

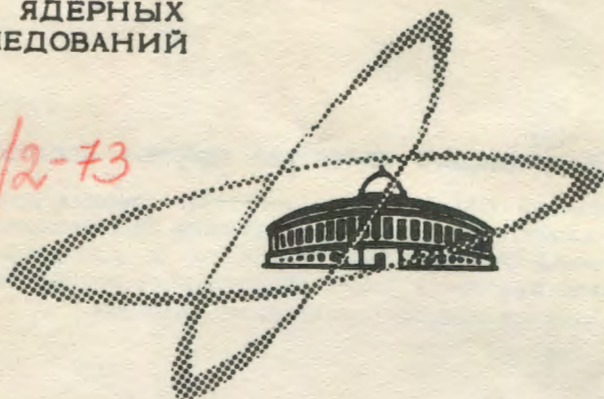
С 346.48  
С-506

5/ш-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

893/2-73



P2 - 6871

Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко

О ПРОЦЕССЕ  $\pi^- p \rightarrow n \ell^+ \ell^-$  ВБЛИЗИ

$\Delta$  (1236) - РЕЗОНАНСА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P2 - 6871

Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко\*

О ПРОЦЕССЕ  $\pi^- p \rightarrow n \ell^+ \ell^-$  ВБЛИЗИ  
 $\Delta$  (1236) - РЕЗОНАНСА

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

\* Белорусский государственный университет

## Введение

В настоящей работе рассматриваются процессы обратного электророждения пионов /ОЭП/  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  и  $\pi^- p \rightarrow n \mu^+ \mu^-$  в окрестности  $\Delta(1236)$  -резонанса. Процесс  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  интенсивно исследуется на опыте /1,2,3/ с целью получения информации об электромагнитной структуре нуклонов и пиона в области небольших времениподобных передаваемых импульсов. Теоретическое рассмотрение ОЭП проводится с помощью тех же методов, что и прямое электророждение пионов /ЭП/. При этом, поскольку  $T$ -инвариантность позволяет связать между собой матричные элементы этих процессов, то ряд формул для них имеет один и тот же вид.

Как известно, для описания ЭП наряду с дисперсионными методами /см. обзор /4/ / используется простая изобарная модель /5,6/. Применительно к ОЭП дисперсионный подход развивается в работах /7/. В рамках изобарной модели проведены лишь оценочные расчеты ОЭП /8,9,10/. Целью данной работы является детальное рассмотрение процесса ОЭП в изобарной модели с учетом условий реального эксперимента /2,3/.

Матричный элемент процесса  $\pi^- p \rightarrow n \ell^+ \ell^-$  записываем в виде суммы вклада борновских членов и вклада изобары /диаграмм с виртуальной  $\Delta(1236)$  -изобарой/ в  $s$ - и  $u$ -каналах. При вычислениях сечений обнаружилось, что вклад  $u$ -канала пренебрежимо мал.

Вклад изобары в  $s$ -канале был разложен по мультиполям. Анализ зависимости этих мультиполей от полной начальной энергии в с.ц.м.  $W$  и квадрата переданного лептонам импульса  $k^2$  показал, что в окрестности резонанса доминирует магнитный диполь  $M_{1+}$ . Поэтому мультиполями  $E_{1+}$  и  $L_{1+}$  в дальнейших вычислениях мы пренебрегали.

Подробные численные расчеты были сделаны на ЭВМ методом Монте-Карло при  $W = 1296$  Мэв. Оказалось, что вклад изобары в сечения обоих процессов  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  и  $\pi^- p \rightarrow n \mu^+ \mu^-$  не превосходит 17% и ОЭП удовлетворительно описывается одними лишь борновскими диаграммами.

В расчетах мы учитывали неполюсные слагаемые в пропагаторе изобары /11, 12/ и установили, что их вклад в наблюдаемые величины незначителен /< 5%/.

Как показали вычисления, интегральное сечение процесса  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  при условиях эксперимента /3/ обладает сильной зависимостью от изовекторного формфактора /ф.ф./ нуклона  $F_1^v$  и электрического ф.ф. пиона  $F_\pi$  и практически нечувствительно к изоскалярным ф.ф. нуклона.

Чтобы сравнить предсказания изобарной модели с экспериментальными данными, для процесса  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  были рассчитаны некоторые характеристики, измеряемые на опыте. При этом обнаружилось согласие в пределах ошибок эксперимента /2/.

## II. Матричный элемент и дифференциальное сечение процесса

В однофотонном приближении процесс ОЭП

$$\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^- \quad /1/$$

/e - электрон, либо мюон/ описывается диаграммой рис. 1. Матричный элемент процесса и дифференциальное сечение запишем в виде

$$\langle f | S | i \rangle = \frac{-i}{(2\pi)^{7/2}} \delta(p_2 + p_3 + p_4 - p_1 - q) \left( \frac{m^2 M^2}{2 q_0 p_{10} p_{20} p_{30} p_{40}} \right)^{1/2} T_{fi}, \quad /2/$$

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^5} \delta(p_2 + p_3 + p_4 - p_1 - q) \frac{m^2 M^2}{2} \frac{|T_{fi}|^2}{[(p_1 q)^2 - \mu^2 M^2]^{1/2}} \frac{d^3 p_2}{p_{20}} \frac{d^3 p_3}{p_{30}} \frac{d^3 p_4}{p_{40}},$$

где  $q$ ,  $p_1$  и  $p_2$  - 4-импульсы пиона, протона и нейтрона;  $p_3$  и  $p_4$  - 4-импульсы электрона и позитрона /либо мюонов/;  $m$ ,  $\mu$  и  $M$  - массы лептона, пиона и нуклона;

$$T_{fi} = \bar{u}(p_2) T u(p_1) = \bar{u}(p_2) J_\mu u(p_1) \epsilon_\mu, \quad \epsilon_\mu = \frac{e}{k^2} \bar{u}(p_3) \gamma_\mu u(p_4),$$

причем  $k = p_3 + p_4$ .

