ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 8020

Т.Д.Блохинцева, Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава

ЕДИНАЯ ДИСПЕРСИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ТИПА ФОТОРОЖДЕНИЯ π-МЕЗОНОВ В ОБЛАСТИ Δ (3/2,3/2)-РЕЗОНАНСА

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Р2 - 8020

Т.Д.Блохинцева, Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава*

ЕДИНАЯ ДИСПЕРСИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ТИПА ФОТОРОЖДЕНИЯ π-МЕЗОНОВ В ОБЛАСТИ Δ (3/2,3/2)-РЕЗОНАНСА

Направлено в ЯФ

* Тбилисский государственный университет

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрение процессов

$$\gamma + N \to \pi + N, \qquad (I)$$
$$e + N \to e + \pi + N, \qquad (II)$$
$$\pi + N \to e^{+} + e^{-} + N \qquad (III)$$

в рамках единой модели естественно, поскольку в однофотонном приближении /*рис. 1*/ эти процессы, согласно Т-инвариантности, описываются практически одной и той же амплитудой. Отличие состоит лишь в области изменения λ^2 -квадрата "массы" виртуального фотона. Такое рассмотрение тем более целесообразно, что оно позволяет, на основании имеющихся данных по фоторождению (I) и электророждению (II), судить о некоторых характеристиках значительно менее изученного процесса рождения пар (III). Последний представляет специальный интерес с точки зрения возможности определения электромагнитных формфакторов пионов и нуклонов во времениподобной области ($\lambda^2 > 0$). В этом отношении эксперименты на встречных пучках не могут заменить исследования процесса (III), поскольку области $\lambda^2 < 4m_\pi^2$ и $\lambda^2 < 4M^2$ остаются недоступными в реакциях $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \to N\bar{N}$.

Успешное описание процессов (I÷III) при низких энергиях в рамках дисперсионного метода стало возможным благодаря работам /1÷4/. Простая дисперсионная модель /4, 5/, в которой мнимые части инвариантных амплитуд и, следовательно, дисперсионные интегралы для действительных частей определяются мнимой частью резонансной магнитной амплитуды M_{1+}, с точностью примерно 15% описывает фоторождение заряженных π-мезонов. Добиться полного согласия с экспериментальными

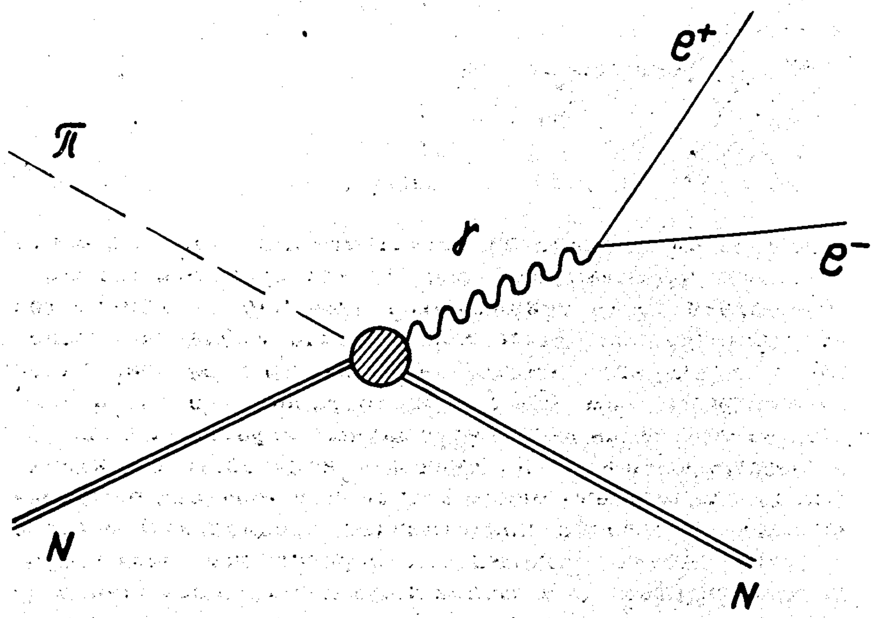

Рис. 1

данными, по-видимому, невозможно без введения параметров, определяемых из эксперимента. Согласно работе /6/, такие параметры необходимо ввести для мультиполей E_{0+}, E_{1+}, M_{1-} в предположении об определенном поведении фаз этих мультиполей при высоких энергиях. Указанные параметры можно рассматривать как константы, эффективно учитывающие высокоэнергетические вклады в процесс при низких энергиях. Такая схема хорошо согласуется с экспериментальными данными, однако приведенный способ введения новых констант нельзя считать единственно возможным. Поэтому вопрос о модельных неопределенностях описания процессов фоторождения в настоящее время остается открытым.

Все трудности, относящиеся к процессам фоторождения, автоматически переносятся на процессы электророждения (II) и рождения пар (III). Однако процесс (III) характеризуется такими кинематическими свойствами, которые позволяют свести к минимуму модельные неопределенности в области первого резонанса. Эти свойства выгодно отличают процесс рождения пар от фоторождения и электророждения π-мезонов. Они связаны с квазипороговым поведением /7/ амплитуды при $k \to 0$ /k -модуль 3-импульса виртуального фотона/, которое осуществляется только в процессе (III) для значений массы виртуального фотона, близких к максимально возможному $\lambda_{max} = W - M$ /W - полная энергия/. В этом случае поперечные мультиполи M_{1+}, E_{1+}, M_{1-} и продольные L_{1+}, L_{1-} стремятся к нулю, поскольку они пропорциональны k. Именно эти мультиполи содержат модельно-зависимые члены. Оставшиеся мультиполи $E_{0+} = L_{0+}$, $E_{2-} = -L_{2-}$ определяются, в основном, борновскими членами /7/, так что описание процесса становится модельно-независимым /28/. В электророждении k, напротив, растет с увеличением $|\lambda^2|$, и модельные неопределенности амплитуды становятся существенными. Таким образом, при движении вдоль оси λ^2 зависимость описания от модели уменьшается. Это обстоятельство позволяет надеяться на получение неискаженной информации об электромагнитных формфакторах адронов из анализа процесса $\pi + N \to e^+ + e^- + N$.

