

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ БОРНОВСКАЯ МОДЕЛЬ И ФОРМФАКТОР $\pi$ -МЕЗОНА

*В. А. Сулейманов*

Выбирая электромагнитный формфактор  $\pi$ -мезона  $F_\pi(k^2)$  в форме  $(1 + 0,04 k^2/m_\rho^2 - 0,108(k^2/m_\rho^2)^2)/(1 - k^2/m_\rho^2)$  для  $k^2$  в интервале  $0,26 < k^2 < 0,83 (\Gamma_{\text{эл}}/c)^2$  мы получаем удовлетворительное описание экспериментальных данных по электророждению  $\pi^+$ -мезонов на водороде на основе электрической борновской модели.

В настоящей статье анализируется эксперимент по электророждению  $\pi^+$ -мезонов на водороде, проведенный в DESY [1] на основе электрической борновской модели (ЭБМ) [2, 3] с целью извлечения информации об электромагнитном формфакторе  $\pi$ -мезона  $F_\pi(k^2)$ .

При очень малых передаваемых нуклону импульсах расчеты по ЭБМ хорошо согласуются с результатами экспериментов по высокогенеретическому фоторождению  $\pi^\pm$ -мезонов [2] и с высокогенеретическим рождением  $\rho^0$ -мезонов в реакции  $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$  [1]. В последней реакции в духе известной  $\rho^0$ - $\gamma$ -аналогии  $\rho^0$ -мезон может рассматриваться как виртуальный изовекторный фотон  $\gamma^*$  массы  $m_\rho$ . Мы предлагаем обобщить ЭБМ на случай электророждения заряженных  $\pi$ -мезонов, а именно, для определенности, на реакцию  $e^- + p \rightarrow e^- + \pi^+ + n$  при больших энергиях конечной  $\pi^+ n$ -системы и очень малых передаваемых нуклону импульсах. В электророждении в однофотонном приближении (ОФП) 4-импульс виртуального фотона  $k$  пространственноподобен ( $k^2 \leq 0$ ) в выбранной метрике  $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$ ), а сам фотон  $\gamma^*$  полагается нами изовекторным — о малости вклада изоскалярной компоненты фотона в родственной реакции фоторождения см., например, обзорный доклад Рихтера [2].

Дифференциальное сечение электророждения  $\pi$ -мезона в ОФП дается выражением [1]:

$$\frac{d^3\sigma}{dW^2 dt dk^2} = \frac{\alpha}{8\pi} \frac{1}{E_1^2 M^2 (-k^2)} \frac{W^2 - M^2}{1 - \epsilon} \left[ \frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right], \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — параметр поляризации обмениваемого фотона, определяемый как

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \left[ 1 + \frac{(E_1 - E_2)^2}{(-k^2)} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]} \quad (2)$$

В (1)  $d\sigma_T/dt$  и  $d\sigma_L/dt$  — дифференциальные сечения реакции  $\gamma^* + p \rightarrow \pi^+ + n$  для поперечно и продольно поляризованных виртуальных фотонов;  $W$  —

полная энергия конечной  $\pi^+ n$ -системы,  $t$  — квадрат передаваемого нуклону импульса, а  $M$  — масса нуклонов;  $\alpha = e^2 / 4\pi = 1/137$  — константа тонкой структуры. В (1) и (2)  $E_1$  и  $E_2$  — энергии налетающего и рассеянного электронов, соответственно, а  $\theta$  — угол рассеяния  $e^-$  в ЛС реакции  $e^- + p \rightarrow e^- + \pi^+ + n$ .

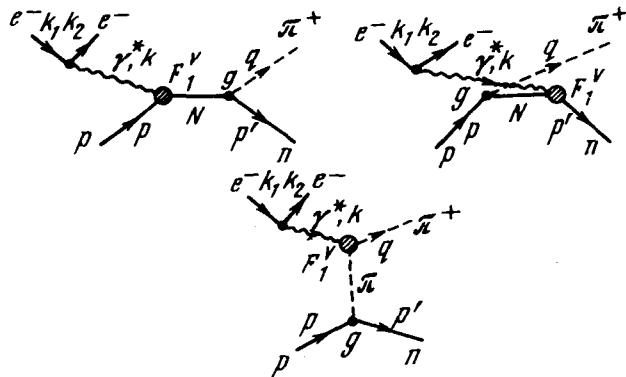


Рис. 1. Борновские диаграммы для реакции  
 $e^- + p \rightarrow e^- + \pi^+ + n$