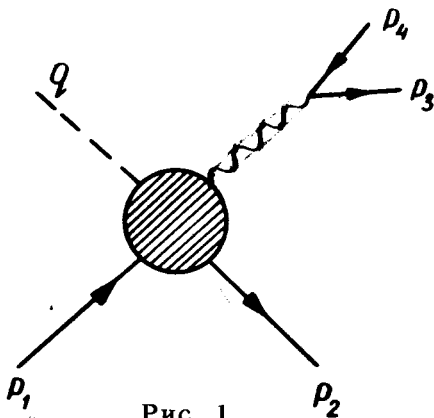


Рис. 1

Матрица перехода  $T$  может быть представлена в виде суммы /6/

$T = \sum_{i=1}^6 A_i M_i$ , где  $A_i$  - амплитуды, зависящие от кинематических инвариантов  $s=(q+p_1)^2$ ,  $t=(p_1-p_2)^2$ ,  $u=(p_1-k)^2$ . Величины  $M_i$  удобно выбрать так:

$$M_1 = \frac{1}{2} \gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu \gamma_\nu, \quad M_2 = \gamma_5 F_{\mu\nu} (p_1+p_2)_\mu \left(\frac{1}{2}k-q\right)_\nu, \quad M_3 = \gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu q_\nu,$$

$$M_4 = \gamma_5 F_{\mu\nu} \gamma_\mu (p_1+p_2)_\nu - 2MM_1, \quad M_5 = -\frac{1}{2} F_{\mu\nu} k_\mu q_\nu, \quad /4/$$

$$M_6 = \gamma_5 F_{\mu\nu} k_\mu \gamma_\nu,$$

$$F_{\mu\nu} = k_\mu \epsilon_\nu - k_\nu \epsilon_\mu.$$

Легко видеть, что \*  $M_i = -M_i^e$  ( $i=1,3,4,6$ ) и  $M_i = M_i^e$  ( $i=2,5$ ), что соответствует закону преобразования этих величин при обращении времени.

Выполняя в /3/ суммирование и усреднение по спинам, находим

$$|T_{fi}|^2 = T_{\mu\nu} S_{\mu\nu},$$

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{8M^2} \text{Sp}(\hat{p}_2 + M) J_\mu (\hat{p}_1 + M) \gamma_4 J_\nu^+ \gamma_4,$$

\* Здесь и ниже индексом "e" помечены соответствующие величины для ЭП /6/.

$$S_{\mu\nu} = \frac{e^2}{m^2 k^4} (p_{3\mu} p_{4\nu} + p_{4\mu} p_{3\nu} - \frac{k^2}{2} g_{\mu\nu}).$$

Используя для  $T_{\mu\nu}$  общее выражение

$$T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} F_0 + p_{2\mu} p_{2\nu} F_1 + p_{1\mu} p_{1\nu} F_2 + \frac{1}{2} (p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{1\nu} p_{2\mu}) F_3,$$

нетрудно получить, что

$$|T_{fi}|^2 = \frac{e^2}{m^2 k^4} (T_0 F_0 + T_1 F_1 + T_2 F_2 + T_3 F_3), \quad /5/$$

где

$$T_0 = -(2m^2 + k^2),$$

$$T_1 = 2(p_2 p_3)(p_2 p_4) - \frac{1}{2} k^2 M^2,$$

$$T_2 = 2(p_1 p_3)(p_1 p_4) - \frac{1}{2} k^2 M^2, \quad /6/$$

$$T_3 = (p_1 p_3)(p_2 p_4) + (p_1 p_4)(p_2 p_3) - \frac{1}{2} k^2 (p_1 p_2).$$

Величины  $F_i$  с помощью очевидного соотношения

$$\frac{1}{8M^2} \text{Sp}(\hat{p}_2 + M) T(\hat{p}_1 + M) \gamma_4 T^\dagger \gamma_4 = T_{\mu\nu} \epsilon_\mu \epsilon_\nu^\dagger$$

могут быть связаны с амплитудами  $A_i$ . После простых, но громоздких вычислений находим выражения для  $F_i$ , которые по виду отличаются от соответствующих величин для ЭП<sup>6/</sup> лишь заменой в последних  $p_1 \leftrightarrow p_2$  и  $\lambda^2 \rightarrow -k^2$ , т.е.

$$F_n = F_n^e (p_1 \leftrightarrow p_2, \lambda^2 \rightarrow -k^2), \quad n = 0, 1, 2, 3. \quad /7/$$

Получим теперь конкретные выражения для амплитуд  $A_i$ , воспользовавшись простой изобарной моделью, в которой процесс /1/ описывается тремя борновскими диаграммами рис. 2а и двумя диаграммами рис. 2б, в с  $\Delta(1236)$ -изобарой в промежуточном состоянии.