Модель, используемая нами, не содержит неизвестных параметров, кроме формфакторов частиц, и учитывает в дисперсионных интегралах только вклад резонансной магнитной дипольной амплитуды M_{1+}. Изоскалярную часть амплитуды мы берем равной борновской, за исключением $E_{0+}^{(0)}$, которую приравниваем к нулю. В данном случае мы пользуемся результатами мультипольного анализа [8,9] фоторождения, которые показывают, что $E_{0+}^{(0)}$ с ростом энергии уменьшается, в отличие от $E_{0+}^{(0)\text{борн}}$, остающейся постоянной. Условие $E_{0+}^{(0)}=0$ улучшает описание процесса $\gamma n \to \pi^- p$ примерно на 10% для больших углов и для $\theta = 180^\circ$ дает согласие с экспериментальными данными вплоть до энергий γ-квантов, равных 750 *МэВ* в лаб. системе.

Пользуясь аналогией в описании процессов электророждения, фоторождения и рождения пар, мы производим вычисления для этих процессов параллельно и сравниваем результаты с имеющимися экспериментальными данными. Детальные расчеты для процесса $\pi^- + p \to e^+ + e^- + n$ выполнены при полной энергии в с.ц.м. $W = 1296$ *МэВ*, соответствующей эксперименту, проведенному в Дубне [10].

Феноменологическое описание процесса $\pi + N \to e^+ + e^- + N$ было дано в работах [11–13]. Вычисления в изобарной модели были выполнены в работах [14–17].

2. КИНЕМАТИКА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Обозначим через p_1, p_2, q четырехимпульсы нуклонов и π-мезона, через k_1, k_2 - четырехимпульсы электрона и позитрона. Тогда четырехимпульс виртуального γ-кванта $k = k_1 + k_2$ и $\lambda^2 = k_0^2 - k^2$. В нашей метрике во времениподобной области $\lambda^2 > 0$.

Матричный элемент S-матрицы запишем в виде

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \, \delta(p_2 + k_1 + k_2 - p_1 - q) \times \frac{eM}{\sqrt{2 q_0 p_{10} p_{20} k_{10} k_{20}}} \, \bar{u}(p_2)\, T u(p_1) \, . \qquad /1/$$

В приближении однофотонного обмена мы можем записать

$$\bar{u}(p_2)\, T u(p_1) = \epsilon_\mu J_\mu , \qquad /2/$$

где $\epsilon_\mu = \frac{m_e}{\lambda^2} \bar{u}(k_1)\, \gamma_\mu v(k_2)$, а J_μ является матричным элементом электромагнитного адронного тока $J_\mu = \langle p_2 | J_\mu(0) | p_1 q \rangle$, m_e - масса электрона. Из сохранения электромагнитных токов адронов и лептонов следует $k_\mu J_\mu = 0$, $k_\mu \epsilon_\mu = 0$.

Матрица T разлагается по структурным коэффициентам M_i и выражается через инвариантные амплитуды $A_i(s, t, \lambda^2)$

$$T = \sum_{i=1}^{6} M_i A_i(s, t, \lambda^2) , \qquad /3/$$

где $s = (p_1 + q)^2$, $t = (k - q)^2$.

Следуя работе [20], выбираем M_i в виде

$$M_1 = \frac{1}{2} i \gamma_5 \gamma_\mu \gamma_\nu F_{\mu\nu} , \qquad M_4 = 2\gamma_5 \gamma_\mu P_\nu F_{\mu\nu} - M M_1 ,$$

$$M_2 = 2 i \gamma_5 P_\mu q_\nu F_{\mu\nu} , \qquad M_5 = i\gamma_5 k_\mu q_\nu F_{\mu\nu} , \qquad /4/$$

$$M_3 = \gamma_5 \gamma_\mu q_\nu F_{\mu\nu} , \qquad M_6 = \gamma_5 k_\mu \gamma_\nu F_{\mu\nu} ,$$

где $F_{\mu\nu} = \epsilon_\mu k_\nu - \epsilon_\nu k_\mu$, $P = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$. Структуры M_i явно калибровочно инвариантны.

Отметим, что все формулы будут записываться в виде, принятом для процесса электророждения. Поскольку по поляризациям нуклонов и лептонов производится суммирование, T-инвариантность позволяет применять полученные формулы для процесса рождения пар без изменений. Меняются только простые кинематические множители в формулах для сечений. Такой подход удобен для выполнения вычислений одновременно для процессов электророждения и рождения пар.

Выразим, как обычно, матричный элемент T-матрицы через амплитуды системы ц.м.:

$$\bar{u}(p_2)\, T u(p_1) = \chi_2^+ F \chi_1 .$$

где χ_1 и χ_2 - паулиевские спиноры.

$$F = i(\vec{\sigma}\cdot\vec{\epsilon} - \vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{k}}\,\hat{\vec{k}}\cdot\vec{\epsilon})\,F_1 + \vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{q}}\,\vec{\sigma}\cdot[\hat{\vec{k}}\times\vec{\epsilon}\,]\,F_2 +$$

$$+ i\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{k}}(\hat{\vec{q}}\cdot\vec{\epsilon} - \hat{\vec{q}}\cdot\hat{\vec{k}}\,\hat{\vec{k}}\cdot\vec{\epsilon}\,)\,F_3 + i\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{q}}(\hat{\vec{q}}\cdot\vec{\epsilon} - \hat{\vec{q}}\cdot\hat{\vec{k}}\,\hat{\vec{k}}\cdot\vec{\epsilon})\,F_4 +$$

$$+ i\frac{\lambda^2}{k_0}\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{k}}\,\hat{\vec{k}}\cdot\vec{\epsilon}\,F_5 + i\frac{\lambda^2}{k_0}\,\vec{\sigma}\cdot\hat{\vec{q}}\,\hat{\vec{k}}\cdot\vec{\epsilon}\,F_6\,. \qquad /5/$$

Здесь $\hat{\vec{k}}$ и $\hat{q}$ - единичные векторы. В такой записи очевидно, что $F_{[1,2,3,4]}$ описывают процесс с поперечно поляризованными γ-квантами, а $F_{[5,6]}$ - с продольно поляризованными. Связь амплитуд F_i и A_i дается в *Приложении*.

