

**ОБ ОБРАЗОВАНИИ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ
В КУЛОНОВОМ ПОЛЕ ЯДРА И ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ
ПРОЦЕССОВ ФОТОРОЖДЕНИЯ МЕЗОНОВ НА МЕЗОНАХ**

Г.С.Ирошников, Ю.П.Никитин

В работах [1,2] было указано на принципиальную возможность наблюдения в кулоновом поле ядра различных фотопроцессов, которые нельзя осуществить непосредственно из-за отсутствия стабильных мезонных

мишеней. Изучение таких процессов следует проводить в области малых передач импульсов, когда виртуальный фотон близок к реальному. Для надежного выделения кулоновского механизма реакции необходимо оценить роль сильных взаимодействий и указать область углов вылета вторичных частиц, где можно ожидать преобладания кулоновского вклада по меньшей мере, по порядку величины. Ранее [3] мы рассмотрели реакцию



(Z – ядро) и оценили область углов вылета пионов, где возможно изменение сечения процесса $\gamma + \pi^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$.

Эта заметка посвящена анализу реакций более общего вида:



(P – мезон из псевдоскалярного октета). Соответствующие опыты проводятся с помощью пузырьковых камер с тяжелым заполнителем [4]. Поэтому мы рассмотрим конкретный случай ядра ксенона. Условие коherентности действия ядерных нуклонов ограничивает передачи импульса ядру: $\Delta < 1/R$ (R – размер ядра). Для ядра ксенона $\Delta < 0,2 \mu$ (μ – масса пиона). Поскольку большинство констант взаимодействия мезонов между собой и с нуклонами плохо известны, мы широко используем предсказания $SU(3)$ -симметрии. В унитарно симметричной теории электромагнитный ток является компонентой векторного октета, и матричный элемент процесса



имеет вид:

$$\begin{aligned} M = \epsilon_{iklm} e_i k_k k_{l_1} k_{l_2} \{ A(s, u, t) [P_1^\gamma(k) \bar{P}_\delta^\delta(k_1) \bar{P}_\delta^\delta(k_2) - \\ - P_\gamma^\delta(k) \bar{P}_\delta^\delta(k_1) \bar{P}_\delta^\delta(k_2)] + B(s, u, t) [P_\gamma^\delta(k) \bar{P}_1^\delta(k_1) \bar{P}_\delta^\delta(k_2) - \\ - P_1^\delta(k) \bar{P}_\delta^\delta(k_1) \bar{P}_\delta^\delta(k_2)] + C(s, u, t) [P_\gamma^\delta(k) \bar{P}_\delta^\delta(k_1) \bar{P}_1^\delta(k_2) - \\ - P_\delta^\delta(k) \bar{P}_1^\delta(k_1) \bar{P}_1^\delta(k_2)] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $P_\alpha^\beta(k)$ – волновая функция мезонов из октета 0^- , \bar{P}_α^β – со-пряженная к P_α^β функция, α, β – унитарные индексы, k, k_1, k_2 – 4-импульсы начального и конечных мезонов, e_i – 4-вектор поляризации фотона, $s = (k_1 + k_2)^2$, $u = (k - k_1)^2$, $t = (k - k_2)^2$. Функции A, B, C связаны друг с другом соотношениями кроссинг-симметрии. Поскольку нас интересуют весьма малые Δ^2 (при $\Delta^2 \approx 2\Delta_{min}^2 = (s - m^2)^2 / 2E_L^2 = \Delta_0^2$, кулоновское сечение имеет максимум, m – масса налетающего мезона), сечение (2) будет пропорционально сечению процесса (3) [3]. Вклад сильных взаимодействий в

процесс (2) обусловлен, в основном, обменом ω – мезоном (точнее, унитарным скаляром 1^-), так как обмен мезонами векторного октета 1^- запрещен сохранением G^+ -четности [5], а обмен π^+ или η -мезонами, подавлен, потому что $\pi(\eta)NN$ – вершина в схеме псевдоскалярной связи пропорциональна Δ/M (M – масса нуклона). Отношение сечений кулоновского рождения и вклада от сильных взаимодействий при $\Delta^2 \ll \mu^2$ составляет

$$\frac{d\sigma_i}{d\sigma_N} = \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \frac{a |f_{3P\gamma}|^2}{g_{\omega NN} |f_{3P\omega}|^2} \left(\frac{m_\omega}{\Delta}\right)^4, \quad (5)$$

