Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 150 – 153 5 августа 1969г.

ПРОЦЕСС $\gamma\pi\to\pi\pi$ В МОДЕЛИ ВЕНЕЦИАНО И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ИЗУЧЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ $\pi\to 2\pi$ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДЕР

Г.С.Ирошников, Ю.П.Никитин, А.С.Чернов

В работах [1] изучались возможности экспериментального исследования процессов мезонного фоторождения посредством наблюдения реакций типа

$$P+Z\to P+P+Z \tag{1}$$

P – псевдоскалярный мезон, Z – ядро атома) в области малых передач импульса. Разделение кулоновского и ядерного механизмов реакции проводились на основе оценки вклада диаграммы с обменом ω-мезоном и основывалось на предположении о слабой зависимости $3P\gamma$- и $3P\omega$-вершин от угла рассеяния в с.ц.м. двух вторичных мезонов. Это предположение оправдано в области эффективных масс пары мезонов $s\lesssim m_V^2$(m_V - масса векторного резонанса), где существенна лишь низшая, p-волна.

В данной работе в рамках моделей Венециано (МВ) и векторной доминантности (МВД) определяется амплитуда процесса

$$\gamma+\pi\to\pi+\pi; \tag{2}$$

оказывается, что использование этих моделей дает численные результаты мало отличающиеся от оценок, сделанных ранее [1]. Матричный элемент реакции (2) имеет вид

$$M_{fi}=f_{3\pi\gamma}(s,t,u)\,\xi_{\alpha\beta\gamma}\,\xi_{iklm}\,e_i\,p_k\,p_{1l}\,p_{2m}, \tag{3}$$

где p, p_1, p_2 – 4-импульсы пионов, e_i – поляризация изоскалярного фотона; α, β, γ – изотопические индексы; переменные s, t, u связаны соотношением $s+t+u=3\mu^2$. Вершинная функция в симметричной точке плоскости Мандельштама из размерных соображений может быть записана в виде $f_{3\pi\gamma}(\mu^2,\mu^2,\mu^2)=\sqrt{a}\,\mu^{-3}\Lambda$, где $\Lambda\sim 1$ ($a=1/137$). Учет только ρ-полюсного вклада во всех трех каналах дает $\Lambda\simeq 1{,}3$ (мы использовали значения констант связи: $f^2_{\rho\pi\pi}/4\pi\simeq 2{,}5$, $f_{\rho\pi\gamma}\simeq 1{,}1\mu^{-1}\sqrt{a}$ соответствует $\Gamma_{\rho\pi\gamma}\simeq 700$ *кэв* [2].). Результаты различных авторов [1, 3] не противоречат оценке $\Lambda\sim 1$, исключение составляют работа [4] ($\Lambda=0{,}05\pm 0{,}15$) и недавняя статья [5], в которой с помощью техники "жестких" пионов (два из трех пионов выбирались, однако, с $p^2=0$) было получено $\Lambda=0{,}03$.

Не ясно, какой динамический механизм мог бы привести к столь большому отличию значения $f_{3\pi\gamma}$ при малых s, t, u от величины, следующей из простых размерных соображений.

Теория полюсов Редже предсказывает для амплитуды $f_{3\pi\gamma}(s, t, u)$ при $s \to \infty$ и фиксированном t, асимптотику $s^{\alpha_t - 1}$, где α_t – траектория ρ-полюса в t-канале. Поскольку вершины $3\pi\gamma$ и $3\pi\omega$ характеризуются одинаковыми квантовыми числами и асимптотиками, естественно применить МВ к описанию процесса (2). В МВ амплитуда процесса $\pi\omega \to \pi\pi$ [6]

$$f_{3\pi\omega}(s,t,u) := \frac{\beta}{\pi}\left\{\frac{\Gamma(1-\alpha_s)\Gamma(1-\alpha_t)}{\Gamma(2-\alpha_t-\alpha_s)} + \frac{\Gamma(1-\alpha_u)\Gamma(1-\alpha_t)}{\Gamma(2-\alpha_u-\alpha_t)} + \frac{\Gamma(1-\alpha_s)\Gamma(1-\alpha_u)}{\Gamma(2-\alpha_s-\alpha_u)}\right\} \quad (4)$$

не содержит ложных полюсов с четным угловым моментом и имеет реджевскую асимптотику лишь при выполнении условия

$$\alpha_s + \alpha_t + \alpha_u = 2. \qquad (5)$$

Для описания реакции фоторождения (2) нужно сделать предельный переход $m^2_\omega \to 0$, при этом условие (5) превратится в

$$\alpha_s + \alpha_t + \alpha_u = 3/2 \qquad (6)$$

поскольку $\alpha(\mu^2) = 1/2$ [7], что приведет к потере реалистических свойств амплитуды (4). Поэтому, для описания процесса (2) нужно использовать другой вид амплитуды, позволяющий делать аналитическое продолжение по массам частиц. В качестве таковой возьмем форму, предложенную Вирэзоро [8]

$$A(s,t,u) = \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{1-\alpha_s}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1-\alpha_t}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1-\alpha_u}{2}\right)}{\Gamma\left(1-\frac{\alpha_s+\alpha_t}{2}\right)\Gamma\left(1-\frac{\alpha_s+\alpha_u}{2}\right)\Gamma\left(1-\frac{\alpha_t+\alpha_u}{2}\right)}, \qquad (7)$$