В изотопическом пространстве F_i /и A_i / являются матрицами

$$F_i = \tau_\alpha F_i^{(0)} + \delta_{\alpha 3} F_i^{(+)} \pm \frac{1}{2}[\tau_\alpha, \tau_3\,]\,F_i^{(-)}\,, \qquad /6/$$

где положительный знак перед третьим членом относится к процессу $\gamma^* + N \to \pi + N$, а отрицательный - к $\pi + N \to \gamma^* + N$ /γ^*- виртуальный фотон/.

Для физических процессов имеем:

$$F_i\,(\gamma p \rightleftarrows \pi^+ n) = \sqrt{2}(F_i^{(0)} + F_i^{(-)})\,,$$

$$F_i\,(\gamma n \rightleftarrows \pi^- p) = \sqrt{2}(F_i^{(0)} - F_i^{(-)})\,, \qquad /7/$$

$$F_i\,(\gamma p \rightleftarrows \pi^\circ p) = F_i^{(0)} + F_i^{(+)}\,,$$

$$F_i\,(\gamma n \rightleftarrows \pi^\circ n) = -F_i^{(0)} + F_i^{(+)}\,.$$

Дифференциальные сечения процессов электророждения и рождения пар имеют следующий вид:

а/ в случае электророждения [19]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e^L\,dk_2^L\,d\Omega_\pi} = \frac{\alpha}{2\pi^2}\cdot\frac{k_2^L}{k_1^L}\cdot\frac{k_L}{(-\lambda^2)}\cdot\frac{1}{1-\epsilon}\cdot\frac{1}{k}\cdot\frac{1}{4}\times \qquad /8/$$

$$\times[\,T_1 + \epsilon\cos 2\phi\,T_2 + \sqrt{-\lambda^2}\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}\,\cos\phi\,T_3 + 2\epsilon(-\lambda^2)\,T_4]\,,$$

где $\epsilon = (1 - \frac{2k_L^2}{\lambda^2}\,tg^2\frac{\theta_L}{2})^{-1}$; k_1^L, k_2^L - начальная и конечная энергии электрона в лаб. системе; Ω_e^L - телесный угол рассеянного электрона в лаб. системе; θ_L - угол рассеяния электрона в лаб. системе, Ω_π - телесный угол π-мезона в с.ц.м. πN-системы; ϕ - угол между плоскостью реакции $\gamma^* N \to \pi N$ и плоскостью рассеяния электрона; k_L - импульс γ-кванта в лаб. системе.

б/ в случае рождения пар [11,12]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma\,d\Omega_e\,d\lambda^2} = \frac{\alpha}{16\pi^2}\cdot\frac{1}{\lambda^2}\cdot\frac{k}{q}\cdot\frac{1}{2}\,[T_1\cdot(1+\cos^2\theta_e) - \qquad /9/$$

$$-\sin^2\theta_e\,\cos 2\phi\,T_2 - \sqrt{\lambda^2}\,\sin 2\theta_e\cos\phi\,T_3 + 2\sin^2\theta_e\cdot\lambda^2\,T_4]\,,$$

где Ω_γ - телесный угол рассеяния γ-кванта в с.ц.м. пиона и нуклона, Ω_e - телесный угол рассеяния электрона в с.ц.м. пары, θ_e - угол между импульсами конечного нуклона и электрона в с.ц.м. пары, ϕ - угол между плоскостью реакции $\pi N \to \gamma^* N$ и плоскостью (e^+e^-)-пары. В формулах /8/, /9/ мы пренебрегаем массами лептонов.

Все члены в /8/, /9/ имеют ясный физический смысл; T_1 описывает процессы $\gamma^* N \to \pi N$ с поперечными неполяризованными γ-квантами и при $\lambda^2 \to 0$ переходит в квадрат модуля амплитуды реального фоторождения; T_2 соответствует процессам с поперечно поляризованными фотонами, а T_4 - с продольно поляризованными; T_3 описывает интерференцию продольно и поперечно поляризованных фотонов.

Если в процессе рождения пар не фиксируется заряд лептона, то сечение удваивается.

Связь T_i с амплитудами F_i имеет следующий вид:

$$T_1 = \frac{\alpha M^2}{\pi W^2}\,[\,|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\cos\theta\,\mathrm{Re}(F_1 F_2^*)\,] + T_2\,,$$

$$T_2 = \frac{\alpha M^2}{2\pi W^2}\,\sin^2\theta[\,|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2\,\mathrm{Re}(F_1F_4^* + F_2F_3^* + \cos\theta\,F_3F_4^*)],$$

$$T_3 = \frac{\alpha M^2}{\pi W^2}\,\sin\theta[(F_2 + F_3 + \cos\theta\,F_4)\,F_5^* + (F_1 + F_4 + \cos\theta F_3)F_6^*\,],$$

$$T_4 = \frac{\alpha M^2}{2\pi W^2}[\,|F_5|^2 + |F_6|^2 + 2\cos\theta\,\mathrm{Re}(F_5F_6^*)\,]\,, \qquad /10/$$

где θ - угол рассеяния в реакциях $\gamma^* N \rightleftarrows \pi N$ в с.ц.м., $\alpha = 1/137$.

3. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Дисперсионные соотношения по s при фиксированном t для изовекторных инвариантных амплитуд имеют вид /20/

$$A_i^{(\pm)}(s,t,\lambda^2) = R_5^{(-)}(t,\lambda^2) + R_i\left(\frac{1}{M^2 - s} \pm \frac{\eta_i}{M^2 - u}\right) +$$

$$+ \frac{1}{\pi}\int\limits_{(M+m_\pi)^2}^{\infty} ds' \, \mathrm{Im}\, A_i^{(\pm)}(s',t,\lambda^2)\left(\frac{1}{s'-s-i\epsilon} \pm \frac{\eta_i}{s'-u}\right). \qquad /11/$$

где η_i определяют перекрестную симметрию амплитуд и равны:

$$\eta_{[1,2,4]} = 1, \quad \eta_{[3,5,6]} = -1; \qquad u = 2M^2 + m_\pi^2 + \lambda^2 - s - t.$$

Первые два члена в /11/ представляют собой борновские части амплитуды, причем $R_5^{(-)}$ относится только к амплитуде $A_5^{(-)}$. Борновская часть удовлетворяет калибровочной инвариантности, поскольку, как было предложено в работе /20/, к матричному элементу электромагнитного тока добавлен член, пропорциональный

$$\frac{F_1^v - F_\pi}{\lambda^2} k_\mu .$$

В формуле /11/ $R_5^{(-)}$ и R_i равны

$$R_5^{(-)} = \frac{2g}{\lambda^2}\left[\frac{F_1^v(\lambda^2)}{t - m_\pi^2 - \lambda^2} - \frac{F_\pi(\lambda^2)}{t - m_\pi^2}\right], \qquad /12/$$

$$R_1 = -\frac{g}{2} F_1^v(\lambda^2), \qquad R_3 = R_4 = \frac{g}{2} F_2^v(\lambda^2),$$

$$R_2 = \frac{g F_1^v(\lambda^2)}{t - m_\pi^2 - \lambda^2}, \qquad R_5 = R_6 = 0. \qquad /13/$$

Изоскалярные амплитуды мы берем равными борновским:

$$A_i^{(0)}(s,t,\lambda^2) = R_i^0\left(\frac{1}{M^2 - s} + \frac{\eta_i}{M^2 - u}\right). \qquad /14/$$

где $R_1^0 = -\frac{g}{2} F_1^s(\lambda^2)$, $\quad R_3^0 = R_4^0 = \frac{g}{2} F_2^s(\lambda^2)$,

$$R_2^0 = \frac{g F_1^s(\lambda^2)}{t - m_\pi^2 - \lambda^2}, \qquad R_5^0 = R_6^0 = 0.$$

В формулах /12/-/14/ F_1^v, F_2^v, F_1^s, F_2^s - изовекторные и изоскалярные формфакторы нуклонов, F_π - формфактор π-мезона, и принята следующая нормировка:

$$F_1^v(0) = F_1^s(0) = F_\pi(0) = 1, \qquad /15/$$

$$2MF_2^v(0) = 3{,}7, \quad 2MF_2^s(0) = -0{,}12:$$

g- перенормированная константа πN-взаимодействия; $\frac{g^2}{4\pi} = 14{,}6$.

Дисперсионные соотношения /11/ одинаково применимы для пространственно- и времениподобных λ^2. Во всяком случае, не нужно делать новых предположений для области $\lambda^2 > 0$ по сравнению с областью $\lambda^2 < 0$. Вместе с тем, заметим, что для времениподобных λ^2 при $\lambda^2 > m_\pi^2$ в дисперсионном интеграле появляется нефизическая область $(M + m_\pi)^2 \le s' < (M + \lambda)^2$. Однако это не вызывает трудностей, поскольку указанный интервал энергий не связан с новыми особенностями по s'.

При $\lambda^2 > 4m_\pi^2$ формфакторы частиц, вообще говоря, комплексны, но это не меняет вида дисперсионных соотношений, поскольку формфакторы входят как множители в амплитудах и выносятся за знак интеграла.

С помощью формул приложения и формул мультипольного разложения амплитуд F_i можно найти связь инвариантных амплитуд с мультипольными амплитудами. Так же, как в работах /4,5/, мы ограничиваемся вкладом резонансной амплитуды $M_{1+}^{3/2}$ в мнимые части инвариантных амплитуд. При этом учитываем зависимость $M_{1+}^{3/2}$ от λ^2 кинематически и через формфактор.

Для мнимых частей инвариантных амплитуд получаем выражения:

$$\mathrm{Im}\, A_i^{(\pm)}(s,t,\lambda^2) = \frac{4}{3}\binom{2}{-1}\frac{\pi G_M^v(\lambda^2)\sin^2\delta_{33}(W)}{g m_\pi q^3[(W+M)^2 - \lambda^2]} \cdot a_i, \qquad /16/$$

где $a_1 = \frac{1}{2}(W+M)(3t - m_\pi^2 - \lambda^2) + \frac{q_0}{2}[(W+M)^2 + \lambda^2]$,

$$a_2 = -\frac{2\lambda^2}{t - m_\pi^2 - \lambda^2}(W + M + \frac{q_0}{2}) - \frac{3}{2}(W + M) ,$$

$$a_3 = -\frac{W+M}{4W}[(W+M)^2 - m_\pi^2] + \frac{3}{4}(t - m_\pi^2 + \lambda^2) ,$$

$$a_4 = \frac{3}{4}(t - m_\pi^2 - \lambda^2) + (W+M)(W+M + \frac{q_0}{2}) , \qquad /17/$$

$$a_5 = 2\frac{s - M^2}{t - m_\pi^2 - \lambda^2}(W + M + \frac{q_0}{2}) + \frac{3}{2}(W - M) ,$$

$$a_6 = -\frac{3}{4}(t - m_\pi^2 - \lambda^2) - \frac{q_0}{2}(W+M) - m_\pi^2 ,$$

$$G_M^v = F_1^v + 2MF_2^v , \quad W = \sqrt{s} .$$

В верхнем пределе интегрирования в /11/ мы ограничиваемся энергией $W = 1{,}7$ *ГэВ*.

