Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 446 – 449 *20 апреля 1971 г.*

О РЕАКЦИИ РОЖДЕНИЯ ДВУХ МЕДЛЕННЫХ π-МЕЗОНОВ В ee- И ep-СТОЛКНОВЕНИЯХ

М.В.Терентьев

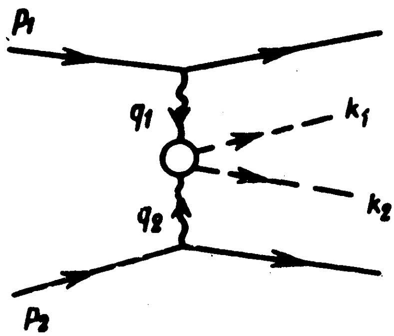
Экспериментальное изучение процесса рождения двух мягких π-мезонов в ee- и ep-столкновениях представляет интерес в частности в связи с проверкой алгебры токов и гипотезы PCAC.

Рассмотрим двухфотонный механизм генерации π-мезонов (см. рисунок). На рисунке p_1 и p_2 – импульсы сталкивающихся заряженных частиц, k_1, k_2 – импульсы "мягких" π-мезонов ($(k_1 + k_2)^2 \sim 4\mu_\pi^2$), q_1, q_2 – импульсы виртуальных квантов. Возможности выделения такого механизма и масштаб сечений мы кратко обсудим в конце статьи. Нас интересует фигурирующая в процессе на рисунке амплитуда превращения двух квантов в два мезона: $A^{ab}_{\nu\mu}(k_1, k_2; q_1, q_2)$ (ν, μ – поляризационные индексы фотонов, a, b – изотопические индексы π-мезонов). Основные утверждения состоят в следующем.

1. Пусть в амплитуде $A^{ab}_{\nu\mu}$ все импульсы малы и, вообще говоря, одного порядка величины. При этом с точностью $\sim \mu_\pi^2/m^2_{\text{хар}}$, где $m_{\text{хар}}$ – характерный масштаб изменения адронных амплитуд[1], $A_{\nu\mu}$ – сумма полюсных графиков и контактного члена:

$$A_{\nu\mu} = -e^2 T_3^2 \left[2\delta_{\nu\mu} + \frac{(2p_1-q_1)_\nu (2p_2-q_2)_\mu}{q_1^2 - 2p_1q_1} + \frac{(2p_2-q_1)_\nu (2p_1-q_2)_\mu}{q_1^2 - 2p_2q_1} \right]. \quad (1)$$

Здесь $T_3^{ab} = -i\epsilon_{3ab}$ – изотопическая матрица, $(T_3^2)^{ab} = \delta_{ab} - \delta_{a3}\delta_{b3}$, $e^2 = 4\pi a$.



2. Если, по-прежнему, $k_1 \sim k_2 \sim \mu_\pi$, но $|q_1|^2 >> \mu_\pi^2$, $|q_2|^2 >> \mu_\pi^2$, то, очевидно, что $q_1 \approx -q_2 = q$, $q >> \mu_\pi$. В этой области:

$$A_{\nu\mu} = -e^2 T_3^2 \cdot 2(\delta_{\nu\mu} - q_\nu q_\mu / q^2) R(q^2), \quad (2')$$

$$R(q^2) = 1 - F_\pi^{-2} \int d\kappa^2 \frac{\rho_V(\kappa^2) - \rho_A(\kappa^2)}{\kappa^2} \frac{q^2}{q^2 - \kappa^2}. \quad (2'')$$

Здесь F_π – амплитуда распада π-мезона, определенная, скажем, через соотношение Гольдбергера – Треймана:

$$F_\pi = \frac{m_N (G_A/G_V)}{g_r},$$

---

[1] Обычно $m_{\text{хар}} \sim m_N$ (масса нуклона). Мы предполагаем, что вблизи порога нет сильного перерассеяния π-мезонов. Вообще говоря, $m_{\text{хар}}$ может быть порядка массы резонанса в $\pi\pi$-рассеянии, если таковой существует.

$g_r^2/4\pi = 14{,}6$; ρ_V и ρ_A – спектральные функции векторных и аксиальных токов:

$$\rho_Z(p^2) = -\frac{(2\pi)^3}{3}\sum_{n,\nu} <0|J_\nu^{Z,3}(0)|n><n|J_\nu^{Z,3}(0)|0> \delta(p_n - p), \qquad (3)$$

$$Z = V,\ A.$$

Нормировка токов такова, что, скажем, в кварковой модели:

$$J_\nu^{V,a} = \frac{1}{2}\bar\psi\gamma_\nu\tau_a\psi, \quad J_\nu^{A,a} = \frac{1}{2}\bar\psi\gamma_\nu\gamma_5\tau_a\psi.$$

Сумма по промежуточным состояниям в (3) не включает состояние с одним π-мезоном. Его вклад выделен и ему соответствует первое слагаемое (единица) в (2″).

3. Точность представления (1) порядка $\mu^2/m^2_{\text{хар}}$, что уже отмечалось в п.1. Для его вывода требуется только сохранение электромагнитного тока и условие $\mu/m_{\text{хар}} \ll 1$. Проверка этого условия, которое является важным для философии алгебры токов, была бы интересной.

