Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 706 – 710 *20 июня 1971 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПИН-ЧЕТНОСТИ X^0 (960)-МЕЗОНА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

А. Н. Заславский, В. А. Хозе

1. В настоящее время спин-четность X^0 (960)-мезона не твердо установлена [1, 2]. Имеющиеся бедные экспериментальные данные могут быть согласованы в равной мере с гипотезами 2^- и 0^- для спин-четности X^0 (960)-мезона, гипотеза 2^- представляется даже более предпочтительной [3]. Анализ распадов $X^0 \to \eta 2\pi$, $X^0 \to \rho^0 \gamma$, $X^0 \to 2\gamma$ не позволяет различить гипотезы 0^- и 2^- из-за отсутствия отчетливо выраженных запретов. В этой связи становится важным изучение механизма рождения X^0 (960) в различных реакциях в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

В данной работе анализируются процессы электромагнитного рождения X^0 (960)-мезона, с целью установления его спин-четности.

2. Фоторождение X^0 (960) на ядре со спином 0. Интересная возможность определения спина X^0-мезона существует в реакции[1)]

$$\gamma + \mathrm{He} \to \mathrm{He} + X^0(960). \qquad (1)$$

[1)] В настоящее время имеются экспериментальные данные по фоторождению X^0 (960) на протоне [4]. Максимальное $\sigma \sim 1{,}5$ *мкб* достигается при $E_\gamma \sim (1{,}6 - 1{,}7)$ *Гэв*.

Выбор гелия диктуется как спином 0 ядра, так и отсутствием близко лежащих возбужденных состояний. В реакции $\gamma + He \to He + X^0(960)$ есть целый комплекс эффектов, позволяющих сделать заключение о спин-четности X^0 и основанных на том, что спин ядра гелия равен 0. Для альтернативы 0^- дифференциальное сечение реакции (1) сильно зависит от угла рождения X^0 и обращается в нуль при $\theta \to 0°, (180°)$, как $\sin^2\theta$. Для гипотезы $J^P(x) = 2$ простейшее угловое распределение не исчезает при $\theta = 0°, (180°)$.

Зависимость дифференциального сечения процесса $\gamma + He \to He + X^0$ от поляризации начального фотона для $J^P(X^0) = 0^-$ резко выражена

$$\frac{d\sigma_\xi}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(1 + \xi), \qquad (2)$$

где ξ – параметр Стокса фотона, характеризующий степень линейной поляризации фотона вдоль нормали к плоскости реакции, $d\sigma_0/d\Omega$ – дифференциальное сечение процесса с неполяризованными γ-квантами.[1] Отклонение от этой зависимости несовместимо с псевдоскалярностью X^0-мезона. Представляют интерес также и пороговые эффекты, различные для обеих гипотез (пороговое поведение сечения $\sim|q|^3$ в случае $J^P(X^0) = 0^-$ и $\sim|q|$ в случае $J^P(X^0) = 2^-$). Кроме того, вблизи порога сечение для альтернативы 2^- не зависит от поляризации γ-кванта.

Кулоновское фоторождение может в случае гипотезы 0^- полностью имитировать спин 2^- для X^0-мезона [2]. Поэтому исследование реакции $\gamma + He \to He + X^0(960)$ необходимо проводить в области, где несущественно кулоновское фоторождение [5][2].

3. Рождение $X^0(960)$-мезона в реакциях на встречных e^+e^--пучках.

В настоящее время планируются эксперименты [7] по рождению $X^0(960)$-мезона на встречных e^+e^--пучках в реакциях $e^+e^- \to X^0\rho^0(X^0\gamma)$. Изучение таких процессов представляет интерес и с точки зрения определения спин-четности $X^0(960)$-мезона.

а) $e^+e^- \to X^0\rho^0$.

Дифференциальное сечение двухчастичной аннигиляции пары e^+e^- в однофотонном приближении записывается в СЦИ в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim A(\Delta^2)(1 + \cos^2\theta) + B(\Delta^2)\sin^2\theta, \qquad (3)$$

где $\Delta^2 = 4E^2$, E – энергия электрона в СЦИ, θ – угол между импульсами начальных и конечных частиц. Если $X^0(960)$ псевдоскалярен, то $B = 0$ для процесса а) и для дифференциального сечения имеем

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \sim A(\Delta^2)(1 + \cos^2\theta). \qquad (4)$$

[1] Фоторождение псевдоскалярных мезонов на гелии подробно рассматривалось Царевым [6].

Амплитуда реакции $e^+e^- \to X^\circ \rho^\circ$ для $J^P(X^\circ) = 2^-$ зависит от четырех формфакторов [5]. Вблизи порога (при $(|q|^2/m_x^2) << 1$, q – импульс конечного ρ°-мезона в СЦИ) дифференциальное сечение определяется только двумя амплитудами и имеет вид (3), причем

$$A = |q|^2 \left\{ 2 + 5 \left[\left| \frac{\bar{m}_x}{m_x + m_\rho} C + 1 \right|^2 + \frac{m_x^2}{(m_x + m_\rho)^2} \left| C \right|^2 \right] \right\},$$

$$B = 6\,|q|^2, \tag{5}$$

где C – параметр смешивания двух амплитуд, дающих основной вклад в распад $X^\circ \to \rho^\circ \gamma$. Именно эта область энергий представляет реальный интерес, так как $d\sigma/d\Omega$ быстро падает с ростом энергии. При $C = -1$ достигается хорошее согласие гипотезы 2^- с экспериментальными данными по распаду $X^\circ \to \rho^\circ \gamma$ [3], тогда имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |q|^2 (7{,}2 + \sin^2\theta). \tag{6}$$

Сравнение формул (4), (5) и (6) приводит к выводу, что поведение дифференциального сечения реакции $e^+e^- \to X^\circ \rho^\circ$ вблизи порога позволяет различить гипотезы 0^- и 2^- для X°-мезона.

