

УДК 539.172.5

ОПИСАНИЕ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛИ РЕДЖЕЗОВАННОГО ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА

Л. А. Пономарев

Институт теоретической
и экспериментальной физики, Москва

Обсуждается применение модели реджезованного однопионного обмена к эксклюзивным реакциям с малой множественностью. Конкретный вариант модели (модель OPER) применяется к реакциям рождения одного и двух π -мезонов в πN - и NN -столкновениях.

В модели с фиксированными значениями параметров количественно описаны практически все характеристики рассмотренных реакций: энергетический ход сечений, распределения по парным массам и массам трех частиц, распределения по переданным импульсам, угловые распределения в с. ц. и. πN - и $\pi\pi$ -пар, эффект появления околороговых максимумов в πN , $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$ и $N\pi\pi$ -системах (Декк-эффект).

The model of reggeized π -exchange is used for the description of the exclusive reactions with low multiplicity. Definitive variant of model (OPER) is used to the production reactions of one and two π -mesons in NN and πN -interactions. The model is depended on five free parameters.

In the model with fixed parameters it was quantitatively described practically all characteristics of the reactions: the energy dependence of the cross sections, the mass distributions for systems of two and three particles, the transfer momentum distributions, the angular distributions in c.m. systems of the pair πN and $\pi\pi$, the characteristics peaks in the regions of low masses of the systems πN , $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$ and $N\pi\pi$ (Deck-effect).

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется большое количество разнородной экспериментальной информации о процессах рождения частиц при средних и высоких энергиях (вплоть до энергий примерно 1500 Гэв), относящихся к эксклюзивной постановке эксперимента, т. е. эксперимента, в котором идентифицируются все частицы и измеряются их 4-импульсы. Чтобы выяснить механизм неупругих процессов, важно попытаться количественно описать всю эту совокупность данных в рамках какой-либо простой модели.

Изложим результаты применения модели реджезованного однопионного обмена к процессам образования одного и двух π -мезонов в NN - и πN -столкновениях в области энергий (2—205 Гэв).

В чем трудности теоретического описания процессов множественного рождения частиц? В первую очередь в большом количестве независимых кинематических переменных. Рассмотрим для сравнения какой-нибудь двухчастичный процесс, например упругое πN -рассеяние. Поставим перед собой задачу приблизительно описать (с погрешностью $\pm 20\%$) дифференциальное сечение при достаточно больших энергиях. Запишем амплитуду в виде суммы вкладов полюсов Редже P , P' и ρ :

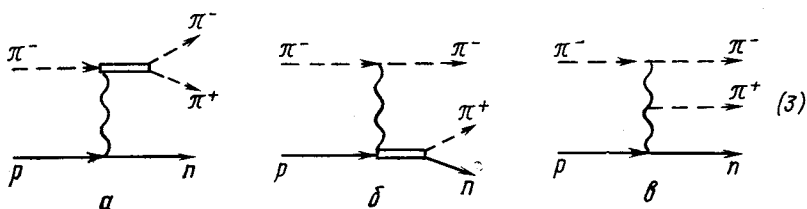
$$T_{\pi N} = \sum_i \gamma_i \exp(R_i^2 t) \eta_i(t) (s/s_0)^{\alpha_i(t)}, \quad i = P, P', \rho; \quad (1)$$

здесь $\eta_i(t)$ — сигнатурный множитель; γ_i и R_i^2 — параметры, характеризующие вычеты полюсов Редже. При учете спина нуклона каждому из полюсов необходимо сопоставить две спиральные амплитуды, однако, учитывая характер экспериментальных данных, в первом приближении пренебрежем вкладом полюсов P и P' в амплитуду с изменением спиральности. Тогда, чтобы описать дифференциальные сечения различных каналов упругого πN -рассеяния и перезарядки, необходимо по крайней мере восемь свободных параметров. Параметры траекторий считаются известными.