Точность представления (2) порядка $\mu/m_{\text{хар}}$ – обычная точность следствий из гипотезы PCAC [1].

Для получения (2) требуется предположение о сохранении аксиального тока при $\mu_\pi \to 0$, обычные предположения о виде коммутаторов временных компонент векторных и аксиальных токов и условие $\mu_\pi/m_{\text{хар}} \ll 1$, т.е. совокупность основных гипотез, лежащих в основе метода алгебры токов (см. [1], гл. 1).

4. Так как в (1) и (2) входит матрица T_3^2, то амплитуда испускания двух π^0-мезонов равна нулю. Точность этого запрета определяется естественно условиями применимости этих формул.

5. Входящая в (2″) величина $\rho_V(\kappa^2)/\kappa^2$ выражается через полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны с испусканием дополнительно двух мягких π-мезонов (см. [2]), величина $\rho_A(\kappa^2)/\kappa^2$ пропорциональна сечению того же процесса, но с испусканием дополнительно одного мягкого π-мезона (см. [2]).

Если выполняется правило сумм

$$\int \rho_V(\kappa^2)\frac{d\kappa^2}{\kappa^2} = F_\pi^2 + \int \rho_A(\kappa^2)\frac{d\kappa^2}{\kappa^2}$$

(второе правило сумм Вайнберга [3]), то $R(q^2)$ падает с ростом q^2, если выполняется правило сумм

$$\int \rho_V(\kappa^2)\,d\kappa^2 = \int \rho_A(\kappa^2)\,d\kappa^2,$$

1) Возможность использовать (2) при $|q^2| \gg m_N^2$, по-видимому, связана с рядом дополнительных предположений о характере зависимости $A_{\nu\mu}$ от инвариантов qk_1 и qk_2. Если амплитуда зависит от этих инвариантов только в комбинации $(q-k_1)^2$ или $(q-k_2)^2$, то представление (2) будет справедливо при любых q^2.

связанное с гипотезой алгебры полей (первое правило сумм Вайнберга [3]), то $R(q^2)$ в ($2''$) падает быстрее, чем q^{-2}.

При насыщении интеграла в ($2''$) вкладом векторных мезонов (это, вообще говоря, не обязательно, однако известно, что подобные интегралы хорошо апроксимируются вкладом ρ и A_1 мезона, см., например, [3, 4]), следует положить: $\rho_V = g_\rho^2\,\delta(\kappa^2 - m_\rho^2)$, $\rho_A = g_A^2\,\delta(\kappa^2 - m_A^2)$ и, кроме того, $m_A^2 = 2m_\rho^2$, $g_A^2 = g_\rho^2 = 2F_\pi^2 m_\rho^2$, где m_ρ – масса ρ-мезона. При этом $R(q^2) = 2m_\rho^4/(q^2 - m_\rho^2)(q^2 - 2m_\rho^2)$.

6. Проверка соотношения (1) возможна в опытах на встречных ee-пучках, в ep-рассеянии и в когерентном рассеянии электронов на ядрах (если специально выбирать кинематику, соответствующую $q_2^2 \to 0$). Значения кинематических переменных в области, где справедливо представление (1), как раз соответствует наибольшему вкладу в полное сечение. Поэтому величина эффекта может быть легко оценена по формулам из работы [5]. Для встречных ee-пучков $3{,}5 \times 3{,}5$ *Гэв*^{2} величина сечения $\sim 10^{-34}$ *см*^{2}.

Соотношение (2) можно проверять только в опытах на встречных лептонных пучках. При энергии $3{,}5 \times 3{,}5$ *Гэв*^{2} и $q^2 \sim 0{,}5$ *Гэв*^{2} (т.е. при $s \gg q^2$) величину сечения можно оценить по формуле

$$d\sigma \simeq \frac{16\alpha^4}{\pi}\,\frac{R^2(q^2)}{q^6}\,\frac{dq^2}{q^2}\sqrt{\omega_1^2 - \mu_\pi^2}\,\sqrt{\omega_2^2 - \mu_\pi^2}\,d\omega_1 d\omega_2,$$

где ω_1, ω_2 – энергии π-мезонов. Если считать $dq^2 \sim q^2$, $d\omega_i \sim \omega_i \sim \mu_\pi$, $i = 1,2$ и функцию $R(q^2)$ апроксимировать вкладом векторных мезонов (см. п.5), то сечение оказывается $\sim 10^{-38}$ *см*^{2}.

Исследование процессов $\gamma\gamma \to 3\pi$ и $\gamma\gamma \to n\pi$ для мягких π-мезонов, обсуждение деталей вывода формул (1) и (2), а также более подробное обсуждение возможностей экспериментального наблюдения, мы надеемся привести в отдельной работе.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.И.Вайнштейну, В.И.Захарову и Б.Л.Иоффе за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
5 марта 1971 г.

Литература

[1] А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров. УФН, 100, 225, 1970.
[2] A.Pais, S.Treiman. Phys. Rev. Lett., 25, 975, 1970.
[3] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 18, 507, 1967.
[4] T.Das, G.Guralnik, V.Mathur, F.Low, J.Young. Phys. Rev. Lett., 18, 759, 1967.
[5] М.В.Терентьев. ЯФ, 14, вып.7, 1971.