б) $e^+e^- \to X^\circ \gamma$.

В случае $J^P(X^\circ) = 0^-$ дифференциальное сечение реакции $e^+e^- \to X^\circ \gamma$ такое же как для реакции $e^+e^- \to X^\circ \rho^\circ$ и дается формулой (4). Амплитуда реакции б) зависит от трех формфакторов, если $J^P(X^\circ) = 2^-$ [5]. Вблизи порога реакции, в области ϕ-резонанса, где сечения как раз велики, в дифференциальном сечении можно опустить члены порядка $|q|/m_x \sim 0{,}06$. С указанной точностью угловое распределение определяется только одним формфактором и имеет вид

$$\frac{d\sigma_{2^-}}{d\Omega} \sim (14 - \sin^2\theta). \tag{7}$$

Исследование дифференциального сечения процесса $e^+e^- \to X^\circ \gamma$ вблизи порога позволяет таким образом, определить спин X°-мезона.

4. Распад $X^\circ \to \rho^\circ e^+e^-$.

Можно показать, что из-за малого энерговыделения, по величине коэффициента конверсии

$$\left(k = \frac{\Gamma(X^\circ \to \rho^\circ e^+e^-)}{\Gamma(X^\circ \to \rho^\circ \gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi} \left[2\ln \frac{m_x - m_\rho}{m_e} - 3{,}4 \right] \sim \frac{1}{150} \right)$$

и диаграмме Далитца для распада $X^{\circ} \to \rho^{\circ} e^{+}e^{-}$ нельзя установить спин X°-мезона, так как с хорошей точностью коэффициент конверсии и распределение на диаграмме Далитца совпадают для $J^{P}(X^{\circ}) = 0^{-}$ и 2^{-}.

Однако, изучение корреляции между относительным импульсом пионов от распада ρ°-мезона и импульсами $e^{+}e^{-}$ пары в системе покоя ρ°-мезона позволяет различить гипотезы 0^{-} и 2^{-} для спин-четности X°-мезона. Для альтернативы $J^{P}(X^{\circ}) = 0^{-}$ зависимость распределения π-мезонов распада от угла вылета резко выражена

$$W(\theta, \phi, \gamma) = \left[\frac{\Delta^2}{2} - 2\sin^2\theta\sin^2\phi\ p^2_{e^+}\right]\sin^2\gamma, \qquad (8)$$

где θ – угол между направлением импульсов позитрона p_{e^+}) и X°-мезона ($\mathbf{K}$) в системе покоя ρ°, γ – угол, между импульсами $X^{\circ}(\mathbf{K})$ и $\pi^{+}(\mathbf{q})$ в этой системе, ϕ – угол, между плоскостями, образованными векторами ($\mathbf{k}$, p_{e^+}) и ($\mathbf{k}$, $\mathbf{q}$), $\Delta^2 = (p_{e^+} + p_{e^-})^2$.

Если $J^{P}(X^{\circ}) = 2^{-}$, то угловое распределение $W(\theta, \phi, \gamma)$ слабо зависит от углов γ и ϕ. Таким образом, изучение распределения $W(\theta, \phi, \gamma)$ позволяет при достаточном числе событий определить спин X°-мезона.

Зависимость от поляризации γ-кванта в распаде $X^{\circ} \to \rho^{\circ}\gamma$ различна для $J^{P}(X^{\circ}) = 2^{-}$ и 0^{-}. Этот факт можно было бы использовать для определения спина X°, если бы оказалось возможным измерение поляризации быстрого γ-кванта. Возможность определения спина X°-мезона имеется также и в реакции $\gamma + p \to p + X^{\circ}$ на поляризованной мишени.

Детальное рассмотрение изложенных вопросов будет приведено в подробном изложении работы.

Можно надеяться, что накопление экспериментальных данных позволит решить важный вопрос о квантовых числах X°(960)-мезона в ближайшее время.

Авторы искренне благодарны В.И.Огиевецкому за постановку проблемы и многочисленные обсуждения, И.Ф.Азнаурян, С.Б.Герасимову, К.А.Испиряну, С.Г.Матиняну, Р.М.Рындину и особенно Б.Н.Валуеву за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
3 мая 1971г.

Литература

[1] Particle Data Group. Phys. Lett., 33B, 1, 1970.

[2] А.Н.Заславский, В.И.Огиевецкий, В.Тыбор. Письма в ЖЭТФ, 6, 604 1967; ЯФ, 9, 852, 1969.

[3] V.I.Ogievetsky, W.Tybor, A.N.Zaslavsky. Preprint JINR, E2-5627 1971, Dubna.

[4] Aachen – Berlin – Bonn – Hamburg – München – Heidelberg Collaboration Phys. Rev., 175, 1669, 1968.

[5] V.A.Khoze, A.N.Zaslavsky. Preprint YPI, 1971, Yerevan.

[6] В.А.Царев. ЯФ, 10, 367, 1969.

[7] W.Ash et al.Preprint LNF-69/6, 1969.