Что произойдет при переходе к процессам рождения частиц? Казалось бы, картина должна значительно усложниться. Рассмотрим, например, реакцию рождения π^+ -мезона в $\pi^- p$ -столкновении при энергии в несколько гигаэлектронвольт:



Учитывая успех теории комплексных моментов при описании двухчастичных реакций, естественно попытаться применить ее к неупругим процессам. Впервые это было сделано в работе К. А. Тер-Мартirosяна [1]. Среди конкретных мультiredжеонных моделей наибольшее распространение получила модель Чана — Ложкевича — Алисона [2]. В этих моделях фазовый объем реакции (2) следует разбить на несколько кинематических областей, из которых наиболее существенны области, соответствующие рождению резонансов в $\pi^- \pi^+$ - и $\pi^+ n$ -системах, и область, где все парные массы велики. С учетом сказанного реакцию (2) опишем следующими графиками:



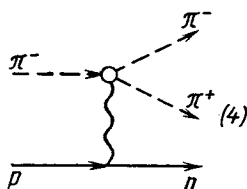
(волнистым линиям соответствует обмен полюсами Редже).

Рассматривая различные резонансы и полюса Редже, можно попытаться описать сечение реакции (2).

В график *a* могут давать вклад полюса с отрицательной G -четностью (π, A_2) , в график *b* — с положительной G -четностью (P, P', ρ) , а в график *в* — пары полюсов Редже с различной G -четностью $[(P, \pi), (P', \pi), (P, A_2)$ и т. д.].

Так как каждой паре реджеонов или паре реджеон — резонанс могут соответствовать свои параметры, то окончательное количество свободных параметров может оказаться очень большим (значительно больше десяти).

Однако практически всю совокупность экспериментальных данных по реакции (2) можно описать с помощью одного графика, соответствующего обмену реджеезованным π -мезоном:



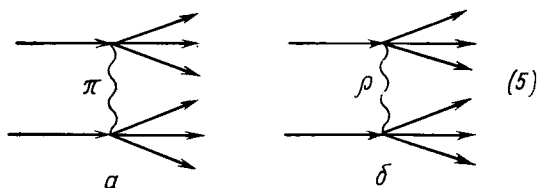
вводя только один-два свободных параметра. Амплитуда, соответствующая этому графику, содержит блок упругого $\pi\pi$ -рассеяния вне массовой поверхности одного из π -мезонов. Свободный параметр характеризует форм-фактор, описывающий сход амплитуды с массовой поверхностью. Несмотря на то, что здесь приведен только один график, он содержит в себе не так уж мало. Действительно, в нем имеются диаграммы, соответствующие рождению резонансов (ρ, f) в $\pi^-\pi^+$ -системе в результате обмена π -полюсом (3, *a*), и двухреджеонные диаграммы, соответствующие обмену (πP^-) , $(\pi P')$ - и $(\pi\rho)$ -парами полюсов (3, *в*). Важным обстоятельством является тот факт, что все константы в этих графиках жестко связаны и определяются амплитудой $\pi^+\pi^-$ -рассеяния на массовой поверхности.

Почему π -мезонный обмен выделен на фоне других полюсов? Часто говорят, что обмен π -полюсом преобладает только при $|t| \sim \mu^2$ (μ — масса π -мезона), а вклад области с такими малыми переданными импульсами в сечение различных процессов невелик, и, следовательно, π -мезонный обмен не выделен. На самом деле параметром является не μ^2 , а некоторая характерная для сильного взаимодействия масса, примерно равная $0,5-1$ Гэв.

Разберемся в этом вопросе подробнее.

