

C332,5

C-89

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



2450/2-73

2/11-73

2 - 7095

В.А.Сулейманов

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ БОРНОВСКАЯ МОДЕЛЬ
И ФОРМФАКТОР π - МЕЗОНА

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2 - 7095

В.А.Сулейманов

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ БОРНОВСКАЯ МОДЕЛЬ
И ФОРМФАКТОР π - МЕЗОНА

Направлено в ЖЭТО

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В настоящей заметке на основе электрической борновской модели /ЭБМ/ /2,3/ с целью получения информации об электромагнитном формфакторе π -мезона $F_{\pi}(k^2)$ анализируется эксперимент /1/ по рождению π^{\pm} -мезонов на водороде.

При очень малых передаваемых нуклону импульсах расчеты по ЭБМ хорошо согласуются с результатами экспериментов по высокоэнергетическому фоторождению π^{\pm} -мезонов /2/ и высокоэнергетическому рождению ρ^0 -мезонов в реакции $\pi^{-} + p \rightarrow \rho^0 + n$. В последней реакции в духе известной $\rho^0 - \gamma$ -аналогии ρ^0 -мезон можно рассматривать как виртуальный изовекторный фотон γ_V^* массы m_{ρ} . Мы предлагаем обобщить ЭБМ на случай электророждения заряженных π -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^2 пространственно подобен / $k^2 \leq 0$ в выбранной метрике $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$ / , а сам фотон γ^* полагается нами изовекторным /о малости вклада изоскалярной компоненты фотона в родственной реакции фоторождения см., например, обзорный доклад Рихтера /2/ /.

Дифференциальное сечение электророждения π -мезона в ОФП дается выражением /1/:

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

где ϵ - параметр поляризации обмениваемого фотона, определяемый как

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

В /1/ $\frac{d\sigma_T}{dt}$ и $\frac{d\sigma_L}{dt}$ - 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 нукло-

лону импульса, а M - масса нуклонов; $a = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ -

константа тонкой структуры. В /1/ и /2/ E_1 и E_2 - энергии налетающего и рассеянного электронов, соответственно, а θ - угол рассеяния e^- в л.с. 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 $\pi\pi\gamma_V^*$ - и $N\bar{N}\gamma_V^*$ - вершинах используются электромагнитный формфактор π -мезона $F_\pi(k^2)$ и электромагнитный дираковский изовекторный формфактор нуклона $F_1^V(k^2)$, соответственно /вклад паулиевского формфактора пренебрежимо мал при очень малых передаваемых нуклонам импульсах/. k_1 и k_2 обозначают 4-импульсы налетающего и рассеянного электронов; $k = k_1 - k_2$ - 4-импульс виртуального изовекторного фотона γ_V^* ; p, p' и q - 4-импульсы протона p , нейтрона n и π^+ -мезона, соответственно. Мандельштамовские переменные s и t определяются обычным образом: $s = (p' + q)^2 = (p + k)^2$ и $t = (p - p')^2 = (k - q)^2$. В с.ц.м. реакции $\gamma^* + p \rightarrow \pi^+ + n$ $s = W^2$.

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

$$\langle \pi^+, n | J_\mu^h | p \rangle = i\sqrt{2} g e F_\pi(k^2) \bar{u}_n(p') \gamma_5 \left[\frac{2q_\mu}{t - \mu^2} + \frac{p_\mu}{W^2 - M^2} \kappa \right]$$

$$+ \frac{p'_\mu}{W^2 - M^2 + t - \mu^2 - k^2} \kappa + \frac{(\gamma k) \gamma_\mu}{2(W^2 - M^2)} \kappa - \frac{\gamma_\mu (\gamma k)}{2(W^2 - M^2 + t - \mu^2 - k^2)} \kappa] u_p(p). \quad /3/$$

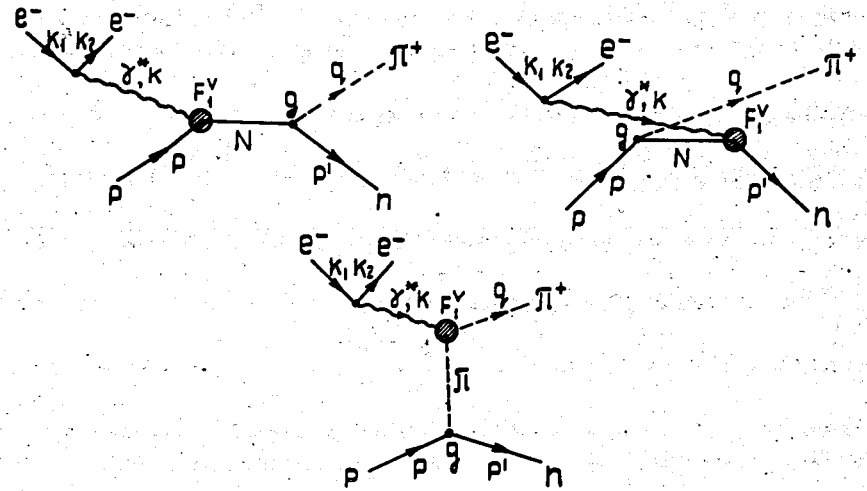


Рис. 1. Борновские диаграммы для реакции $e^- + p \rightarrow e^- + \pi^+ + n$.

