\Delta T = 1/2$.

С другой стороны, параметр β пропорционален $\sin \varphi_{\bar{K}N}$ и равенства (1) и (4) приводят к совершенно различным предсказаниям относительно величины β в распаде $\Lambda \rightarrow \rho \bar{K}^-$.

Если обозначить отношение β/α через $\operatorname{tg} \varphi$, то в случае (1)

$$\varphi = (\varphi_{21} - \varphi_1) \approx -8^\circ,$$

а в случае (4)

$$\varphi = \frac{1}{3} (4\varphi_{31} - \varphi_{21} - \varphi_1 - 2\varphi_3) \approx 0,$$

где φ_{21} - фазы $\bar{K}N$ -рассеяния в δ -волне, $\varphi_{21,23}$ - фазы $\bar{K}N$ -рассеяния в ρ -волне, причем мы использовали следующие значения фаз рассеяния: $\varphi_1 = 8^\circ$, $\varphi_3 = -4^\circ$, $\varphi_{21} \approx \varphi_{31} = 0$. Отметим, что отклонение от предсказания правила $\Delta T = 1/2$ в вероятностях составляет при этом $\sim 1\%$.

3. Что касается распадов Σ -гиперона, то, как показано в работе [5], правило $\Delta T = 1/2$ не приводит к однозначному предсказанию величины $\beta(\Sigma_0^+)$. Дополнительная неопределенность связана с тем, что в настоящее время неизвестно, идет ли распад $\Sigma^+ \rightarrow n \bar{K}^+$ в δ - или ρ -волне. В первом случае, когда в распаде Σ_0^+ велика ρ -волне [5],

$$\varphi = \frac{1}{3} (\varphi_{31} - 2\varphi_3 - \varphi_1) \approx 6^\circ, \quad (5)$$

если в распаде Σ_+^+ велика δ -волна, то [5]

$$\varphi = \frac{1}{3} (\varphi_{31} + \varphi_{11} - 3\varphi_1) \approx -14^\circ \quad (6)$$

$$(\varphi_1 \approx 14^\circ, \varphi_3 \approx -8^\circ, \varphi_{11} \approx 5^\circ, \varphi_{31} \approx -3^\circ).$$

Если же предположить, что справедливо соотношение (7), то соответствующие формулы имеют вид

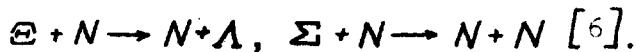
$$\Sigma_-^- = \sqrt{2} \Sigma_0^+ - \Sigma_+^+, \quad (7)$$

$$\varphi = \frac{1}{3} (4\varphi_{31} - \varphi_{11} - \varphi_1 - 2\varphi_3) \approx -5^\circ, \quad (8)$$

$$\varphi = \frac{1}{3} (2\varphi_{31} + \varphi_{11} - 4\varphi_3 + \varphi_1) \approx 15^\circ. \quad (9)$$

Выше мы предполагали, что соотношения (1), (2) или (4), (7) имеют место как для δ - , так и для ρ -волн. Можно представить, что для одной из волн верно правило $\Delta T = I/2$, для другой - альтернативное соотношение. При этом знак асимметрии разлета "вверх-вниз" должен быть различен в распадах Λ_-^0 и Λ_0^0 . В случае Σ -гиперонов, если соотношение с "неправильным" знаком применимо для описания волны, которая отсутствует в распаде Σ_+^+ , то результат не отличается от предсказания правила $\Delta T = I/2$, в противном случае - совпадает с (8) или (9).

Отметим, что так как в распадах $\Xi_{-,0}^{-,0}, \Sigma_-^-$ изотопический спин конечного состояния фиксирован независимо от правила $\Delta T = I/2$, то метод определения относительных знаков, предлагаемый в настоящей заметке, неприменим для этих распадов. В этом случае необходимо рассматривать значительно более сложную задачу учета интерференции вкладов различных диаграмм в вероятность процессов



Авторы благодарны И.Н.Кобзареву за постоянное внимание к работе, Л.Б.Окуню, И.Я.Померанчуку за полезные обсуждения.

Поступило в редакцию

7 апреля 1966 г.

Литература

- [1] Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Физматгиз, 1963.
- [2] И.Ю.Кобзарев, И.Е.Тамм. ЖЭТФ, 34, 899, 1958.
- [3] S.Okubo, R.E.Marshak, E.C.G.Sudarshan. Phys. Rev., 113, 944, 1959.
- [4] H.Sugawara. Phys. Rev. Lett., 15, 370, 997(E), 1965;
M.Suzuki. Phys. Rev. Lett., 15, 936, 1965.
- [5] Л.Б.Окунь. Успехи физ.наук., 1966 (в печати).
- [6] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 39, 210, 1960.