Рассмотрим периферийное рождение двух пучков и сравним вклад π -мезонного обмена с обменом какой-либо другой частицей,

например ρ -мезоном:



Вклад в сечение диаграммы a пропорционален $f_\pi/(t - \mu^2)^2$, а диаграммы b — $f_\rho/(t - m_\rho^2)^2$, где f_π и f_ρ — неизвестные функции (интерференция между графиками отсутствует). Если предположить, что эти функции примерно равны, то даже при сравнительно больших переданных импульсах — около $0,5 (Гэв/c)^2$ вклад π -мезонного обмена больше ρ -мезонного в 4 раза. Анализ экспериментальных данных и модельные оценки показывают, что на самом деле f_π в неупругих процессах превышает f_ρ , что дополнительно выделяет π -мезонный обмен. В большинстве упругих процессов обмен π -мезоном или запрещен (упругое πN - или kN -рассеяние), или сильно подавлен из-за зануления вершины испускания π -мезона нуклоном при нулевом переданном импульсе (упругое NN -, $N\bar{N}$ -рассеяние).

С другой стороны, давно известно, что квазиупругие реакции, такие, как $pp \rightarrow \Delta^{++}n$, $\pi^-p \rightarrow \rho^0n$, $\pi^+p \rightarrow \rho^0\Delta^{++}$ и другие, хорошо описываются с помощью модели одноопионного обмена (ОРЕ). Хорошее описание экспериментальных данных в модели ОРЕ было получено и при применении ее к ряду процессов рождения одного и двух π -мезонов во всем фазовом объеме (без отбора резонансов): $pp \rightarrow p\pi^+n$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$, $pp \rightarrow p\rho^+\pi^-$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}r\rho^+\pi^-$, $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm\pi^+\pi^-p$ и др. Подробный обзор всех работ, посвященных этому вопросу, сделать трудно, остановимся здесь лишь на работах Вольфа [3] (обмен элементарным π -мезоном) и Бергера [4] (обмен реджезованным π -мезоном), хотя большинство экспериментальных работ по процессам такого типа содержат описание данных в том или ином варианте ОРЕ-модели. Имеются указания на доминирующее значение обмена π -мезоном в процессах рождения трех и более π -мезонов [5], инклюзивных процессах [6, 7], а также в процессах образования тяжелых частиц, например нуклон-антинуклонных пар [8].

Однако при описании экспериментальных данных используются различные модификации одноопионных моделей, причем их параметры меняются для различных процессов и даже для различных энергий, при описании одного и того же процесса. Описание экспериментальных данных в рамках одной модели с единой системой параметров отсутствует. Несоответствие между моделями

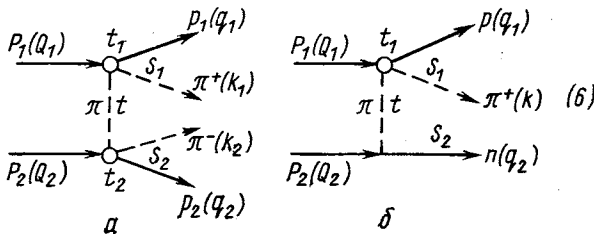
проявляется также в отношении к реджезации π -мезона: иногда рассматривается обмен элементарным π -мезоном, а иногда — реджезованным. В пользу существования π -мезонной траектории с наклоном около 1 Гэв^{-2} неоспоримо свидетельствует анализ энергетического хода величины $\rho_{00} d\sigma/dt$ в реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ [9].

В работах [10—17] сформулирована модель реджезованного однопионного обмена (OPER), предназначенная для описания различных процессов с образованием π -мезонов в πN - и NN -столкновениях в широкой области энергий. В этих работах OPER-модель использована для количественного описания процессов: $pp \rightarrow p\pi^+$ [10], $np \rightarrow p\pi^-$ [11], $\pi^- p \rightarrow \pi^+ n$ [12]. В работе [13] в рамках модели проведен анализ множественного рождения π -мезонов в $\pi\pi$ -столкновениях, а также качественный анализ инклюзивных спектров вторичных частиц в πN - и NN -столкновениях. В работах [14, 15] проведены количественные вычисления инклюзивных спектров протона в pp -столкновениях и качественный анализ инклюзивных спектров при двойной перезарядке $p \rightarrow \pi^-$ на различных пучках. Кроме того, в работе [14] модель применена для описания эксклюзивных процессов рождения двух π -мезонов в NN - и πN -столкновениях; вычислены отдельные распределения в этих реакциях и энергетический ход сечений.

