

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ ПРАВИЛА $\Delta T=1/2$ В РЕАКЦИЯХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

А.А.Белавин, И.Ю.Кобзарев

Правило $\Delta T=1/2$ для нелептонных слабых процессов было предложено в [1] из феноменологических соображений и хорошо согласуется с опытом [2–4]. После проявления V–A теории [5,6] его существование превратилось в проблему, так как в обычно рассматриваемой форме этой теории [7] $L_{\text{с.д.}} = J_i J_i^\dagger$, где J_i – заряженный ток, возникают как $\Delta T=1/2$, так и $\Delta T=3/2$ переходы. Попытки найти динамическое объяснение правила $\Delta T=1/2$ в рамках $J_i J_i^\dagger$ схемы или получить соотношение его заменяющие [8–12] не привели к успеху, а оценки его значения сильно колеблются [13, 14]. В [4] выражено убеждение, что "эта проблема останется с нами длительное время".

В [15] предлагалось проверять правило $\Delta T=1/2$ в реакциях одиночного рождения странных частиц при больших энергиях и переданных импульсах. Если правило $\Delta T=1/2$ будет выполняться в этих условиях, то по-видимому с большой степенью правдоподобия можно будет сделать вывод, что оно является точным для слабого взаимодействия и гипотеза $J_1 J_1^+$ несправедлива. Однако предлагаемые в [15] реакции неудобны для эксперимента. В этой заметке мы хотели бы обратить внимание на то, что реакции с одиночным рождением странных частиц и образованием изобары Δ (1246 Мэв) и (или) изоскалярных мезонов возможно окажутся более удобными. Ниже приводятся соотношения между сечениями такого рода реакций, следующие из правила $\Delta T = 1/2$.

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow \Delta^{++} + \Lambda \quad 3\sigma_1; \\ p + n &\rightarrow \Delta^+ + \Lambda \quad \sigma_1; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} K^+ + p &\rightarrow \Delta^{++} + \eta \quad 3\sigma_2 & K^0 + p &\rightarrow \Delta^+ + \eta \quad \sigma_2; \\ K^+ + n &\rightarrow \Delta^+ + \eta \quad \sigma_2 & K^0 + n &\rightarrow \Delta^0 + \eta \quad \sigma_2; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} K^+ + d &\rightarrow \Delta^{++} + n \quad 3\sigma_3 & K^+ + d &\rightarrow \Delta^+ + p \quad \sigma_3; \\ K^0 + d &\rightarrow \Delta^+ + n \quad \sigma_3 & K^0 + d &\rightarrow \Delta^0 + p \quad \sigma_3; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} K^+ + d &\rightarrow d + \pi^+ \quad 2\sigma_4; \\ K^0 + d &\rightarrow d + \pi^0 \quad \sigma_4; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \pi^+ + d &\rightarrow \Delta^{++} + \Lambda \quad 3\sigma_5; \\ \pi^- + d &\rightarrow \Delta^0 + \Lambda \quad \sigma_5. \end{aligned} \quad (5)$$

Рядом с каждой реакцией стоит соответствующее ей сечение.

Ниже будет сделано несколько замечаний по поводу предлагаемых реакций.

Исследование второй из реакций (1) требует либо нейтронного пучка, либо должно производиться на дейтоне. Однако в последнем случае могут возникнуть затруднения с выделением рассматриваемой реакции связанные с наличием третьей частицы, последнее относится к (2). Соотношения аналогичные (2) – (4) могут быть получены также для K^{\pm} , K^{\pm} -мезонов.

Заметим, что при проверке соотношений с участием K^0 -мезонов нужно иметь именно K^0 , получаемые, например, в перезарядке $K^+ \rightarrow K^0$, а не K_2^0 -мезоны, так как для K_2^0 нельзя разделить $\Delta S = 1$ и $\Delta S = -1$ реакций.

Для пучка K_2^0 – мезонов имеют место соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma(K_2^0 p \rightarrow \Delta^+ \eta) &= \sigma(K_2^0 n \rightarrow \Delta^0 \eta), \\ |\sqrt{3\sigma(K^- p \rightarrow \Delta^0 \eta)} - \sqrt{\sigma(K^+ p \rightarrow \Delta^{++} \eta)}| &\leq \sqrt{6\sigma(K_2^0 p \rightarrow \Delta^+ \eta)} \leq \\ &\leq \sqrt{3\sigma(K^- p \rightarrow \Delta^0 \eta)} + \sqrt{\sigma(K^+ p \rightarrow \Delta^{++} \eta)}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\sigma(K_2^0 d \rightarrow \Delta^+ n) = \sigma(K_2^0 d \rightarrow \Delta^0 p),}{\sqrt{3}\sigma(K^+ d \rightarrow \Delta^+ p) - \sqrt{\sigma(K^- d \rightarrow \Delta^- p)} \leq \sqrt{6\sigma(K_2^0 d \rightarrow \Delta^0 p)} \leq} \quad (7)$$

$$\leq \sqrt{3\sigma(K^+ d \rightarrow \Delta^+ p)} + \sqrt{\sigma(K^- d \rightarrow \Delta^- p)}$$

$$|\sigma(K^+ d \rightarrow d\pi^+) - \sigma(K^- d \rightarrow d\pi^-)| \leq 2\sigma(K_2^0 d \rightarrow d\pi^0) \leq$$

$$\leq \sigma(K^+ d \rightarrow d\pi^+) + \sigma(K^- d \rightarrow d\pi^-). \quad (8)$$

В реакциях (2,6) вместо η^0 можно рассматривать любой изоскалярный мезон ω , ϕ , f^0 , однако, реакции (2) с η удобней, так как в этом случае не возникает проблемы фона. Наконец, в (4) вместо d можно взять He_4 (в принципе любое изоскалярное ядро).

Наиболее доступными и однозначно интерпретируемыми являются по видимому реакции (3) с K^+ (верхняя строка) и (5).

Разумеется проверка рассматриваемых соотношений нелегка, так как одиночное рождение странных частиц пока вообще не наблюдалось.

Авторы благодарны Л.Г.Ландсбергу, обсуждение с которым послужило стимулом для опубликования этой заметки и Л.Б.Окуню за обсуждение.

Поступило в редакцию
28 января 1967 г.

Литература

- [1] M.Gell-Mann, A.Pais. Proc. Glasgow Conf., p.342, 1954.
- [2] G.H.Trilling. Proc. of the Intern. Conf. on the Weak Interactions, Argonne, p. 115, 1965.
- [3] N.P.Samios. Ibid., p. 189.
- [4] N.Cabibbo. Report on 13 Intern. Conf. on High Energy Physics, препринт.
- [5] R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
- [6] R.E.Marshak, E.C.G.Sudarshan. Phys. Rev., 109, 1860, 1958.
- [7] Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. стр. 21, М., 1963.
- [8] И.Ю.Кобзарев, И.Е.Тамм. ЖЭТФ, 34, 899, 1958.
- [9] M.Gell-Mann. 1958. Annual Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, p.260-261, Geneva, 1958.
- [10] S.Okubo, R.E.Marshak, E.C.G.Sudarshan. Phys. Rev., 113, 944, 1959.
- [11] H.Sugawara. Phys. Rev. Lett., 15, 870, 977 (E), 1965.
- [12] M.Suzuki. Phys. Rev. Lett., 15, 986, 1965.
- [13] R.P.Feynman. Symmetries in Elementary Particle Physics edited A.Zichichi. N.-Y., London, 1965, pp.161-170, 477.
- [14] М.А.Марков. Нейтрино. стр. 10, М., 1964.
- [15] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЯФ, 1, 160, 1965.