Вычисления удобно проводить с использованием обычного изотопического формализма. В изотопическом пространстве каждая из амплитуд  $A_i$  представляет собой матричный элемент оператора

$$\hat{A}_i = A_i^{(+)} \delta_{3\alpha} + \frac{1}{2} A_i^{(-)} \{ \tau_3, \tau_\alpha \} + A_i^{(0)} \tau_\alpha,$$

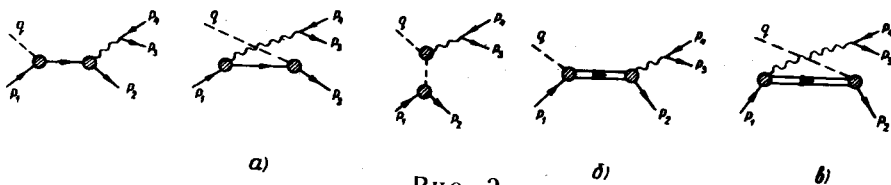


Рис. 2

равный для процесса /1/

$$A_i = \sqrt{2} (A_i^{(0)} - A_i^{(-)}), \quad /8/$$

где амплитуды  $A_i^{(0)}$  и  $A_i^{(\pm)}$  отвечают соответственно излучению изоскалярного и изовекторного фотонов.

Найдем сначала вклад в амплитуды  $A_i^{(0,\pm)}$  борновских диаграмм. Вычисления показывают, что при сделанном нами выборе /4/ величин  $M_i$

$$(A_i^{(0,\pm)})_{\text{борн.}} = (A_i^{(0,\pm)})_{\text{борн.}}(p_1, p_2, \lambda^2, -k^2). \quad /9/$$

Учтем теперь вклад изобары. Для пропагатора изобары с 4-импульсом  $p$  используем выражение /11,12/

$$\Lambda_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{p^2 - M_\Lambda^2 + iM\Gamma} \{ (\hat{p} + M_\Lambda) [ g_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \gamma_\alpha \gamma_\beta - \frac{1}{3M_\Lambda} (\gamma_\alpha p_\beta - \gamma_\beta p_\alpha) - \frac{2p_\alpha p_\beta}{3M_\Lambda^2} ] + \frac{2(p^2 - M_\Lambda^2)}{3M_\Lambda^2} [ \gamma_\alpha p_\beta - \gamma_\beta p_\alpha + (\hat{p} + M_\Lambda) \gamma_\alpha \gamma_\beta ] \}, \quad /10/$$

которое состоит из резонансного члена и нерезонансной добавки.

Рассмотрим сначала  $s$ -канал /диаграмма рис. 2б/. Используя для  $N\Delta\pi$ - и  $N\Lambda\gamma$  вершин стандартные выражения /4,6,11/, после довольно громоздких вычислений находим амплитуды  $A_{i,n}^s$  ( $n=3,4,5$ ;  $i=1-6$ ), которые приведены в приложении. Отметим, что слагаемые в  $A_{i,n}^s$ , пропорциональные  $s - M_\Lambda^2$ , происходят от нерезонансной части в пропагаторе изобары /10/. Выражения для резонансных частей амплитуд должны совпадать\* по виду с соответствующими формулами для ЭП /после замены  $p_1 \rightarrow p_2, \lambda^2 \rightarrow -k^2$ /.

\* Мы не обнаружили полного совпадения, т.к. в работе /6/ имеется несколько опечаток.

Вклад  $u$ -канала /диаграмма рис. 2в/ вычисляется аналогичным образом. Результат можно представить в виде

$$A_{i,n}^u = A_{i,n}^s (s \rightarrow u), \quad i=1,2,4; \quad n=3,4,5, \quad /11/$$

$$A_{i,n}^u = -A_{i,n}^s (s \rightarrow u), \quad i=3,5,6; \quad n=3,4,5,$$

т.е. амплитуды  $u$ -канала получаются из амплитуд  $s$ -канала заменой в последних  $s \rightarrow u$  и изменением общего знака в случае  $i=3,5,6$ .

Так как изотопический спин изобары равен  $I=\frac{3}{2}$ , то резонансные амплитуды

$$A_i^\Delta = \sum_{n=1}^3 (A_{i,n}^s + A_{i,n}^u) \quad /12/$$

описывают взаимодействие в состоянии с  $I=\frac{3}{2}$  и следующим образом связаны с амплитудами  $A_i^{(0, \pm)}$

$$A_i^{(+)} = \frac{2}{3} A_i^\Delta, \quad A_i^{(-)} = -\frac{1}{3} A_i^\Delta, \quad A_i^{(0)} = 0. \quad /13/$$

Перепишем теперь результаты для  $s$ -канала в терминах мультиполей. Учесть аналитически вклад в мультиполя  $u$ -канала крайне трудно из-за громоздких выкладок. Однако в этом нет необходимости, поскольку, как показывают вычисления, при рассматриваемой энергии  $W = 1296$  Мэв/ практически весь вклад от изобары в сечение дает  $s$ -канал.

В с.ц.м. начальных частиц, где  $q = (q_0, \vec{Q})$ ,  $p_1 = (E_1, -\vec{Q})$ ,

$$k = (k_0, \vec{P}), \quad p_2 = (E_2, -\vec{P}), \quad /14/$$

матричный элемент перехода  $T_{fi} = \bar{u}(p_2) T u(p_1)$  можно представить в виде  $T_{fi} = \phi_2^+ \mathcal{F} \phi_1$ , где

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = & \mathcal{F}_1 (\vec{\sigma} \vec{a}) + i \mathcal{F}_2 (\vec{\sigma} [\vec{p} \vec{a}]) (\vec{\sigma} \vec{q}) + \mathcal{F}_3 (\vec{\sigma} \vec{p}) (\vec{q} \vec{a}) + \\ & + \mathcal{F}_4 (\vec{\sigma} \vec{q}) (\vec{q} \vec{a}) + \mathcal{F}_5 (\vec{\sigma} \vec{p}) (\vec{p} \vec{a}) + \mathcal{F}_6 (\vec{\sigma} \vec{q}) (\vec{p} \vec{a}), \end{aligned} \quad /15/$$



