Письма в ЖЭТФ, том 10, стр.344 – 347 *5 октября 1969 г.*

ВЕКТОРНАЯ ДОМИНАНТНОСТЬ И РОЖДЕНИЕ $\pi^\pm$-МЕЗОНОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ФОТОНАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков

В последнее время интенсивно изучаются связи между фоторождением пионов на нуклонах и рождением векторных мезонов в πN столкновениях на основе модели векторной доминантности, *VDM*.

Предсказания *VDM* для рождения $\pi^\pm$-мезонов поляризованными фотонами обычно записывают, исключая $\omega\rho$ – интерференцию и пренебрегая вкладом ϕ-мезона, в виде [1, 2]:

$$A = \frac{\sigma_\perp^+ + \sigma_\perp^- - \sigma_\parallel^+ - \sigma_\parallel^-}{\sigma_\perp^+ + \sigma_\perp^- + \sigma_\parallel^+ + \sigma_\parallel^-} = \frac{g_{\gamma\rho}^2\, \sigma^\rho_{1-1} + g_{\gamma\omega}^2\, \sigma^\omega_{1-1}}{g_{\gamma\rho}^2\, \sigma^\rho_{11} + g_{\gamma\omega}^2 \cdot \sigma^\omega_{11}} \approx \frac{\sigma^\rho_{1-1}}{\sigma^\rho_{11}} = \frac{\rho^\rho_{1-1}}{\rho^\rho_{11}}, \quad (1)$$

где $\sigma_\perp^\pm$ и $\sigma_\parallel^\pm$ дифференциальные сечения рождения $\pi^\pm$-мезонов фотонами, поляризованными перпендикулярно и параллельно плоскости реакции соответственно; $2\sigma^{\pm} = \sigma_{\perp}^{\pm} + \sigma_{\parallel}^{\pm}$; $\sigma_{ij}^{v} = \rho_{ij}^{v}\sigma^{v}$, где ρ_{ij}^{v} – элементы спиновой матрицы плотности векторного мезона, σ^{v} – дифференциальное сечение процесса $\pi^{-}p \to V^{0}n$, $g_{\gamma v}$ – константа перехода фотон-векторный мезон.

Вклад от ω-мезона в A составляет несколько процентов [3]. В дальнейшем мы будем учитывать только вклад ρ-мезона и опускать индекс v у ρ_{ij}^{v}.

В работе [4] было обнаружено, что в системе центра масс соотношение (1) сильно нарушается. Однако, предсказания VDM, сформулированные на языке спиральных амплитуд не являются релятивистски инвариантными и допускают неоднозначную интерпретацию. Правая часть (1) зависит от релятивистских преобразований системы отсчета в плоскости реакции, левая часть инвариантна при этих преобразованиях [5].

Используя неоднозначность предсказаний VDM, Бялас и Залевский [2] показали, что соотношение (1) может быть выполнено в системе Донохью – Хёгаасена [6], в которой $\mathrm{Re}\,\rho_{10} = 0$, а ρ_{1-1}/ρ_{11} максимально.

Вопрос о выборе системы отсчета для проверки предсказаний VDM очень важен, так как это, в принципе, позволяет выяснить, какие комбинации инвариантных амплитуд, удовлетворяющих представлению Мандельстама, не зависят от массы векторного мезона [5], или, если зависят, то каким образом.

В этой заметке мы хотим отметить следующий факт. Современные экспериментальные данные позволяют утверждать, что для каждой передачи 4-импульса (t) найдется такая система отсчета, в которой выполняется соотношение (1). Не следует делать вывода, что (2) выполняется в системе Донохью – Хёгаасена.

Действительно, при пересчете элементов спиновой матрицы плотности ρ-мезона, на опыте измеряемых в системе Готфрида – Джексона [7] и имеющих большие ошибки, в систему Донохью – Хёгаасена центральным вопросом является правильный учет ошибок [6]. Чтобы обойти эту трудность, мы воспользуемся редже-моделями для рождения ρ-мезона, которые хорошо описывают экспериментальные данные и точно предсказывают максимальное значение A, равное 1. Экспериментальные данные по ρ-рождению в широком диапазоне энергий хорошо описываются моделями с обменом π, ω, A_2 и π, π_c, ω, A_2 редже-полюсами [8, 9]. Мы будем использовать эти модели и полученный результат будет верен для них обеих. Легко убедиться, что максимальное и минимальное значение ρ_{1-1}/ρ_{11} достигается в двух системах, в которых $\mathrm{Re}\,\rho_{10} = 0$. Эти системы отличаются друг от друга поворотом на $\pi/2$ в плоскости реакции. При этом

$$\max A = (\beta - \alpha)/(\beta + \alpha), \qquad \min A = (\beta - \gamma)/(\beta + \gamma), \quad (2)$$