где $a = 1/137$, $f_{3P\gamma}$, $f_{3P\omega}$ – соответствующие вершинные функции, $g_{\omega NN}$ – квадрат константы связи ωNN . Кулоновскому максимуму отвечает эффективная масса s вторичных мезонов:

$$s = \sqrt{2} \Delta_0 E_L + m^2. \quad (6)$$

Потребуем, чтобы кулоновское сечение превышало ядерное на порядок в районе кулоновского максимума. Поскольку внутренняя структура $3\pi\gamma$ - и $3\pi\omega$ -вершин одинакова, то должно иметь место равенство $f_{3\pi\gamma} f_{\pi\rho\omega} = f_{3\pi\omega} f_{\pi\rho\gamma}$; значения $f_{3\pi\omega}$ [6], $g_{\omega NN}$ [7], $f_{\pi\rho\gamma} f_{\pi\rho\omega}$ [8] можно взять из данных опыта о распадах и NN -взаимодействиях, очищая, что отношение

$$\beta = \frac{|f_{3P\gamma}|^2}{g_{\omega NN} |f_{3P\omega}|^2}$$

по порядку величины сохранится и для другой области кинематических переменных (это предположение не очень существенно в виду слабой зависимости результатов от β). Широко используя связи между различными константами, следующие из $SU(3)$ -симметрии (например,

$f_{K^{*+} \rightarrow K\gamma} = f_{\rho \rightarrow \pi\gamma}$), удается получить оценки для величин β . Отметим, что сечения процессов (2) обращаются в нуль в направлении вперед, симметричны по углам вылета вторичных частиц в их с.ц.м. и имеют максимум при $\theta_{\Pi} = \pi/2$ (по крайней мере для ρ -волны) из-за свойств матричного элемента (4). Введем угол θ_L , для которого кулоновское сечение максимально в л.с. и угол ϕ_L – максимальный угол вылета вторичных мезонов в л.с. при данном s . Тогда оценки показывают, что кулоновский механизм реакций (2) доминирует над ядерным при $\Delta \lesssim (0,08 \div 0,10)\mu$. В районе кулоновского максимума ($\Delta \approx \Delta_0$) при заданной энергии первичных мезонов E_L можно определить соответствующую область изменения s и вычислить углы θ_L и ϕ_L . Для процесса $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ в поле ядра, при $E_L \approx (10 \div 70) \text{ ГэВ}$, θ_L меняется от $2,5$ до 1° ; $\phi_L \approx 4^\circ$, $11\mu^2 \leq s \leq 71\mu^2$; минимальные углы разлета γ -квантов от π^\pm -мезона лежат при 40 ГэВ в интервале $1,15^\circ \leq \chi_L \leq 14,5^\circ$. Для реакции $K^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$: $\theta_L^\pi \approx 2,5 \div 1^\circ$, $\phi_L^\pi \approx 4,5^\circ$, $\phi_L^{K^\pm} = 1,25^\circ$, $\theta_L^{K^\pm} \approx 1^\circ$; $25\mu^2 \leq s \leq 45\mu^2$. Для реакции $K^\pm \rightarrow K^0(K^0) + \pi^\pm$: $\theta_L^{\pi^\pm} \approx 1,5 \div 1,0^\circ$, $\phi_L^{\pi^\pm} \approx 2 \div 3^\circ$, $\theta_L^{K^0} \approx 0,75^\circ$,

$\phi_L^{K^0} \approx 0,75 \pm 1^\circ$, $25 \mu^2 \leq s \leq 45 \mu^2$, ($15 \leq E_L \leq 40$) Гэв. Для реакции $\pi^\pm \rightarrow K^\pm + \bar{K}^0(K^0)$ порог (при $\Delta \approx \Delta_0$) расположен слишком далеко по энергии: $E_L \geq 60$ Гэв. Для реакции $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm + \eta$ результаты примерно такие же, как для реакции $K^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$. Углы θ_L и ϕ_L ($E_L \geq 10$ Гэв) слабо зависят от плохо известного параметра β ; $\phi_L \sim \beta^{1/4}$, $\theta_L \sim \beta^{1/8}$, поэтому приведенные оценки представляются достаточно разумными, чтобы стимулировать постановку соответствующих экспериментов.

Авторы благодарны В.А.Шебанову, обратившему их внимание на рассмотренный круг вопросов.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
21 марта 1968 г.

Литература

- [1] I.Ya. Pomeranchuk, I.M. Shmushkevich. Nucl. Phys., 23, 452, 1961.
- [2] M.L. Good, W.D. Walker. Phys. Rev., 120, 1857, 1960.
- [3] Г.С. Ирошников, Ю.П. Никитин. ЯФ, 7, 616, 1968.
- [4] Б.В. Бармин, Ю.С. Крестников, Е.В. Кузнецов, А.Г. Мешковский, Ю.П. Никитин, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 43, 1223, 1962; 44, 748, 1963.
- [5] Игнен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. Атомиздат. М., 1967.
- [6] В.М. Шехтер. Резонансные состояния элементарных частиц. "Итоги науки", ВИНТИ, М., 1965.
- [7] G. Köpp, P. Söding. Phys. Lett., 23, 494, 1966.
- [8] W. Alles, D. Boccaletti. Nuovo. Cim., 27, 306, 1963; M. Gell-Mann, D. Sharp, W.C. Wagner. Phys. Rev. Lett., 8, 261, 1962.