а  $\phi_1$  и  $\phi_2$  - паулиевские спиноры нуклонов. В формуле /15/

$$a_\mu = \epsilon_\mu - \frac{\epsilon_0}{k_0} k_\mu, \quad \vec{q} = \vec{Q}/Q, \quad \vec{p} = \vec{P}/P, \quad \mathcal{F}_i - \text{амплитуды обратного вир-$$

туального фоторождения в с.с.м. Выразив  $\mathcal{F}_i$  через инвариантные амплитуды  $A_i$ , приходим к формулам для  $\mathcal{F}_i$ , совпадающим по виду с выражениями для обычных амплитуд виртуального фоторождения<sup>/13/</sup>, если в последних заменить  $p_1 \rightarrow p_2$ ,  $E_1 \rightarrow E_2$ ,  $\lambda^2 \rightarrow -k^2$ , а также изменить знаки перед  $A_2$  и  $A_5$ . Используя обычную связь мультиполей с амплитудами  $\mathcal{F}_i$ , которая имеет место и в нашем случае, находим выражения для резонансных мультиполей в  $s$ -канале

$$M_{1+} = -N [\mu C_3 (W + E_2 + 2M) + C_4 (W k_0 - k^2) + C_5 W k_0], \quad /16/$$

$$E_{1+} = N [\mu C_3 k_0 + C_4 (W k_0 - k^2) + C_5 W k_0],$$

$$L_{1+} = N k_0 (\mu C_3 + C_4 E_2 + C_5 W),$$

где

$$N = \frac{W P Q}{6M} \left( \frac{E_1 + M}{E_2 + M} \right)^{1/2} \frac{e \lambda_1}{\mu^3 (s - M_\Delta^2 + iM\Gamma)}.$$

Отметим, что если в /16/ сделать замену  $E_1 \leftrightarrow E_2$ ,  $k^2 \rightarrow -\lambda^2$ , то придем к мультиполям для ЭП<sup>/4,6/</sup>.

При получении /16/ мы положили в выражении /10/ всюду, кроме резонансного множителя,  $M_\Delta = \sqrt{s}$ , что позволило значительно упростить вычисления и не привело при рассматриваемой энергии к каким-либо существенным погрешностям<sup>/4/</sup> в учете резонансного вклада /первое слагаемое пропагатора /10//. Нерезонансные же члены в /10/ при замене  $M_\Delta^2$  на  $p^2$  обращаются в нуль, поэтому для оценки их влияния на наблюдаемые величины нами был выполнен специальный расчет /при  $M_\Delta^2 \neq p^2$ /. Оказалось, что вклад нерезонансных слагаемых  $s$ - и  $u$ -каналов в интегральные и дифференциальные сечения обоих процессов  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^- (\mu^+ \mu^-)$  при  $W = 1296$  Мэв не превосходит 5%, так что им можно пренебречь. В этом приближении и приводятся ниже результаты всех численных расчетов.

Далее исследовалась зависимость мультиполей /16/ от  $W$  при  $k^2 = 0,053$  /Гэв/с<sup>2</sup> и от  $k^2$  при  $W = 1236$  Мэв и  $W = 1296$  Мэв.

При этом ф.ф.  $C_i(k^2)$  заменялись постоянными, известными из фоторождения  $'4,6'$ :

$$C_3(0) = 0,37; \quad C_4(0) = C_5(0) = -0,0043. \quad /17/$$

Ширина изобары полагалась равной  $\Gamma = 112$  Мэв. В таком случае из соотношения  $'4,6'$ :

$$\left(\frac{\lambda_1}{\mu}\right)^2 = \frac{12\pi M \Gamma}{Q^3 (E_1 + M)}, \quad /18/$$

имеющего место при резонансной энергии, следует, что  $\lambda_1 = 1,9$ . Результаты вычислений представлены на рис. 3.

Как видно из рис. 3, в окрестности резонанса во всей допустимой области изменения  $k^2$  мультиполи  $E_{1+}$  и  $L_{1+}$  много меньше, чем  $M_{1+}$ . Поэтому в дальнейших численных расчетах ограничиваемся в  $s$ -канале лишь магнитным диполем  $M_{1+}$ . Полагая в /16/  $E_{1+} = L_{1+} = 0$ , находим, что в этом случае

$$C_4(k^2) = 0; \quad C_5(k^2) = -\frac{\mu}{W} C_3(k^2), \quad /19/$$

так что резонансные амплитуды  $s$ -канала

$$A_i^s = A_{i,3}^s + A_{i,4}^s + A_{i,5}^s \quad /20/$$

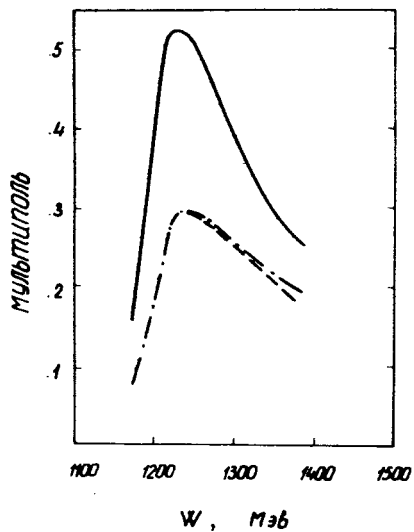
характеризуются всего одним ф.ф.  $C_3(k^2)$ .