где $\beta = \rho_{11} + \rho_{1-1}$, $\quad \alpha = \dfrac{1}{2}(1 - \beta - \delta)$, $\quad \gamma = \dfrac{1}{2}(1 - \beta + \delta)$;

$\delta = [(\rho_{00} - \rho_{11} + \rho_{1-1})^2 + 8(\mathrm{Re}\rho_{10})^2]^{1/2}$, $\quad \alpha + \beta + \gamma = 1$;

$\alpha, \beta, \gamma \geqslant 0$ [6].

В выражениях для α, β, γ используются элементы спиновой матрицы плотности ρ-мезона в системе Готфрида – Джексона. В полюсных редже-моделях для реакции $\pi N \to \rho N$ с одним полюсом ненатуральной четности, о которых выше шла речь, между ρ_{ij} в системе Готфрида – – Джексона существует соотношение [10]:

$$\rho_{00}(\rho_{11} - \rho_{1-1}) = 2(\mathrm{Re}\,\rho_{10})^2, \quad (3)$$

Тогда $\alpha = 0$ и

$$\max A = 1, \qquad \min A = 2\beta - 1 = 2(\rho_{11} + \rho_{1-1}) - 1. \quad (4)$$

Эксперимент по ρ° – рождению [8] указывает, что $\min A \lesssim 0$ при $0{,}02 \leqslant |t| \cdot (c/\text{гэв})^2 \leqslant 0{,}4$ в широкой области энергий. Данные по фоторождению [4], для A дают значения от 0,2 до 0,5 при $0{,}2 \leqslant |t| \cdot (c/\text{гэв})^2 \leqslant 0{,}4$. Таким образом, преобразованиями системы отсчета в плоскости реакции современные экспериментальные данные для A из ρ° – рождения могут быть согласованы с данными из фоторождения для каждого значения $|t|$ в указанном интервале.

Совсем недавно появилась работа Харари и Горовица [11], в которой на основе теоретико-экспериментального анализа фоторождения и результатов работы [2] для $\max A$ ($\max A \lesssim 0{,}5$) из ρ-рождения делается вывод, что предсказания VDM для A должны нарушаться при $|t| = \mu^2$ (μ – масса пиона). Авторы работ [11] предсказывают для фоторождения $A \approx 1$ при $|t| = \mu^2$. Однако, как показано нами, $A = 1$ не противоречит данным по рождению ρ-мезона.

Отметим, что если для ω-рождения принять модель ρ, B редже-полюсов, то вывод для $\max A$ не изменится с учетом вклада ω-мезона.

Конечно, нужно иметь в виду, что соотношение (3) выполняется в рассмотренных моделях для не слишком малых $|t|$. Но с ростом лабораторной энергии (3) выполняется для все меньших $|t|$. Практически уже при 3 *гэв* пользуются такими выражениями для ρ_{ij} [9], для которых (3) выполняется, начиная с $|t| \approx \mu^2$.

Нам приятно поблагодарить К.Залевского и Д.В.Ширкова за обсуждения.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
29 июля 1969 г.

Литература

[1] M.Krammer, D.Schildknecht. Nucl. Phys. B7, 583, 1968
[2] A.Bialas, K.Zalewski. Phys. Lett., 28B, 436, 1969
[3] L.J.Gutay. Phys. Rev. Lett., 22, 424, 1969
[4] C.Geweniger. Phys. Lett., 28B, 155, 1968
[5] H.Fraas, D.Schildknecht. Nucl. Phys., B6, 395, 1968
[6] J.T.Donohue, H.Högaasen. Phys. Lett., 25B, 554, 1967
[7] K.Gottfried, J.D.Jackson. Nuovo Cim., 33, 309, 1964
[8] G.V.Dass, C.D.Froggatt. Nucl. Phys., B8, 661, 1968
[9] А.Б.Кайдалов, Б.М.Карнаков. ЯФ, 7, 152, 1968
[10] A.B.Kaidalov. Phys. Lett., 26B, 20, 1967
[11] H.Harari, B.Horovitz. Phys. Lett., 29B, 314, 1969