ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3254

Ю. Нири, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОК × ТОК И ПОЛЮСНАЯ МОДЕЛЬ НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

1967.

Р2 - 3254

Ю. Нири, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОК × ТОК
И ПОЛЮСНАЯ МОДЕЛЬ
НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

Направлено в Phys.Lett.

Судзуки и Сугавара [1] показали, что коммутационные соотношения токов, основанные на модели кварков, и гипотеза частично сохраняющегося аксиального тока позволяют получить важные предсказания относительно нелептонных распадов гиперонов. С другой стороны, в ряде работ указывалось, что результаты алгебры токов могут быть получены на основе векторной полюсной модели [2]. Полюсная модель несохраняющих четность нелептонных распадов гиперонов была предложена Ли и Свифтом [3]. В настоящей работе мы рассматриваем именно эту модель и на основе стандартного гамильтониана ток $\times$ ток получаем абсолютные величины S -волновых амплитуд распадов. В модели Ли и Свифта S -волновые амплитуды распадов описываются диаграммой (рис. 1)

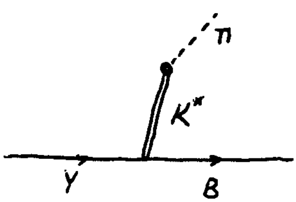

Рис. 1.

Амплитуда распада имеет вид:

$$A(Y \to B + \pi) = g_{YBK^*} \, g_{K^*\pi} \frac{M_Y - M_B}{m^2_{K^*}} . \qquad (1)$$

Используя $SU(3)$ -симметрию для констант связи g_{YBK^*}, мы получаем следующие соотношения между амплитудами распадов:

$$A(\Sigma^-_-)=\sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{m_\Sigma-m_N}{m_\Xi-m_\Lambda}\,A(\Xi^-_-);$$

$$A(\Lambda^0_-)=\frac{m_\Lambda-m_N}{m_\Xi-m_\Lambda}\,A(\Xi^-_-);\quad A(\Sigma^+_+)=0; \tag{2}$$

$$A(\Lambda^0_-)=\frac{m_\Lambda-m_N}{m_\Sigma-m_N}\sqrt{\frac{3}{2}}\,A(\Sigma^-_-),$$

которые хорошо согласуются с экспериментом. Мы предполагаем, что гамильтониан слабых взаимодействий имеет вид

$$H_W=\frac{g\,\mathrm{Sin}\,\theta\,\mathrm{Cos}\,\theta}{2\sqrt{2}}\{[V'_2+A'_2,\,V^3_1+A^3_1]_+ +(2\to3)\}, \tag{3}$$

где V^a_b - векторный ток, A^a_b - аксиально-векторный ток. Гамильтониан вида (2) содержит переходы как с $\Delta T=1/2$, так и с $\Delta T=3/2$, поэтому соотношение между константами $g_-=g_{K^*\pi^-}$ и $g_0=g_{\bar K^{0*}\pi^0}$ можно установить лишь в рамках какой-либо модели. Теперь мы перейдем к вычислению констант g и g_0, которые даются матричным элементом $\langle K^*|H_W|\pi\rangle$.

При вычислении матричного элемента $\langle K^*|H_W|\pi\rangle$ мы в промежуточных состояниях учтем вклад только вакуума, псевдоскалярных и векторных мезонов.

В настоящее время нет экспериментальных данных о всех формфакторах мезонов, поэтому мы используем соотношения $U(12)$ -симметрии, которая приводит к следующим формфакторам:

$$\langle V(p')|V^a_\alpha|P(p)\rangle=\frac{1}{m}\epsilon_{\alpha\mu\sigma\rho}\,p'_\sigma\,p_\rho\,Sp(\{V_\mu p\}\zeta_\alpha\}^{x)}F((p-p')^2),$$

$$\langle V(p)|A^a_\alpha|V(p')\rangle=\epsilon_{\nu\alpha\mu\sigma}\,(p+p')_\sigma\,Sp(\{V_\nu V_\mu\}\zeta_\alpha)\,F((p-p')^2),$$

x) Здесь и всюду ниже ζ_a - генераторы группы $SU(3)$.

$$\langle V(p)|A^a_\alpha|P(p')\rangle=-m[(1+\frac{pp'}{m^2})g_{\mu\alpha}+\frac{p_\mu p'_\alpha-p_\alpha p'_\mu}{m^2}]\,Sp([V_\mu p]\zeta_\alpha)F((p-p')^2), \tag{4}$$

$$\langle P(p)|V^a_\alpha|P(p')\rangle=(p+p')_\alpha\,Sp([\bar p p]\zeta_\alpha)\,F(p-p')^2),$$

$$\langle V(p)|V^a_\alpha|V(p')\rangle=\{(p+p')_\alpha g_{\mu\nu}-(p_\nu g_{\mu\alpha}+p'_\mu g_{\alpha\nu})\}\,Sp([\bar V_\mu V_\nu]\zeta_\alpha)\,F((p-p')^2),$$