Полные амплитуды  $A_i$ , через которые выражается дифференциальное сечение /3/ процесса ОЭП, в нашем случае имеют вид

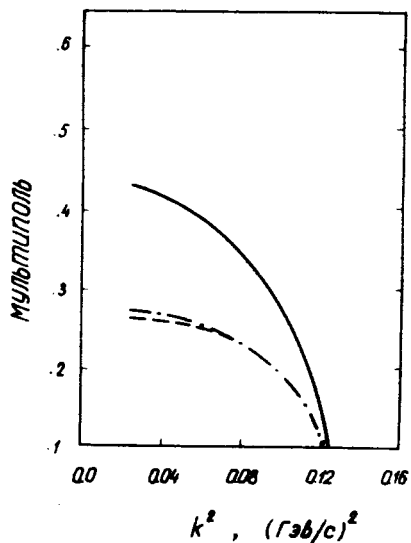
$$A_i = \sqrt{2} [ (A_i^{(0)})_{\text{борн.}} - (A_i^{(-)})_{\text{борн.}} + \frac{1}{3} A_i^{\Lambda} ]. \quad /21/$$

### III. Результаты вычислений

Из дифференциального сечения /3/ нетрудно получить сечение



а/



б/

Рис. 3. Резонансные мультиполи в зависимости  $3a/$  от  $W$  при  $k^2 = 0,053 / \text{ГэВ}/\text{с}^2$ ,  $36/$  от  $k^2$  при  $W = 1296 \text{ МэВ}$ .  
 —  $|M_{1+}|$ , - - -  $10|E_{1+}|$ , - · -  $10|L_{1+}|$ .

$$\frac{d^3 \sigma}{d \sqrt{k^2} d \Omega d \omega} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{m^2 M^2 P}{4 s Q} \sqrt{k^2 - 4 m^2} |T_{fi}|^2, \quad /22/$$

где  $\Omega$  - телесный угол фотона в с.ц.м. начальных частиц,  $\omega$  - телесный угол лептона в с.ц.м. лептонной пары. Дальнейшее интегрирование в /22/ проводилось на ЭВМ методом Монте-Карло. Начальная энергия бралась равной средней энергии в эксперименте  $W = 1296$  Мэв/.\*

Для оценки уровня, на котором идет процесс ОЭП, вначале были рассчитаны интегральные сечения. При значениях ф.ф. в точке  $k^2 = 0$  эти сечения оказались равными:

$$\begin{aligned} \text{а/ для реакции } \pi^- p \rightarrow n e^+ e^- \quad \sigma_T^e &= 720 \text{ нбн} / \sqrt{k^2 > 135} \text{ Мэв/с}; \\ \text{б/ для реакции } \pi^- p \rightarrow n \mu^+ \mu^- \quad \sigma_T^\mu &= 185 \text{ нбн.} \end{aligned}$$

Чтобы оценить вклад диаграммы рис. 2в, мы вычислили также сечения без учета этой диаграммы и нашли, что  $\sigma_T^e = 710$  нбн, а  $\sigma_T^\mu = 180$  нбн. Примерно такой же относительный вклад  $\leq 3\%$  вносит  $u$ -канал и в дифференциальные сечения, поэтому им можно пренебречь.

При тех же условиях одни лишь борновские диаграммы дают для рассматриваемых процессов сечения  $\sigma_B^e = 586$  нбн и  $\sigma_B^\mu = 155$  нбн и, таким образом, вносят основной вклад в ОЭП / в противоположность процессу ЭП, где доминирует изобара/.

На рис. 4 приведены распределения по инвариантной массе  $\sqrt{k^2}$  лептонной пары и косинусу угла виртуального фотона  $\cos \theta^Y$  в с.ц.м. для процесса ОЭП с  $e^+ e^-$ -парой /рис. 4а/ и  $\mu^+ \mu^-$ -парой /рис. 4б/. Ф.ф. нуклона, пиона и изобары снова брались при  $k^2 = 0$ , а для реакции  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  опять учитывалась лишь область с  $\sqrt{k^2} > 135$  Мэв/с, свободная от фонового процесса  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ .

Из рис. 4 видно, что и в дифференциальных сечениях ОЭП доминируют борновские члены. При этом относительный вклад изобары уменьшается с увеличением  $k^2$  и с уменьшением  $\theta^Y$ , т.е. как раз в области, благоприятной для получения информации о ф.ф. нуклона и пиона. Однако в рассматриваемой модели вклад изобары

\* Мы проделали также вычисления при резонансной энергии  $W = 1236$  Мэв и получили результаты, совпадающие с результатом работы /9/.