В этом обзоре для подробного описания процессов рождения одного и двух π -мезонов так же, как в работе [16], в которой подробно рассмотрена реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, будет использован вариант OPER-модели, отличающийся от рассмотренного ранее. Он содержит меньшее количество параметров и позволяет лучше описать экспериментальные данные.

1. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Получим здесь общий вид матричных элементов, соответствующих вкладу реджезованного π -мезонного обмена в реакции с рождением одного и двух π -мезонов. Для наглядности формулировку модели проведем на примере двух диаграмм:



Двублочная диаграмма *a* определяет сечение реакции

$$pp \rightarrow p\pi^+\pi^-, \tag{7a}$$

в то время как одноблочная диаграмма b — сечение реакции



Как будет видно из дальнейшего, процессы с рождением двух π -мезонов лучше описываются моделью и вносят бóльшие ограничения на общий вид форм-фактора, чем процессы с рождением одного π -мезона. Исходя из этого, остановимся сначала на записи матричного элемента, соответствующего диаграмме (6, a).

Амплитуда двублочной диаграммы. Обозначим P_1, P_2 сталкивающиеся протоны, а p_1, p_2 — образующиеся. Обозначим также Q_1, Q_2, q_1, q_2 — импульсы начальных и конечных протонов, а k_1, k_2 — импульсы образующихся π -мезонов. В дальнейшем будут необходимы следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} s &= (Q_1 + Q_2)^2; & s_1 &= (q_1 + k_1)^2; & s_2 &= (q_2 + k_2)^2; & s_3 &= (k_1 + k_2)^2; \\ t_1 &= (Q_1 - q_1)^2; & t_2 &= (Q_2 - q_2)^2; & t &= (Q_1 - q_1 - k_1)^2 = (Q_2 - q_2 - k_2)^2. \end{aligned} \right\}$$

Матричный элемент, соответствующий диаграмме (6, a), запишем в следующем виде:

$$M_a = F_2(t, s, s_1, s_2 \dots) T_{\pi^+p}^n(s_1, t_1, t) T_{\pi^-p}(s_2, t_2, t)/(t - \mu^2). \quad (8)$$

Здесь $1/(t - \mu^2)$ — пропагатор π -мезона, который в области малых $|t|$ пропорционален сигнатурному множителю $\eta_\pi(t) = \exp[-i\pi\alpha_\pi(t)/2]/\sin(\pi\alpha_\pi(t)/2) \approx 1/[\pi\alpha'_\pi(t - \mu^2)/2]$; $T_{\pi p}(s_i, t_i, t)$ — амплитуды упругого $p\pi$ -рассеяния вне массовой поверхности; F_2 — форм-фактор, описывающий факторизованную зависимость от схода с массовой поверхности обеих амплитуд T_{π^+p} и T_{π^-p} .

Какие ограничения существуют на вид функции F_2 ? Во-первых, при $t \rightarrow \mu^2$ выражение (8) должно соответствовать вкладу полюсной диаграммы, т. е. $F_2 \rightarrow 1$ при $t \rightarrow \mu^2$. Во-вторых, реджезация π -мезонного обмена требует, чтобы при $t \neq \mu^2$ F_2 имела следующий вид: $F_2 \sim (s_\pi/s_0)^{\alpha_\pi(t)}$, где s_π — квадрат инвариантной массы, приходящейся на виртуальный π -мезон; $\alpha_\pi(t)$ — траектория π полюса Редже.

Понятие инвариантной массы, проходящейся на π -мезонный обмен, довольно расплывчато, однако оно обретает четкий смысл в областях так называемой трехреджеонной кинематики. В этих областях велики все парные массы и малы переданные импульсы. В зависимости от продольных импульсов частиц существует несколько таких областей. Наибольший вклад в сечение реакции (7a) дает конфигурация, в которой продольные импульсы протонов в общей системе центра инерции по модулю больше продольных импульсов π -мезонов (рис. 1). В этой области $s_\pi = s_3$ и, следовательно, форм-фактор должен иметь вид $F_2 \sim (s_3/s_0)^{\alpha_\pi(t)}$.