ЭБМ для реакции  $e^- + p \rightarrow e^- + \pi^+ + n$  в ОФП определяется фейнмановскими диаграммами на рис. 1 [3, 4]. В  $\pi\pi\gamma^*$ - и  $NN\gamma^*$ -вершинах используются электромагнитный формфактор  $\pi$ -мезона  $F_\pi(k^2)$  и электромагнитный дираковский изовекторный формфактор нуклона  $F_1^\nu(k^2)$ , соответственно (вклад паулиевского формфактора преенбрежимо мал при очень малых передаваемых нуклонами импульсах).  $k_1$  и  $k_2$  обозначают 4-импульсы налетающего и рассеянного электронов;  $k = k_1 - k_2$  — 4-импульс виртуального изовекторного фотона  $\gamma^*$ ;  $p, p'$  и  $q$  — 4-импульсы протона  $p$ , нейтрана  $n$  и  $\pi^+$ -мезона, соответственно. Мандельстамовские переменные  $s$  и  $t$  определяются обычным образом:  $s = (p' + q)^2 = (p + k)^2$  и  $t = (p - p')^2 = (k - q)^2$ . В СЦМ реакции  $\gamma^* + p \rightarrow \pi^+ + n$   $s = W^2$ .

Диаграммы на рис. 1 дают следующий суммарный вклад в матричный элемент адронного тока:

$$\begin{aligned} <\pi^+, n | j_\mu^h | p> = i\sqrt{2}geF_\pi(k^2)\bar{u}_n(p')\gamma_5 \left[ \frac{2q_\mu}{t - \mu^2} + \frac{p_\mu}{W^2 - M^2}\kappa + \right. \\ & + \left. \frac{p_\mu}{W^2 - M^2 + t - \mu^2 - k^2}\kappa + \frac{(\gamma k)\gamma_\mu}{2(W^2 - M^2)}\kappa - \frac{\gamma_\mu(\gamma k)}{2[W^2 - M^2 + t - \mu^2 - k^2]}\kappa \right] u_p(p). \end{aligned} \quad (3)$$

В (3)  $\bar{u}_n(p')$ ,  $u_p(p)$  — дираковские спиноры нуклонов,  $\kappa = \kappa(k^2) = F_1^\nu(k^2)/F_\pi(k^2)$  с нормировкой  $\kappa(0) = 1$ ,  $\mu$  — масса  $\pi$ -мезона, а  $g$  — константа связи  $NN_\pi$ , выбираемая при вычислениях равной  $g^2/4\pi = 14,7$ .

Матричный элемент адронного тока, определяемый выражением (3), дает следующие вклады в дифференциальные сечения, входящие в (1),

при условии  $W^2 - M^2 >> |t - k^2 - \mu^2|$ :

$$\frac{d\sigma_T}{dt} = \frac{2\pi\alpha}{(W^2 - M^2)^2} \left( \frac{g^2}{4\pi} \right) \frac{F_\pi(k^2)^2}{(t - \mu^2)^2} \left\{ t^2 + [t(1 - \kappa) + \mu^2 \kappa]^2 \right\} \quad (4)$$

и

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = - \frac{2\pi\alpha}{(W^2 - M^2)^2} \left( \frac{g^2}{4\pi} \right) \frac{F_\pi(k^2)^2}{k^2(t - \mu^2)^2} [k^2 + (1 - \kappa)(t - \mu^2)]^2. \quad (5)$$

Как показывает сравнение экспериментов по фоторождению  $\pi^\pm$ -мезонов и рождению  $\rho^0$ -мезонов в реакции  $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$  с предсказаниями ЭБМ мы можем ожидать справедливости выражений (4) и (5) при  $|t| \lesssim 2\mu^2 \approx 0,04 (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$  и  $W^2 - M^2 \geq 3,5 (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$ . (Отметим, что получая различие между предсказанием ЭБМ для  $d\sigma_T/dt$  и экспериментом по фоторождению  $\pi^\pm$ -мезонов при  $k^2 = 0$ , — при этом  $d\sigma_L/dt \equiv 0$  — мы предлагаем его относить за счет более сложной зависимости от  $W$ , чем  $(W^2 - M^2)^{-2}$  в (4), и поднимаем или опускаем значения  $d\sigma_T/dt$  и  $d\sigma_L/dt$  для всех  $k^2$  на столько же, на сколько мы делаем это при  $k^2 = 0$  для нормировки  $F_\pi(0) = 1$ ). Кроме того, легко заметить сильную зависимость  $d\sigma_L/dt$  от  $F_\pi(k^2)$  и слабую зависимость от  $F_1^V(k^2)$  из-за наличия малого фактора  $(t - \mu^2)$  перед  $\kappa$ . Таким образом, с 2–5%-ной точностью можно положить  $\kappa(k^2) = 1$  в комбинации сечений  $d\sigma_T/dt$  и  $d\sigma_L/dt$ , входящей в (1), которая при этом определяется как:

$$\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} = \frac{2\pi\alpha}{(W^2 - M^2)^2} \left( \frac{g^2}{4\pi} \right) \frac{F_\pi(k^2)^2}{(t - \mu^2)^2} [t^2 + \mu^4 + \epsilon t k^2]. \quad (6)$$