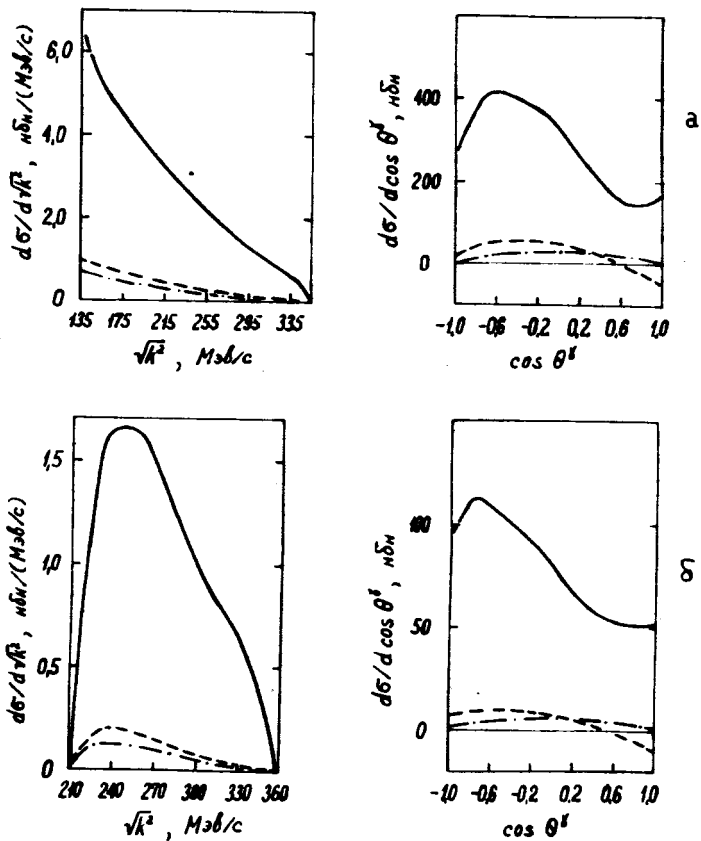


Рис. 4. Дифференциальные сечения процессов  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  /4а/ и  $\pi^- p \rightarrow n \mu^+ \mu^-$  /4б/ при  $W = 1296$  МэВ,  $\sqrt{k^2} > 135$  МэВ/с,  $F_1 = F_1^v = F_1^s = 1, 0$ ;  $F_2^v = 3, 7$ ;  $F_2^s = -0, 12$ ;  $C_3 = 0, 37$ ; — борновские члены, -.-.-.- резонансные члены, - - - - их интерференция.

оказывается все же не столь малым, как при вычислениях с помощью дисперсионной техники<sup>/2/</sup>. Это объясняется тем обстоятельством, что интерференция изобары с борновскими членами в нашем случае положительна, в то время как в работе<sup>/2/</sup> она отрицательна.

Далее, ограничившись борновскими членами, мы исследовали при условиях работы<sup>/3/</sup> чувствительность интегрального сечения  $\Lambda\sigma$  процесса  $\pi^-p \rightarrow ne^+e^-$  к электромагнитным ф.ф. нуклонов и пиона. Всякий раз вычислялось сечение как функция одного из ф.ф.; другой ф.ф. выбирался в качестве параметра, остальные - фиксировались своими значениями при  $k^2=0$ . Проведенный анализ показал, что измеряемое на опыте<sup>/3/</sup> сечение практически нечувствительно к изоскалярным ф.ф.  $F_1^S$  и  $F_2^S$ , заметно изменяется с изменением изовекторного ф.ф.  $F_1^V$  и обладает сильной зависимостью от другого изовекторного ф.ф. нуклона  $F_1^V$  и ф.ф. пиона  $F_\pi$ . Рис. 5 иллюстрирует последнее утверждение.

В эксперименте<sup>/2/</sup> для сечения процесса  $\pi^-p \rightarrow ne^+e^-$  получено значение  $\Lambda\sigma = 0,52 \pm 0,16$  нбн. Наши расчеты дают в этих условиях величину  $\Lambda\sigma = 0,49$  нбн при ф.ф., взятых в точке  $k^2=0$ . и  $\Lambda\sigma = 0,80$  нбн при использовании масштабного закона и дипольной формулы для ф.ф. нуклонов

$$\frac{G_M^p}{\mu_p} = \frac{G_M^n}{\mu_n} = G_E^p = G_E^n. \quad G(k^2) = [1 - k^2(0.71 \text{ ГэВ/с})^2]^{-2}. \quad /23/$$

а также в предположении, что

$$F_\pi = F_1^V: \quad C_3(k^2) = C_3(0) G_M^V(k^2)/G_M^V(0). \quad /24/$$

Для сравнения с экспериментальными данными по дифференциальным сечениям процесса  $\pi^-p \rightarrow ne^+e^-$  были вычислены при условиях работы<sup>/2/</sup> распределения по  $k^2$ ,  $\cos\theta_Y$ ,  $\cos\theta$  и  $\cos\phi$  /  $\theta$  - полярный угол лептона в с.ц.м.  $e^+e^-$  пары,  $\phi$  - угол между плоскостями реакции  $\pi^-p \rightarrow n\gamma^*$  и распада  $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ . На рис. 6 пунктирные линии изображают распределения, рассчитанные с ф.ф. в точке  $k^2=0$ , а сплошные линии отвечают ситуации, когда используются соотношения /23/, /24/.

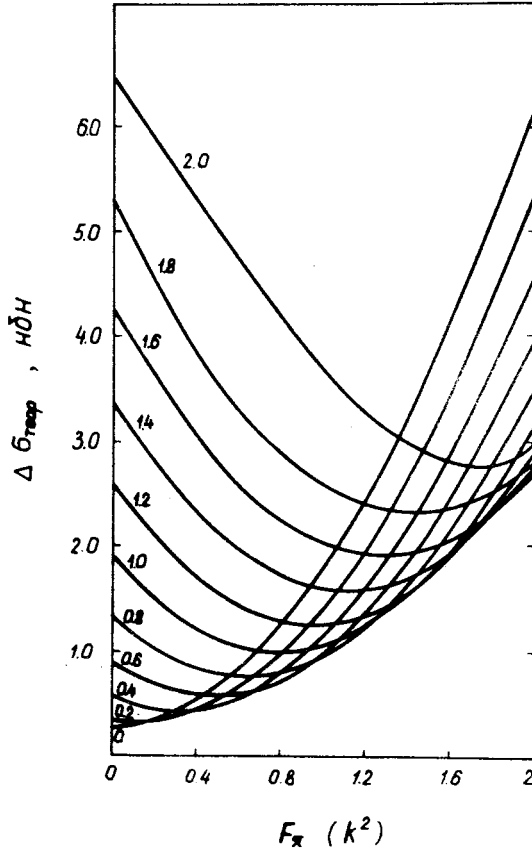


Рис. 5. Интегральное сечение процесса  $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$  при условиях работы [3] в зависимости от ф.ф. пиона  $F_\pi(k^2)$  при различных значениях ф.ф.  $F_1^\nu(k^2)$  как параметра.  $F_1^{S\pi} = 1,0$ ;  $F_2^S = -0,12$ ;  $F_2^\nu = 3,7$ .