Используя справедливое в этой области кинематическое соотношение [17]

$$s_1 s_2 s_3 = s (\mu^2 + k_{1\perp}^2) (\mu^2 + k_{2\perp}^2) \quad (9)$$

(μ — масса π -мезона, $k_{i\perp}$ — перпендикулярные импульсы в с. ц. и.), перепишем форм-фактор в следующем виде:

$$F_2 = \left[\frac{s}{s_0} \frac{\mu^2 + k_{1\perp}^2}{s_1} \frac{\mu^2 + k_{2\perp}^2}{s_2} \right]^{\alpha_\pi(t)} \quad (10)$$

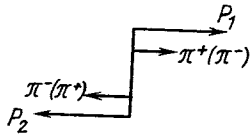
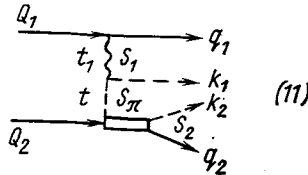


Рис. 1. Схема области в пространстве продольных импульсов, дающей наибольший вклад в сечение реакции (3)

В дальнейшем формула (10) будет основополагающей для записи форм-фактора в полном фазовом объеме реакции (7а) *.

Одними из наиболее интересных областей реакции (7а) являются двухрежеонные области, в которых одна из парных масс мала (резонансная), а все остальные велики. Все переданные импульсы по-прежнему малы. Диаграмма, соответствующая одной из таких кинематических областей, имеет следующий вид:



В ней

$$s_1, s_3 \gg m^2; \quad s_2 \approx m^2; \quad t_1, t \leq m^2 \quad (m^2 \approx 1 \text{ Гэв}^2). \quad (12)$$

В этой области $S_\pi = (q_2 + k_2 + k_1)^2$ и форм-фактор

$$F_2 \approx [(q_2 + k_2 + k_1)^2 / s_0]^{\alpha_\pi(t)}. \quad (13)$$

Соответствует ли этой формуле форм-фактор (10)? Действительно, если воспользоваться справедливым в области (12) кинематическим соотношением, аналогичным (9) $S_1 (q_2 + k_2 + k_1)^2 = S (\mu^2 + k_{1\perp}^2)$, форм-фактор (10) можно переписать в следующем виде:

$$F_2 = [(q_2 + k_2 + k_1)^2 / s_0]^{\alpha_\pi(t)} [(k_{2\perp}^2 + \mu^2) / s_2]^{\alpha_\pi(t)}. \quad (14)$$

* В областях, в которых продольные импульсы π -мезонов по модулю больше продольных импульсов протонов, S_π заведомо не равно S_3 , и форм-фактор должен иметь другой вид. Однако вычисления показывают, что вклад этих областей (в частности, из-за большой разницы в массах между нуклоном и π -мезоном) в полное сечение мал.

Первый сомножитель в (14) равен выражению (13), тогда как второй множитель можно интерпретировать как некоторую конкретную форму вычета π -полюса Редже для процесса, изображенного на диаграмме (11). В частности, этот сомножитель приводит к определенной зависимости от угла Треймана-Янга в с. ц. и. родившегося резонанса.

Предполагая π -мезонную траекторию линейной $\alpha_\pi(t) = \alpha'_\pi(t - \mu^2)$, перепишем форм-фактор в более удобном экспоненциальном виде:

$$F_2 = \exp \left\{ \left[R_2^2 + \alpha'_\pi \ln \left(\frac{s}{s_0} \frac{k_{1\perp}^2 + \mu^2}{s_1} \frac{k_{2\perp}^2 + \mu^2}{s_2} \right) \right] (t - \mu^2) \right\}. \quad (15)$$

Здесь $s_0 = 1 \text{ Гэв}^2$; R_2^2 — свободный параметр.