Как видно из формул /12/-/14/ и /17/, в амплитудах A_2 и A_5 имеется кинематическая сингулярность при $t - m_\pi^2 - \lambda^2 = 0$, которая возникает в связи с использованием условия калибровочной инвариантности /подробности см. в работе Адлера/18//. Для процессов электророждения ($\lambda^2 < 0$) эта сингулярность находится в физической области, а для процессов рождения пар ($\lambda^2 > 0$) - в нефизической области. В обоих случаях необходимо сделать вычитания для устранения сингулярности. В сечениях сингулярность обусловлена выражением $(s-M^2)A_2 + \lambda^2 A_5$. Из условия

$$\lim_{t \to m_\pi^2 + \lambda^2} (t - m_\pi^2 - \lambda^2)[(s - M^2) A_2 + \lambda^2 A_5] = 0 \quad /18/$$

следует, что для устранения сингулярности необходимо вычесть из $A_5^{(-)}$ величину:

$$\frac{2}{t - m_\pi^2 - \lambda^2} \cdot \frac{1}{\pi} \int_{(M+m_\pi)^2}^{\infty} \frac{ds'}{s' - M^2} \lim_{t \to m_\pi^2 + \lambda^2} [(t - m_\pi^2 - \lambda^2) A_5^{(-)}(s', t, \lambda^2)] . \qquad /19/$$

Заметим, что, как показывают вычисления, в случае процесса рождения пар вычитательный член /19/ слабо влияет на результаты.

Из мультипольного анализа фоторождения /8,9/ следует, что при энергиях выше $\Delta(1236)$ -резонанса изоскалярная дипольная амплитуда $E_{0+}^{(0)}$ быстро убывает и сильно отличается от ее борновского значения. Поэтому при этих энергиях мы берем $E_{0+}^{(0)} = 0$. Поскольку $E_{0+}^{(0)}$ дает вклад только в $F_1^{(0)}$, при расчетах имеем:

$$F_1^{(0)} = F_1^{(0)\,\text{борн.}} - E_{0+}^{(0)\,\text{борн.}} , \qquad /20/$$

$$F_{[2,\dots,6]}^{(0)} = F_{[2,\dots,6]}^{(0)\,\text{борн.}} ,$$

где

$$E_{0+} = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} dx (F_1 - F_2 x + F_4 \frac{1 - x^2}{2}) , \qquad /21/$$

$x = \cos\theta$.

К такому изменению $E_{0+}^{(0)}$ довольно чувствительно сечение рассеяния на большие углы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе приводятся результаты вычислений в рассмотренной модели и их сравнение с экспериментальными данными по фоторождению и электророждению.

На *рис. 2* приведены вычисленная функция возбуждения при $\theta = 180°$ и соответствующие экспериментальные данные /21/ для процесса $\gamma + n \to \pi^- + p$. Теоретическая кривая хорошо описывает эксперимент вплоть до энергий γ-кванта 750 *МэВ* / $W \cong 1500$ *МэВ*/. Напомним, что модель учитывает только $\Delta(1236)$ -резонанс. Тот факт, что теория согласуется с экспериментом вплоть до $W \cong 1500$ *МэВ*, указывает на подавление при таких энергиях вкладов высших резонансов в сечение рассеяния назад для процесса $\gamma + n \rightleftarrows \pi^- + p$.

На *рис. 3* теоретическое дифференциальное сечение процесса $\gamma n \to \pi^- p$ при энергии γ-квантов 350 *МэВ*

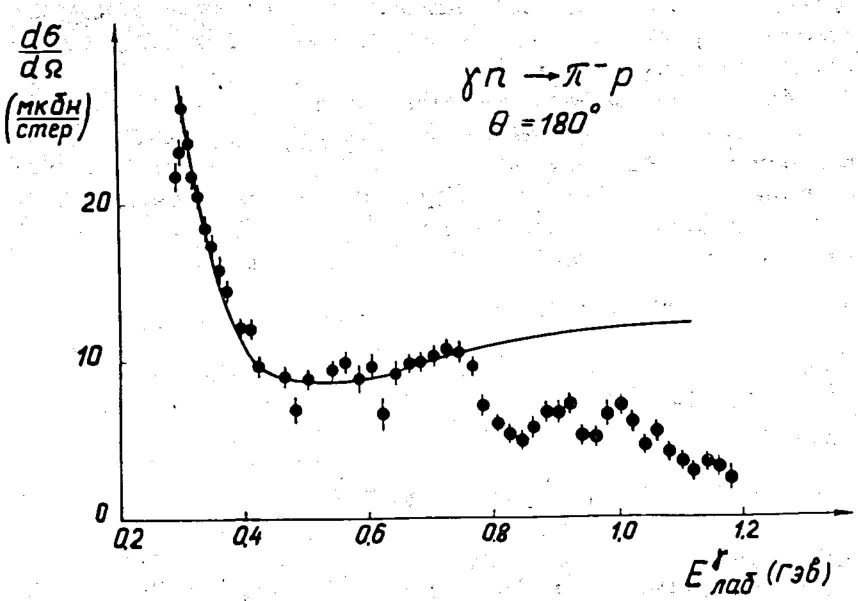

Рис. 2. Сечение рассеяния назад для процесса $\gamma n \to \pi^- p$. *Экспериментальные данные взяты из работы* /21/.

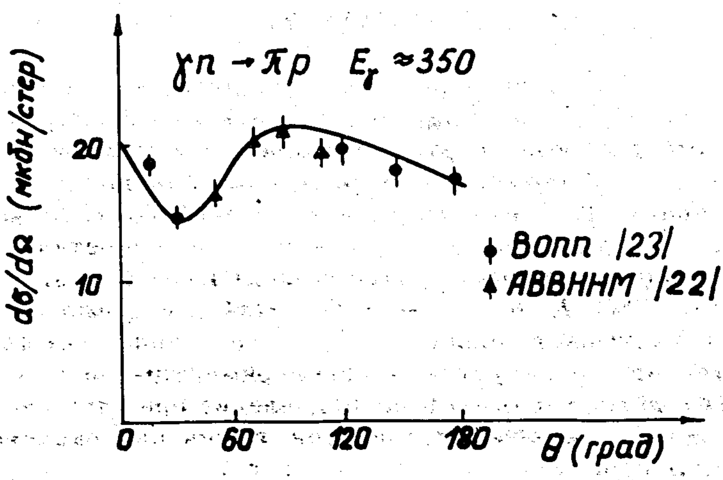

Рис. 3. Дифференциальное сечение процесса $\gamma n \to \pi^- p$ *при энергии* γ *- квантов 350 МэВ в лаб. системе.*

/лаб. система/ сравнивается с данными работ /22, 23/ . Кривая хорошо описывает экспериментальные данные.