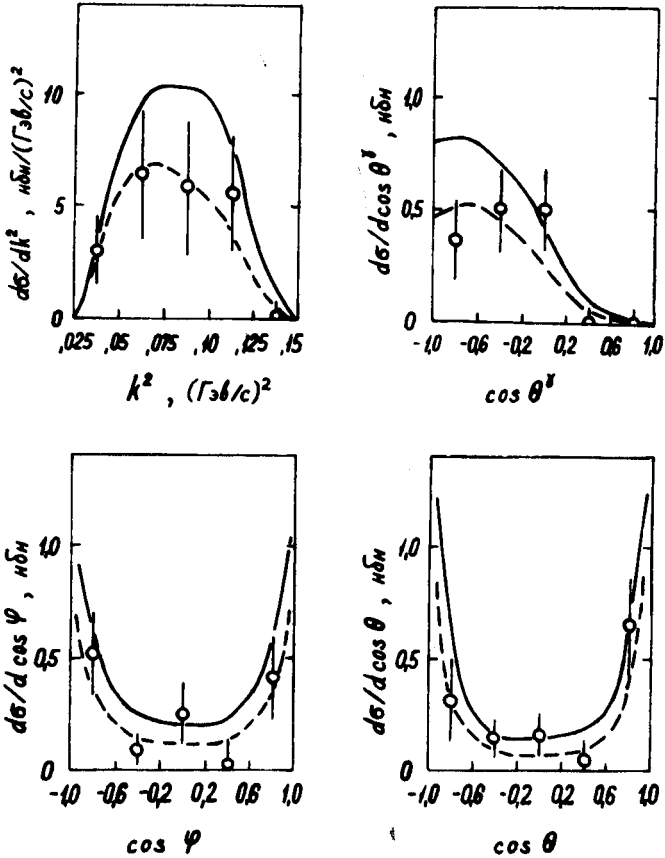


Рис. 6. Сравнение теоретических распределений с экспериментальными данными работы /2/. Пунктирные кривые получены при значениях ф.ф. в точке  $k^2 = 0$ , сплошные кривые - с ф.ф. /23/, /24/.



Как видно из рис. 6, обе кривые на каждом из графиков противоречат данным работы /2/. Таким образом, в рамках прос изобарной модели получены результаты, которые в целом соглаются с результатами дисперсионного подхода и не противоречат имеющимся экспериментальным данным. Это позволяет сделать вывод, что изобарная модель может быть использована для интерпретации экспериментов по изучению ОЭП в окрестности первого резонанса, для получения информации о ф.ф.  $F_1^v$  и  $F_\pi$ .

Выражаем глубокую благодарность Л.Л.Неменову за внимание и С.М.Биленькому за неоднократные полезные обсуждения.

### Приложение

Вклад изобары в  $s$ -канале характеризуется следующими амплитудами /в обозначениях работы /6/ /.

Для первой связи в  $N\Delta\gamma$ -вершине

$$A_{1,3}^s = a_3 \left\{ (qk) - \frac{1}{6M_\Delta^2} [(s-M^2)(s-M_\Delta^2 + MM_\Delta + M^2 + r^2) + 2r^2(M_\Delta^2 + MM_\Delta + M^2) + k^2(s + M_\Delta^2 + MM_\Delta + r^2 - M^2)] + \beta (M^2 + 2r^2 + k^2 - s) \right\},$$

$$A_{2,3}^s = a_3 \left\{ \frac{1}{3M_\Delta^2} \frac{k^2(2M_\Delta^2 - s + M^2 - MM_\Delta - r^2)}{t - r^2} - 1 + \beta \frac{2k^2}{t - r^2} \right\},$$

$$A_{4,3}^s = a_3 \left\{ \frac{1}{6M_\Delta^2} [(M^2 - r^2 - s)(M - M_\Delta) - r^2 M_\Delta - 4M_\Delta^2(M + M_\Delta)] + 4\beta(M + M_\Delta) \right\},$$

$$A_{3,3}^s = A_{4,3}^s + a_3(M + M_\Delta),$$

$$A_{5,3}^s = a_3 \left\{ \frac{(2M_\Delta^2 - s + M^2 - MM_\Delta - r^2)[k^2 - 2(s - M^2)]}{6M_\Delta^2(t - r^2)} - \frac{1}{2} + \beta \frac{k^2 - 2(s - M^2)}{t - r^2} \right\},$$

$$A_{6,3}^s = \frac{a_3}{6M_\Delta^2} [(s - M^2 + r^2)(M + M_\Delta) + r^2 M_\Delta],$$

где  $a_3 = e_{\Lambda_1} C_3(k^2) / [r^2(s - M^2 + iM\Gamma)]$ ,  $\beta = (s - M_\Delta^2) / 3M_\Delta^2$ .