Переходя к описанию экспериментальных данных, было бы естественно в качестве первого шага взять форм-фактор в виде (12) и предположить, что он содержит всю зависимость амплитуд πN -рассеяния от схода с массовой поверхности, т. е. положить в формуле (8) $T_{\pi \pm p}(s_i, t_i, t) = T_{\pi \pm p}(s_i, t_i, \mu^2)$. Однако при сравнении теории с экспериментом были замечены два факта.

Во-первых, оказалось, что в амплитуде πN -рассеяния при сходе ее с массовой поверхности выделенным является вакуумный полюс, который имеет более резкую зависимость от массы виртуального π -мезона (t), чем резонансная часть амплитуды или другие полюса Редже (ρ и P'). Для того чтобы учесть это обстоятельство, умножим амплитуду, соответствующую вкладу вакуумного полюса в упругое πN -рассеяние вне массовой поверхности, на падающую функцию экспоненциального вида:

$$T_{\pi N}^p(s_i, t_i, t) = T_{\pi N}^p(s_i, t_i, \mu^2) \exp [R_p^2(t - \mu^2)]. \quad (16)$$

Во-вторых, было найдено, что эффективный радиус в (15) в области больших переданных импульсов $|t| \gg 1 \text{ Гэв}^2$ меньше экспериментально наблюдаемого. Увеличение наклона при больших переданных импульсах при сохранении факторизации выражения (15) могло бы происходить за счет изменения множителей, содержащих перпендикулярные импульсы:

$$k_{i\perp}^2 + \mu^2 \rightarrow k_{i\perp}^2 + \mu^2 - c(t - \mu^2). \quad (17a)$$

Следует оговориться, что указанная процедура не однозначна, но так как она приводит к успешному описанию экспериментальных данных и требует введения всего одного дополнительного параметра (c), будем ее использовать.

В работе [10] при записи p -волновой амплитуды πN -рассеяния $T_{N\pi}^{l=1}(s_i, t_i)$ вне массовой поверхности используется дополнительный множитель, возникающий при расчетах по теории возмуще-

ний в резонансной модели:

$$T_{\pi N}^{l=1}(s_i, t_i, t) = \frac{Q(s_i, t_i, t)}{Q(s_i, t_i, \mu^2)} \exp[R_\Delta^2(t - \mu^2)] T_{\pi N}^{l=1}(s_i, t_i, \mu^2).$$

Здесь Q — модуль δ -импульса π -мезона в с. ц. и. π -мезона и нуклона. Аналогичные множители при парциальных амплитудах содержатся в работе [3]. Параметр R_Δ^2 найден в области $|t| < 0,3 \text{ Гэв}^2$ и равен $2,75 \text{ Гэв}^{-2}$. При таком значении этого параметра дополнительный множитель при $|t| < 0,3 \text{ Гэв}^2$ меняется очень слабо, достигая своего максимального значения ($\sim 1,1$) при $t \approx -0,4 \text{ Гэв}^2$. Учитывая сильную корреляцию R_Δ^2 с другими параметрами, стремясь к упрощению модели при записи амплитуды πN -рассеяния вне массовой поверхности, будем пренебрегать этим множителем. Аналогичный множитель, описывающий дополнительную зависимость p -волновой амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния от схода с массовой поверхности, вносит более заметный эффект и будет учитываться далее.

Окончательно форм-фактор, соответствующий диаграмме (6, а), имеет вид

$$F_2 = \exp \left\{ \left[R_2^2 + \alpha'_\pi \ln \left(\frac{s}{s_0} \frac{\kappa_1^2}{S_1} \frac{\kappa_2^2}{S_2} \right) \right] (t - \mu^2) \right\};$$

$$\kappa_i^2 = k_{i\perp}^2 + \mu^2 - c(t - \mu^2). \quad (176)$$

Параметры модели фиксировались при описании экспериментальных данных по реакции (7а) при разных энергиях. При значении наклона π -мезонной траектории $\alpha'_\pi = 0,7 \text{ Гэв}^{-2}$ три свободных параметра модели оказались равными: $R_2^2 = 0,8 \text{ Гэв}^{-2}$, $R_p^2 = 1,3 \text{ Гэв}^{-2}$, $c = 0,08$ ($\alpha'_\pi = 0,7 \text{ Гэв}^{-2}$).