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

Матричный элемент адронного тока, определяемый выражением /3/, дает следующие вклады в дифференциальные сечения, входящие в /1/, при условии $W^2 - M^2 \gg \gg |t - k^2 - \mu^2|$:

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

и

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

Как показывает сравнение экспериментов по фоторождению π^\pm -мезонов и рождению ρ^0 -мезонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$ с предсказаниями ЭБМ, мы можем

ожидать справедливости выражений /4/ и /5/ при $|t| \leq 2\mu^2 = 0,04$ ГэВ² и $W^2 - M^2 \geq 3,5$ ГэВ². (Отметим,

что получая различие между предсказанием ЭБМ для

$\frac{d\sigma_T}{dt}$ и экспериментом по фоторождению π^\pm -мезонов при $k^2 = 0$ - при этом $\frac{d\sigma_L}{dt} \equiv 0$ - мы предлагаем

его относить за счет более сложной зависимости от W , чем $(W^2 - M^2)^{-2}$ в /4/, и поднимаем или опускаем значения $\frac{d\sigma_T}{dt}$ и $\frac{d\sigma_L}{dt}$ 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 $\frac{d\sigma_L}{dt}$ от $F_\pi(k^2)$ и слабую зависимость от $F_1^V(k^2)$ из-за наличия малого фактора $(t - \mu^2)$ перед κ . Таким образом, с 2-5%-ной точностью можно положить $\kappa(k^2) = 1$ в комбинации сечений $\frac{d\sigma_T}{dt}$ и $\frac{d\sigma_L}{dt}$, входящей в /1/, которая при этом определяется как:

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

Сравнение /6/ с экспериментальными данными позволяет непосредственно изучать электромагнитный формфактор π^- -мезона $F_\pi(k^2)$. Вышеуказанный эксперимент на DESY проводился при $W = 2,2$ ГэВ и $t =$

$-0,037$ ГэВ² и комбинация $\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ измерялась при среднем значении ϵ , равном 0,75, и при следующих значениях $-k^2 = 0,18; 0,26; 0,34; 0,48; 0,63;$

$0,68$ и $0,83$ ГэВ². Сравняя /6/ с указанным экспериментом для всех k^2 , кроме $k^2 = -0,18$ ГэВ², мы фитировали выражение для $(1 - \frac{k^2}{m^2}) F_\pi(k^2)$ следующим образом:

$(1 - \frac{k^2}{m^2}) F_\pi(k^2) = 1 + c_1 \frac{k^2}{m^2} + c_2 (\frac{k^2}{m^2})^2.$ /7/

Метод наименьших квадратов дает $c_1 = 0,04$ и $c_2 = -0,108$. При этом κ^2 оказывается равным 0,982, что соответствует 90% 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 $k^2 = -0,18$ ГэВ² делает невозможным получение фита с разумным уровнем достоверности, т.к. значение $F_\pi(k^2 = -0,18) = 0,67$ лежит значительно ниже значений F_π в соседних k^2 .

Причинами малости F_π при $k^2 = -0,18$ ГэВ² могут быть: а/ систематические ошибки в эксперименте; б/ наличие дополнительных вкладов в амплитуды реакции $\gamma_V^* + p \rightarrow \pi^+ + n$ при малых k^2 ; в/ аномалии в поведе-

нии формфакторов при малых k^2 , предсказываемые рядом авторов /см., например, работу /5/. Поэтому необходимы эксперименты при всех прочих одинаковых условиях

с близкими к $k^2 = -0,18$ Гэв² 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 π -мезона, определяемый как $r_\pi = \sqrt{6F_\pi(0)}$, который равен 0,65 Ф.

Автор искренне благодарит А.М.Балдина, С.Б.Герасимова, А.Б.Говоркова и Г.В.Мицельмахера за обсуждения рассмотренной выше задачи.

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, т. 7, вып.9, стр. 352, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1973 года.

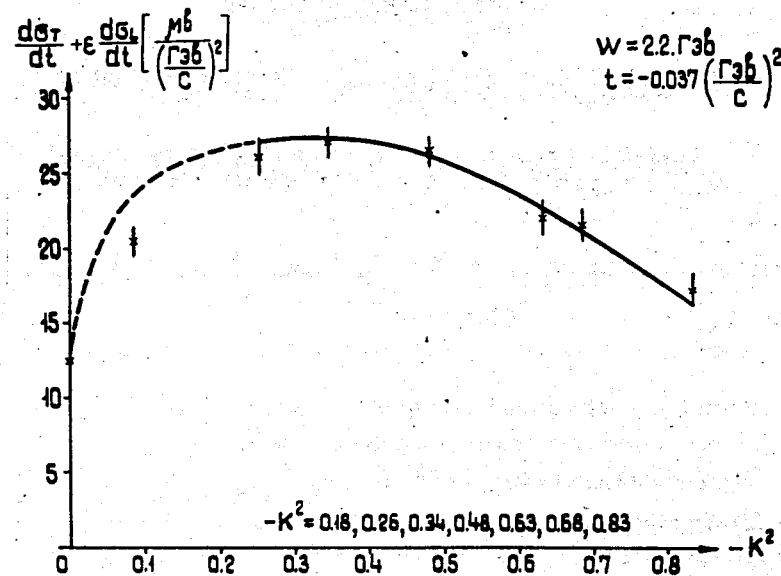


Рис. 2. Сплошная линия соответствует значениям $\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$, получаемым из выражения /6/, взятого из /7/ с $c_1 = 0,04$ и $c_2 = -0,108$ для k^2 в интервале $0,26 \leq -k^2 \leq 0,83$ Гэв². Пунктирная линия соответствует продолжению /7/ с теми же c_1 и c_2 до $k^2 = 0$.