Для второй связи в  $N\Delta\gamma$ -вершине

$$A_{1,4}^S = a_4 \left\{ -M(q, k) + \frac{1}{12M_0^2} \left[ M_0(S-M^2)(2M_0^2-S-M^2) - \rho^2 M_0(S-2MM_0+M^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + k^2(4M(S+MM_0+\rho^2-M^2) - M_0(2M_0^2-S+M^2-2MM_0-\rho^2)) \right] + \beta \left[ (M^2-k^2)M_0 - (k^2+\rho^2)M \right] \right\},$$

$$A_{2,4}^S = a_4 \left\{ \frac{M-M_0}{2} + \frac{k^2}{8M_0^2(t-\rho^2)} \left[ (M^2-\rho^2)(3M_0-2M) + S(2M-M_0) + (M_0-M)M_0^2 + 2M^2M_0 \right] + \beta \frac{2k^2(M_0-M)}{t-\rho^2} \right\},$$

$$A_{4,4}^S = -a_4 \left\{ \frac{(q, k)}{2} + \frac{1}{12M_0^2} \left[ (M+M_0)(S-M^2+\rho^2)M_0 - 2\rho^2 M_0^2 - 2k^2(S-M^2+\rho^2) + (M+M_0)M_0 \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \beta (S-M^2-\rho^2-2k^2) \right\},$$

$$A_{3,4}^S = A_{4,4}^S + \frac{1}{2} a_4 (S-M^2-k^2),$$

$$A_{5,4}^S = a_4 \left\{ \frac{1}{4} (M_0-M) - \frac{1}{12M_0^2(t-\rho^2)} \left[ 2(S-M^2-k^2) \left[ (M^2-\rho^2)(3M_0-2M) + S(2M-M_0) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + (M_0-M)M_0^2 + 2M^2M_0 \right] + \beta \frac{M_0-M}{t-\rho^2} [k^2-2(S-M^2)] \right] \right\},$$

$$A_{6,4}^S = -a_4 \left\{ \frac{(q, k)}{2} + \frac{1}{12M_0^2} \left[ (S-M^2)(2(M^2-\rho^2-S) - (M+M_0)M_0) + (M-M_0)\rho^2 M_0 \right] + \frac{1}{2} \beta (S-M^2+\rho^2) \right\},$$

$$\text{где } a_4 = e \lambda_1 C_4(k^2) / [\rho^3(S-M_0^2+iM\Gamma)].$$

Для третьей связи

$$A_{1,5}^S = a_5 \left\{ -M(q, k) + \frac{1}{12M_0^2} \left[ (S-M^2)(2M_0^2-S-M^2-\rho^2) + 2\rho^2 M(M_0-M) + k^2(2(M+M_0)M_0 + \right. \right. \\ \left. \left. + M^2-\rho^2-S) \right] - \beta \left[ (S-M^2+k^2)M_0 + (k^2+\rho^2)M \right] \right\},$$

$$A_{2,5}^S = a_5 \left\{ \frac{1}{2} (M-M_0) + \frac{k^2}{8M_0^2(t-\rho^2)} (5M_0^2-S-MM_0-\rho^2+M^2) - \beta \frac{2k^2(M_0+M)}{t-\rho^2} \right\},$$

$$A_{4,5}^S = -a_5 \left\{ \frac{1}{2} (q, k) + \frac{1}{12M_0^2} \left[ (S-M^2)(M_0+M) - \rho^2(M_0-M) \right] - \frac{1}{2} \beta (S-M^2-\rho^2) \right\},$$

$$A_{3,5}^S = A_{4,5}^S + \frac{1}{2} a_5 (S-M^2+k^2),$$

$$A_{5,5}^S = -a_5 \left\{ \frac{3}{4} (M_0-M) + \frac{1}{12M_0^2(t-\rho^2)} \left[ 2(S-M^2-k^2) (5M_0^2-S-MM_0 - \right. \right. \\ \left. \left. - \rho^2+M^2) - \beta \frac{M_0+M}{t-\rho^2} [2(S-M^2-k^2)] \right] \right\},$$

$$A_{6,5}^S = -A_{4,5}^S,$$

$$\text{где } a_5 = e \lambda_1 C_5(k^2) / [\rho^3(S-M_0^2+iM\Gamma)].$$

## Литература

1. Ю.К.Акимов и др. ЯФ, 13, 748, 1971.
2. С.Ф.Бережнев и др. ЯФ, 16, 185, 1972.
3. С.Ф.Бережнев и др. ОИЯИ, P1-6624, Дубна, 1972.
4. G. von Gehlen. Springer Tracts in Modern Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1971, 59, p. 164.
5. Ph.Salin. Nuovo Cim., 28, 1294 (1963); 32, 521 (1964).
6. J.-P.Loubaton. Nuovo Cim., 39, 591 (1965).
7. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, P2-4561, P2-4524, Дубна, 1969; ОИЯИ, P4-6475, Дубна, 1972.
8. А.В.Тарасов, Л.Г.Ткачев. ОИЯИ, P2-4970, Дубна, 1970.
9. M.Karatshentzeff, G.Cochard, P.Kessler, V.Roehner. Cpllege de France, P.A. 71-05, 1971.
10. Ю.В.Кулиш. ЯФ, 16, 1102, 1972.
11. А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров. УФН, 100, 225, 1970.
12. L.M.Nath, B.Etemadi, J.D.Kimel. Phys.Rev., D3, 2153 (1971).
13. Ph.Dennery. Phys.Rev., 124, 2000(1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 декабря 1972 года.