Наклон π -мезонной траектории не является свободным параметром, так как его нельзя определить независимо (анализ реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ дает для наклона значение $\alpha'_\pi \approx 1 \pm 0,3 \text{ Гэв}^{-2}$). Изменение наклона следует компенсировать изменением параметра R_2^2 . Для того чтобы продемонстрировать масштаб изменения, приведем другой набор параметров, приводящих к почти эквивалентному описанию реакции (7 а): $R_2^2 = 1,6 \text{ Гэв}^{-2}$, $R_p^2 = 1,3 \text{ Гэв}^{-2}$, $c = 0,08$ ($\alpha'_\pi = 1 \text{ Гэв}^{-2}$).

Подчеркнем, что значения параметров R_2^2 , c и α'_π сильно скоррелированы друг с другом. Так как сравнение теории с экспериментом производилось «на глаз», то не следует придавать слишком большое значение выбору определенного набора параметров. Более важным, вероятно, является установление того факта, что в рамках простой модели всего с тремя свободными параметрами удается описать практически всю совокупность экспериментальных данных по реакции (7 а).

Возведя (8), в квадрат* и суммируя по спинам, получаем следующее значение квадрата модуля матричного элемента:

$$|M_a|^2 = \frac{F_2^2}{(t-\mu^2)^2} \left[(8\pi)^2 S_1 \frac{d\sigma_{\pi^+p}(S_1, t_1, t)}{d\Omega_1} \right] \left[(8\pi)^2 S_2 \frac{d\sigma_{\pi^-p}(S_2, t_2, t)}{d\Omega_2} \right]. \quad (18)$$

Зависимость от схода с массовой поверхности в дифференциальных сечениях $d\sigma_{\pi N}(S_i, t_i, t)/d\Omega_i$ в формуле (18) возникает от учета дополнительной зависимости от t -вклада вакуумного полюса в амплитуду πN -рассеяния, содержащейся в формуле (16).

Амплитуда одноблочной диаграммы. Обозначим P_1 и P_2 сталкивающиеся протоны, а Q_1, Q_2, q_1, q_2 и k — импульсы двух сталкивающихся протонов, образующегося протона, нейтрона и π^+ -мезона соответственно. Введем также

$$\left. \begin{aligned} s &= (Q_1 + Q_2)^2; & s_1 &= (q_1 + k)^2; & s_2 &= (q_2 + k)^2; \\ t_1 &= (Q_1 - q_1)^2; & t &= (Q_2 - q_2)^2. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Амплитуду, соответствующую диаграмме (6, б), запишем в следующем виде:

$$M_\delta = G \sqrt{2\bar{u}}(q_2) \gamma_5 u(Q_2) F_1(t, S, S_1, \dots) T_{\pi^+p}(s_1, t_1, t)/(t - \mu^2). \quad (20)$$

Здесь $G \sqrt{2\bar{u}}(q_2) \gamma_5 u(Q_2)$ — вершина испускания π^+ -мезона протоном ($G^2/4\pi = 14,6$).

Форм-фактор F_1 будем искать так же, как и F_2 , из условия релаксации π -мезонного обмена. В области, удовлетворяющей условию двухреджеонной кинематики $S \gg S_1 \gg m^2, S \gg S_2 \gg m^2, t_1, t \ll m^2, m^2 \approx 1 G\epsilon^2$, F_1 должен иметь вид $(S_2/S_0)^{\alpha_\pi(t)}$. Используя справедливое в этой области соотношение, аналогичное (9) $S_1 S_2 = S(\mu^2 + k_\perp^2)$, приведем форм-фактор к следующему виду:

$$F_1 = \exp \{ (R_1^2 + \alpha'_\pi \ln [s(\mu^2 + k_\perp^2)/(s_1 s_2)]) (t - \mu^2) \}. \quad (21)$$

Здесь $s_0 = 1 G\epsilon^2$, R_1^2 — свободный параметр.