Сравнение (6) с экспериментальными данными позволяет непосредственно изучать электромагнитный формфактор  $\pi$ -мезона  $F_\pi(k^2)$ . Вышеуказанный эксперимент в DESY проводился при  $W = 2,2 \Gamma_{\text{ЭВ}}$  и  $t =$

$= -0,037 (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$ , и комбинация  $\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$  измерялась при среднем значении  $\epsilon$ , равном 0,75, и при следующих значениях  $-k^2 = 0,18; 0,26; 0,34; 0,48; 0,63; 0,68$  и  $0,83 (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$ . Сравнивая (6) с указанным экспериментом для всех  $k^2$ , кроме  $k^2 = -0,18 (\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$ , мы фильтровали выражение для  $\left(1 - \frac{k^2}{m_\rho^2}\right) F_\pi(k^2)$  следующим образом:

$$\left(1 - \frac{k^2}{m_\rho^2}\right) F_\pi(k^2) = 1 + c_1 \frac{k^2}{m_\rho^2} + c_2 \left(\frac{k^2}{m_\rho^2}\right)^2. \quad (7)$$

Метод наименьших квадратов дает  $c_1 = 0,04$  и  $c_2 = -0,108$ . При этом  $\chi^2$  оказывается равным 0,982, что соответствует 90%-ному уровню достоверности. На рис. 2 сплошная линия соответствует значениям  $\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$  из выражения (6), взятому с (7) с  $c_1 = 0,04$  и  $c_2 = -0,108$ .

Включение в анализ значения  $F_\pi(k^2)$  при  $k^2 = -0,18(\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$  делает невозможным получение фита с разумным уровнем достоверности, так как значение  $F_\pi(k^2 = -0,18) = 0,67$  лежит значительно ниже значений  $F_\pi$  в соседних  $k^2$ .

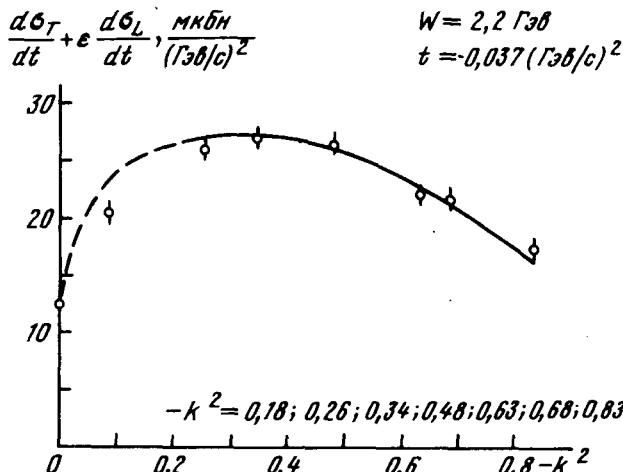


Рис. 2. Сплошная линия соответствует значениям  $d\sigma_T/dt + [e(d\sigma_L/dt)]$ , получаемым из выражения (6), взятого с (7) с  $c_1 = 0,04$  и  $c_2 = -0,108$  для  $k^2$  в интервале  $0,26 \leq -k^2 \leq 0,83 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$ . Пунктирная линия соответствует продолжению (7) с теми же  $c_1$  и  $c_2$  до  $k^2 = 0$

Причинами малости  $F_\pi$  при  $k^2 = -0,18(\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$  могут быть: а) систематические ошибки в эксперименте; б) наличие дополнительных вкладов в амплитуды реакции  $y^* + p \rightarrow \pi^+ + n$  при малых  $k^2$ ; в) аномалии в поведении формфакторов при малых  $k^2$ , предсказываемые рядом авторов (см., например, работу [5]). Поэтому необходимы эксперименты при всех прочих одинаковых условиях с близкими к  $k^2 = -0,18(\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$  малыми значениями  $k^2$ . Относя указанную трудность за счет систематических ошибок эксперимента мы можем предполагать справедливость (7) с указанными  $c_1$  и  $c_2$  для малых  $k^2$  вплоть до  $k^2 = 0$  (пунктирная линия на рис. 2 соответствует продолжению (7) до  $k^2 = 0$ ) и оценить радиус  $\pi$ -мезона, определяемый как  $r_\pi = \sqrt{6F_\pi(0)}$ , который равен 0,65 ф.

Автор выражает благодарность А.М.Балдину, С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову и Г.В.Мицельмахеру за обсуждения рассмотренной выше задачи.

Объединенный  
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию  
3 мая 1973 г.

#### Литература

- [1] C.Driver et al. Phys. Lett., 35B, 77, 1971.
- [2] B.Richter. Proceedings, 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford, California, 1967.
- [3] C.F.Cho, J.J.Sakurai. Phys. Lett., 30B, 119, 1969.
- [4] A.M.Baldin, V.A.Suleymanov. Phys. Lett., 37B, 305, 1971.
- [5] Л.В.Фильков, В.А.Царев. Письма в ЖЭТФ, 7, 352, 1968.