Были рассчитаны также поперечное(σ_t) и продольное(σ_ℓ) сечения процессов электророждения. При расчете полагалось, что формфакторы удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\frac{G_M^p(\lambda^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(\lambda^2)}{\mu_n} = G_E^p(\lambda^2) = [1-\lambda^2/0{,}71(\text{ГэВ/с})^2]^{-2}, \qquad /22/$$

$$G_E^n = 0, \quad F_\pi = F_1^{v} \text{*)}$$

Результаты расчетов при $\lambda^2 = -5\,\mathrm{fm}^{-2}$ в области энергий /1,1÷1,3/ *ГэВ* приведены на *рис. 4.* Экспериментальные точки взяты из опыта Бэтцнера и др./26/, в котором регистрировались совместно два процесса: $ep \to e\pi^0 p$ и $ep \to e\pi^+ n$. Модель хорошо согласуется с экспериментальными данными.

На *рис. 5,6* представлены дифференциальные сечения процессов $\pi^- p \to \gamma^* n$ /γ^*- виртуальный фотон/ при $\lambda^2 = 0{,}063$ /*ГэВ/с*/ ^{2} и $W = 1296$ *МэВ.* Для сравнения приведены соответствующие борновские сечения. В случае продольно поляризованных фотонов сечение практически совпадает с борновским. Это объясняется малым вкладом магнитной дипольной амплитуды M_{1+} в дисперсионный интеграл. На языке изобарной модели это соответствует слабому возбуждению $\Delta(1236)$ -изобары продольно поляризованными γ-квантами.

Для демонстрации квазипорогового эффекта вычислялась зависимость величины T_1 ($T_1 \approx d\sigma_T/d\Omega$, формула /9/) и ее борновской части от $\sqrt{|\lambda^2|}$ в процессах $\gamma^* n \rightleftarrows \pi^- p$. Как и следовало ожидать, для процесса (II) относительный вклад борновских членов увеличивается с ростом λ^2 /при λ^2_{max} величина T_1 становится борновской/, тогда как в случае электророждения он уменьшается при больших $|\lambda^2|$ /*рис. 7*/.

В работе /27/ было показано, что в плоскости (W, θ) существуют кривые, вдоль которых сечение фоторожде-

---

* Равенство $F_\pi = F_1^v$ согласуется с результатами работы /24/ и данными по электророждению /25/.

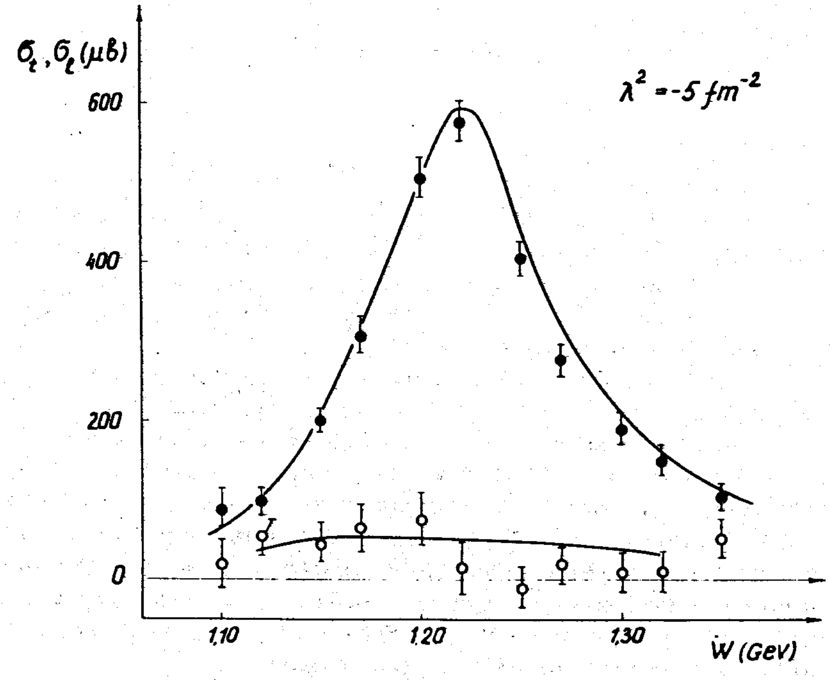

Рис. 4. Электророждение. Сплошные кривые - σ_t и σ_ℓ, вычисленные в данной работе. Экспериментальные точки - из работы /26/.

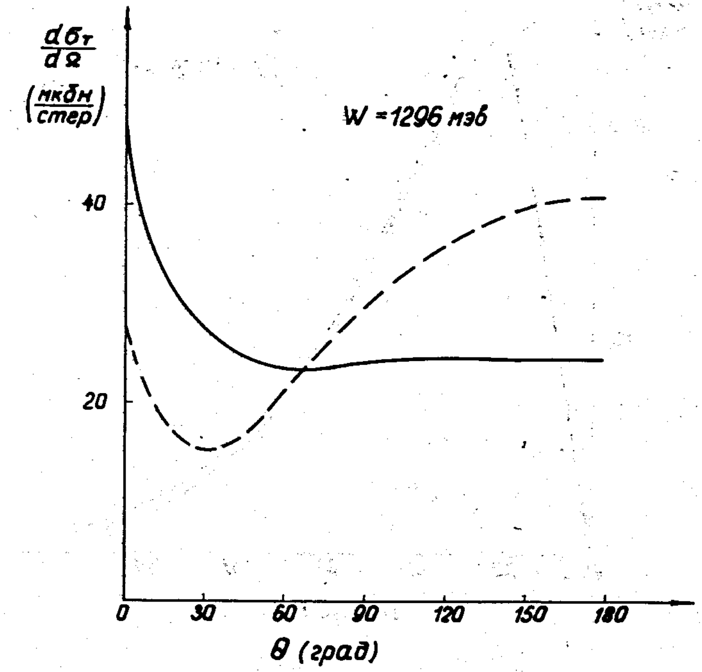

Рис. 5. Дифференциальное сечение процесса $\pi^- p \to \gamma^* n$ при $\lambda^2 = 0{,}063$ /ГэВ/с/^{2} и W = 1296 МэВ. Поперечная часть. Пунктирная кривая - соответствующее борновское сечение.