которая переходит в (4), если выполнено условие (5), и имеет правильную асимптотику при $m_\omega^2 \to 0$. Константа $\beta \simeq 0{,}74\,\mu^{-3}$ находится путем разложения амплитуды (7) вблизи точки $s = t = u = \mu^2 + m_\omega^2/3$ и сравнения с числом событий на графике Далица [9] в окрестности этой точки для распада $\omega \to 3\pi$. Выделяя в (7) вклад ρ-полюса, находим $f_{\omega\rho\pi} \simeq 18{,}3$ $Гэв^{-1}$, что согласуется с результатом [10]. Недавно в работе [11] путем интегрирования по всему фазовому объему распада $\omega \to 3\pi$ было найдено, что $f_{\omega\rho\pi} \simeq 21{,}5$ $Гэв^{-1}$, согласующееся с [12] (это соответствует $\beta \simeq 0{,}82\mu^{-3}$).

Для определения константы пропорциональности в амплитуде $f_{3\pi\gamma}$ используем соотношение, следующее из МВД, $f_{3\pi\gamma} = e/2\gamma_\omega \lim\limits_{m_\omega^2 \to 0} f_{3\pi\omega}$ (вкладом ϕ-мезона пренебрегаем, поскольку $f_{3\pi\phi} << f_{3\pi\omega}$), тогда получаем с учетом, что $\gamma_\omega^2/4\pi \simeq 3{,}2$ [13] и $\beta \simeq 0{,}82\,\mu^{-3}$

$$f_{3\pi\gamma}(s, t, u) = \frac{0{,}13\sqrt{a}}{\mu^3}\;\frac{\Gamma\left(\frac{1-a_s}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1-a_t}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1-a_u}{2}\right)}{\Gamma\left(1-\frac{a_s+a_t}{2}\right)\Gamma\left(1-\frac{a_s+a_u}{2}\right)\Gamma\left(1-\frac{a_t+a_u}{2}\right)} \tag{8}$$

причем, траектории a_i связаны соотношением (6). Отсюда непосредственно находим: $f_{\rho\pi\gamma} \simeq 1{,}1\mu^{-1}\sqrt{a}$, в согласии с [2,14], и $f_{3\pi\gamma}(\mu^2, \mu^2, \mu^2) \simeq 1{,}1\mu^{-1}\sqrt{a}$. Таким образом, применение МВ совместно с МВД приводит к разумным количественным результатам, что позволяет на ее основе указать кинематическую область, где доминирует кулоновский механизм реакции (1) и возможно получение сведений о сечении процесса (2). Используя линейное приближение для ρ-траектории $a_s = 0{,}483 + 0{,}885 \cdot s$ [7] и соотношение (6), находим, что в районе кулоновского максимума по q^2 [1] электромагнитный механизм доминирует в области углов вылета пионов $\lesssim 3°$, максимум дифференциального сечения процесса (1) осуществляется при углах вылета, уменьшающихся от 2,2 до 0,8° при увеличении начальной энергии пиона с 10 до 70 *Гэв* в л.с.к., при этом область эффективных масс составляет $10\mu^2 \lesssim s \lesssim 70\mu^2$. Полное сечение процесса (2) при $s = m_D^2$ равняется 260 *мкбн*. Графики зависимости полного и дифференциального сечения от s и угла рассеяния будут приведены в подробной статье.

Московский
инженерно-технический институт

Поступила в редакцию
17 июня 1969 г.

Литература

[1] Г.С.Ирошников, Ю.П.Никитин. ЯФ, 7, 616, 1968; Письма в ЖЭТФ 7, 393, 1968; сб. Элементарные частицы и космические лучи. М., Атомиздат. 1969.

[2] W.Alles, D.Boccaletti. Nuovo Cim., 27, 306, 1963.

[3] H.Wong. Phys.Rev.Lett., 5, 70, 1960; S.Okubo, B.Sakita. Phys. Rev. Lett., 11, 50, 1963; K.Kawarabayashi, M.Suzuki. Phys. Rev. Lett., 16, 255 and 384, 1966; Т.Д.Блохинцева и др. ЯФ, 3, 511, 1966.

[4] A.Donnachie, G.Shaw. Ann. Phys., 37, 333, 1966.

[5] A.Chatterjee. Phys. Rev., 170, 1578, 1968.

[6] G.Veneziano. Nuovo Cim., 57A, 190, 1968.

[7] C.Lovlace. Phys. Lett., 28B, 264, 1968.

[8] S.Fubini. Comm. on nuclear and particle phys., 3, 22, 1969.

[9] C.Alff, D.Berley et al. Phys. Rev. Lett., 9, 325, 1962; S.M.Flatté, D.O.Huwe et al. Phys. Rev., 145, 1050, 1966.

[10] M.Gell-Mann, D.Sharp, W.C.Wagner. Phys. Rev. Lett., 8, 261, 1962.

[11] H.Goldberg, Y.Srivastava. Phys. Rev. Lett., 22, 749, 1969.

[12] F.I.G.Gilman, H.Harari. Phys. Rev. Lett., 18, 1150, 1967.

[13] S.C.C.Ting. Electromagnetic interactions, DESY Г31/4, 1968.

[14] G.Fidecaro, M. Fidecaro et al. Phys. Lett., 23, 163, 1966.