где m - средняя масса мультиплета векторных и псевдоскалярных мезонов. Используя (4), мы получаем следующие выражения для констант g_- и g_0:

$$g_-=[f_\pi g_{\rho\gamma}-m\int(3-\frac{4pp'}{m^2})(1+\frac{pp'}{m^2})F^2((p-p')^2\frac{d^3p'}{(2\pi)^3\,2p'_0}]\,\frac{g\,\mathrm{Sin}\,\theta\,\mathrm{Cos}\,\theta}{2\sqrt{2}},$$

$$g_0=[\frac{m}{\sqrt{2}}\int(1-\frac{4pp'}{m^2})(1+\frac{pp'}{m^2})F^2((p-p')^2)\frac{d^3p'}{(2\pi)^3\,2p'_0}]\,\frac{q.\,\mathrm{Sin}\,\theta\,\mathrm{Cos}\,\theta}{2\sqrt{2}}.$$

Если слабые взаимодействия удовлетворяют правилу $\Delta T=1/2$, то $g_-+\sqrt{2}\,g=0$. В нашей модели

$$g_-+\sqrt{2}\,g_0=[f_\pi g_{\rho\gamma}-2m\int(1+\frac{pp'}{m^2})F^2\frac{d^3p'}{(2\pi)^3\,2p'_0}]\,\frac{g\,\mathrm{Sin}\,\theta\,\mathrm{Cos}\,\theta}{2\sqrt{2}}.$$

Из выражений (5) и (6) видно, как в рассматриваемой модели возникает приближенное правило $\Delta T=1/2$. Действительно, подинтегральное выражение в (6) содержит на одну степень p' меньше, чем подинтегральные выражения в формулах (5). Поэтому $g_-+\sqrt{2}g_0\ll g_-$, что и требуется для приближенного выполнения правила $\Delta T=1/2$. Если взять полюсную модель формфактора:

$$F(k^2)=\frac{m^2}{m^2-k^2} \tag{7}$$

и в интегралах ввести обрезание, то при $\zeta=8m$ и $m=m_\rho$ мы получаем следующие значения констант:

$$g_-=\frac{g\,\mathrm{Sin}\,\theta\,\mathrm{Cos}\,\theta}{2\sqrt{2}}\,f^2_\pi m_\rho\,31{,}34,$$

$$\sqrt{2}\, g_0 = -\frac{g \operatorname{Sin}\theta \operatorname{Cos}\theta}{2\sqrt{2}} f_\pi^2 m_\rho\, 34,11\,. \tag{8}$$

Теперь мы можем вычислить время жизни Σ^--гиперона, который по существующим экспериментальным данным распадается только через S -волну.

$$W(\Sigma^-_-) = \frac{g_{\Sigma^-_{nK}*} g_-(M_{\Sigma^-} - M_n)^2}{8\pi M_\Sigma^2 m_{K^*}^4}\left[(M_{\Sigma^+} M_n)^2 - \mu^2\right] q\,. \tag{9}$$

Отсюда $\tau(\Sigma^-_-) = 1{,}14\cdot 10^{-10}$ сек , экспериментальное значение $\tau(\Sigma^-_-) = 1{,}65\cdot 10^{-10}$ сек. Полюсную модель можно применить также к распадам $K \to 2\pi$. Существенно отметить, что вычисление вероятностей этих распадов не требует введения новых констант, поскольку константы $g_{K^*K\pi}$ и g_{YBK^*} связаны между собой гипотезой универсальности Сакураи. Вероятности распадов K -мезонов даются выражениями:

$$W(K_1^0 \to \pi^+\pi^-) = \frac{g^2_{K^*K^0\pi} + g_-^2}{4\pi\, m_K^2}\;\frac{(m_K^2 - m_\pi^2)^2}{m_{K^*}^4}\, q\,,$$

$$W(K_1^0 \to \pi^0\pi^0) = \frac{g^2_{K^0*K^0\pi^0} g^2}{2\pi\, m_K^2}\;\frac{(m_K^2 - m_\pi^2)^2}{m_{K^*}^4}\, q\,,$$

$$W(K^+ \to \pi^+\pi^0) = \frac{g^2_{K^-*K^*\pi^0}(g_- + \sqrt{2}\, g_0)^2}{8\pi\, m_K^2}\;\frac{(m_K^2 - m_\pi^2)^2}{m_{K^*}^4}\, q\,, \tag{9'}$$

где q - импульс π -мезона. Мы получаем следующие значения для времени жизни K -мезонов:

$\tau(K_1^0 \to \pi^+\pi^-) = 0{,}42\cdot 10^{-10}$ сек; $\tau(K_1^0 \to 2\pi^0) = 0{,}82\cdot 10^{-10}$ сек; $\tau(K^+) = 2{,}14\cdot 10^{-8}$ сек.

Эти значения находятся в разумном согласии с экспериментом и, что наиболее важно, дают правильную величину отклонения от правила $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах. В недавней работе Сакураи /4/ рассматривалась полюсная модель нелептонных распадов, однако Сакураи предположил правило $\Delta T = 1/2$ и использует гамильтониан, содержащий нейтральные токи. В нашей работе показано, что амплитуды S -волновых распадов могут быть получены при использовании гамильтониана, содержащего лишь токи Кабиббо, и предложен динамический механизм возникновения правила $\Delta T = 1/2$.

В заключение мы хотим поблагодарить С.С. Герштейна за полезные обсуждения.

Литература

1. M. Suzuki. Phys. Rev. Lett., 15, 986 (1965) ; H. Sugawara. Phys. Rev. Lett., 17, 870 (1965) .
2. I.I.Sakurai. Phys. Rev. Lett., 17, 552 (1966).
3. B.W.Lee , A.R.Swift. Phys. Rev., 136, B228 (1964).
4. I.I. Sakurai, preprint, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1967 г.