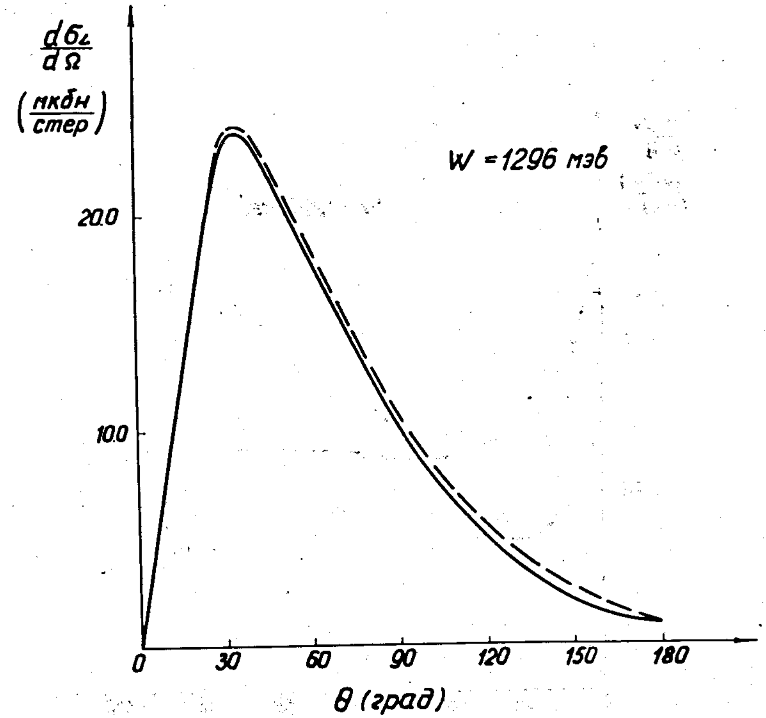

Рис. 6. Дифференциальное сечение процесса $\pi^- p \to \gamma^* n$ *при* $\lambda^2 = 0{,}063$ */ГэВ/с/* ^{2} *и* $W = 1296$ *МэВ для продольно поляризованных фотонов. Пунктирная кривая - борновское сечение.*

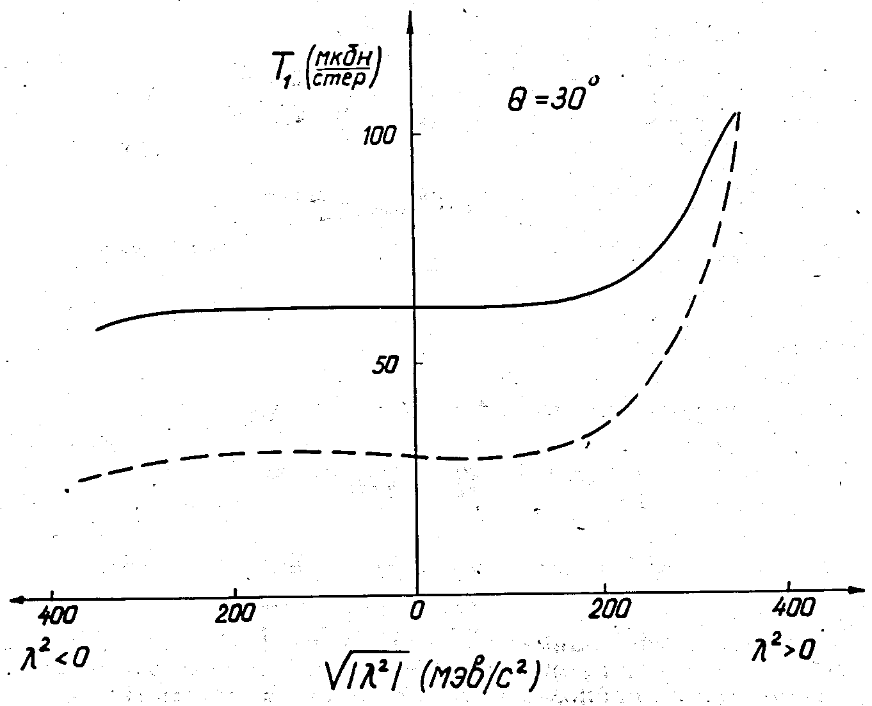

Рис. 7. Иллюстрация квазипорогового поведения T_1 */см. текст/. Сплошная кривая - расчет по модели. Пунктирная кривая - борновская часть.*

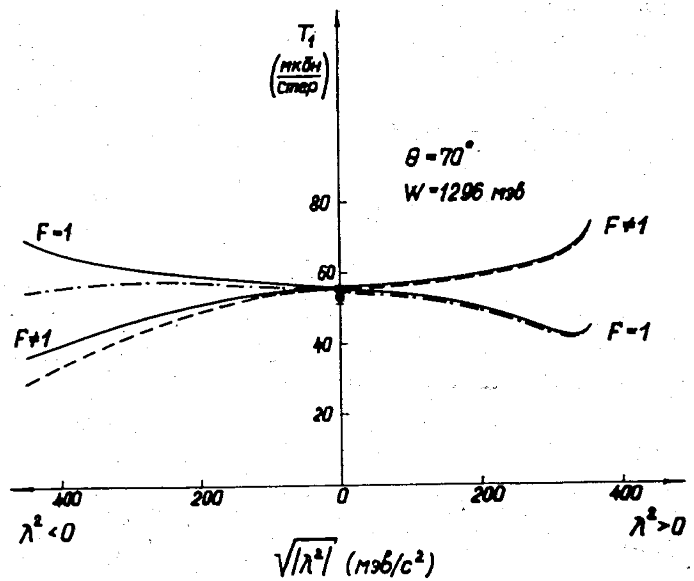

Рис. 8. Иллюстрация эффекта компенсации в процессах $\gamma^* n \rightleftarrows \pi^- p$ /см. текст/. Сплошные кривые рассчитаны по модели в предположении о точечности частиц ($F = 1$) и о дипольной зависимости формфакторов от λ^2 ($F \neq 1$). Пунктирная и штрих-пунктирная кривые - соответствующие борновские величины.

ния является борновским ввиду взаимной компенсации вкладов перерассеяния и их интерференции с борновскими членами. Чтобы посмотреть, сохраняется ли этот эффект при $\lambda^2 \neq 0$, была вычислена зависимость поперечного сечения $d\sigma_T / d\Omega$ от λ^2 для $W = 1296$ *МэВ* и $\theta = 70°$ /при этих значениях имеет место компенсация в процессе $\gamma n \to \pi^- p$ /. Соответствующие кривые $T_1(\lambda^2)$ представлены на *рис. 8*. Вычисления проводились в двух различных предположениях:

1/ частицы рассматривались как точечные /кривая "$F = 1$"/;

2/ зависимость формфакторов от λ^2 учитывалась согласно дипольной формуле /кривая "$F \neq 1$"/.

Видно, что для процесса (III) эффект компенсации сохраняется при всех значениях λ^2, тогда как в электророждении отличие от борновского сечения становится заметным при $\sqrt{|\lambda^2|} \gtrsim 200$ *МэВ/с*. Кроме того, сравнение кривых "$F = 1$" и "$F \neq 1$" показывает, что при $|\lambda^2| \gtrsim 0{,}04$ (*ГэВ/с*)^2 отчетливо проявляется электромагнитная структура частиц. Таким образом, анализируя процесс рождения пар при определенных кинематических условиях, можно, по-видимому, получить достоверную информацию о формфакторах адронов.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.А.Мещерякова и Л.Л.Неменова за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Связь амплитуд F_i с инвариантными амплитудами A_i имеет следующий вид:

$$F_1 = [(W+M)^2 - \lambda^2]^{1/2} [(W+M)^2 - m_\pi^2]^{1/2} \cdot \frac{1}{4MW} [(W-M) A_1 -$$

$$- \frac{1}{2}(t - m_\pi^2 - \lambda^2)(A_3 - A_4) + (W-M)^2 A_4 - \lambda^2 A_6],$$

$$F_3 = [(W-M)^2 - \lambda^2]^{1/2} [(W-M)^2 - m_\pi^2]^{1/2} \frac{(W+M)^2 - m_\pi^2}{8MW^2} \times$$

$$\times [(s - M^2) A_2 + (W+M)(A_3 - A_4) + \lambda^2 A_5],$$

$$F_5 = \frac{1}{4MW}\left[\frac{(W+M)^2 - m_\pi^2}{(W+M)^2 - \lambda^2}\right]^{1/2} \Big\{\frac{1}{2}(t - m_\pi^2 - \lambda^2)\,[(3s + M^2 - \lambda^2)A_2 +$$

$$+ 2W(A_3 - A_4) + (s - M^2 + \lambda^2)A_5] + [(W+M)^2 - \lambda^2][A_1 +$$

$$+ (W - M)(A_4 - A_6)] + (s - M^2 + m_\pi^2)\,[(s - M^2)A_2 +$$

$$+ (W + M)(A_3 - A_4) + \lambda^2 A_5]\Big\}.$$

Формулы для $F_{[2,4,6]}$ получаются с помощью формальной замены $W \to -W$:

$$F_2(W) = -F_1(-W),\ F_4(W) = -F_3(-W),\ F_6(W) = F_5(-W).$$

Литература

1. G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.E.Low, Y.Nambu. Phys.Rev., 106, 1345, (1957).
2. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze, L.D.Solovyov. Nucl.Phys., 4, 427, 1957.
3. А.М.Балдин. ЖЭТФ, 38, 579, 1960.
   A.M.Baldin, A.I.Lebedev. Nucl.Phys., 40, 44, 1963.
4. J.S.Ball. Phys.Rev., 124, 2014, 1961.
5. W.Schmidt. Zs.Phys., 182, 76, 1964.
6. D.Schwela, R.Weizel. Zs.Phys., 221, 71, 1969.
7. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 16, 1204, 1972.
8. W.Pfeil, D.Schwela. Nucl.Phys., B45, 379, 1972.
9. Yu.M.Aleksandrov, V.F.Grushin, E.M.Leikin, A.Ya.Rotvain. Nucl.Phys., B45, 589, 1972.
10. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Куликов и др. ЯФ, 18, 102, 1973.
11. R.J.Oakes. Nuovo Cim., 44A, 440, 1966.
12. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, Р2-4561, Р2-4524, Дубна, 1969.
13. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 2, 5, 1971.
14. А.В.Тарасов, Л.Г.Ткачев. ОИЯИ, Р2-4970, Дубна, 1970.
15. M.Karatchentzeff, G.Cochard, P.Kessler, B.Roehner. College de France, P.A.M., 71-05, 1971.
16. Ю.В.Кулиш. ЯФ, 16, 1102, 1972.
17. Г.И.Смирнов, Н.М.Шумейко. ЯФ, 17, 1266, 1973.
18. S.L.Adler. Ann.Phys., 50, 189, 1968.
19. M.Gourdin. Nuovo Cim., 21, 1094, 1961.
    C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman et al. Phys.Rev., 163, 1482, 1967.

20. S.Fubini, Y.Nambu, V.Watagin. Phys.Rev., 111, 329, 1958.
21. T.Fujii et al. Phys.Rev.Lett., 26, 1672, 1971.
22. P.Benz et al. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University (August, 1971).
23. G. von Holtey et al. Phys.Lett., 40B, 589, 1972.
24. S.Dubnicka, V.A.Meshcheryakov. JINR, E2-7508, Dubna, 1973.
25. C.N.Brown et al. Phys.Rev., D8, 92, 1973.
26. K.Bätzner et al. Phys.Lett., 39B, 575, 1972.
27. Yu.S.Surovtsev, F.G.Tkebuchava. JINR, E2-8018, Dubna, 1974.
28. A.Bietti, S.Petrarca. Ist. Fis. G. Marconi, N.541, Roma, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел 14 июня 1974 года.