В работе [10] при описании реакции (7б) использован форм-фактор F_1 в форме (21) с $R_1^2 = 2,75 G\epsilon^2$. При этом также предполагалось, что вся зависимость от схода с массовой поверхности содержится в форм-факторе, т. е. в формуле (20): $T_{\pi^+p}(S_1, t_1, t) = T_{\pi^+p}(S_1, t_1, \mu^2)$. В таком простейшем варианте модель успешно количественно описывает практически все экспериментальные данные по реакции (7б) в пределах по импульсу налетающего протона от 2 до 30 $G\epsilon/c$.

* Интерференция различных графиков мала (не превышает нескольких процентов). Эффекты, связанные с интерференцией, рассматриваться здесь не будут.

С другой стороны, как уже отмечалось, реакции с рождением двух π -мезонов требуют введения дополнительной зависимости от t для вклада в амплитуду πN -рассеяния вакуумного полюса в виде (16) и изменения в характере поведения форм-фактора в области $|t| \geq 1 \text{ Гэв}^2$ вида (17, а). Было бы естественно, сохраняя факторизационные свойства форм-факторов, попытаться описать реакцию (76) при этих двух условиях.

В дальнейшем во всех расчетах будем использовать форм-фактор

$$F_1 = \exp \left\{ \left(R_1^2 + \alpha'_\pi \ln \left[\frac{Sx^2}{S_0 S_1} \right] \right) (t - \mu^2) \right\}; \quad (22)$$

$$x^2 = \mu^2 + k_1^2 - c(t - \mu^2); \quad R_1^2 = 1,9 \text{ Гэв}^{-2}$$

с амплитудой $T_{\pi N}(S_1, t_1, t)$, удовлетворяющей условию (16).

Возводя (20) в квадрат, усредняя и суммируя по спинам нуклонов, получаем следующее значение квадрата модуля матричного элемента:

$$|\overline{M\delta}|^2 = 2G^2 |t| F_1^2 [(8\pi)^2 s_1 d\sigma_{\pi^+p}(s_1, t_1, t)/d\Omega_1]/(t - \mu^2)^2. \quad (23)$$

Амплитуды, содержащие блоки виртуального $[\pi\pi]$ -рассеяния. Выше получены амплитуды процессов рождения одного и двух

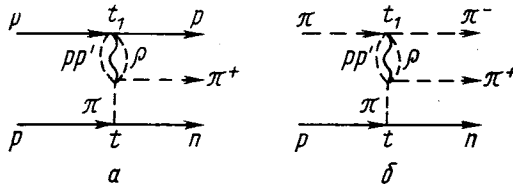


Рис. 2. Двухреджеонные графики для процессов $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ (а) и $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ (б)

π -мезонов в NN -столкновениях, которые определялись амплитудами упругого πN -рассеяния вне массовой поверхности. Здесь произведем обобщение модели на аналогичные процессы на π -мезонных пучках. Матричные элементы соответствующих процессов естественным образом зависят от амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния вне массовой поверхности.

Отметим прежде всего, что в рассматриваемом варианте модели основные параметры (R_1^2, R_2^2, R_p^2, c), характеризующие зависимость от схода с массовой поверхности $(t - \mu^2)$, не должны при этом измениться. Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим двухреджеонные области процессов $pp \rightarrow p\pi^+n$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ при достаточно высоких энергиях. На рис. 2 приведены двухреджеонные графики. Из рисунка видно, что обе диаграммы раз-

личаются только вершинами связи полюсов Редже p , p' и ρ с нуклонной (см. рис. 2, а) и π -мезонной (см. рис. 2, б) линиями. В теории полюсов Редже вычеты в этих вершинах зависят только от переданного импульса t_1 и не несут информации о переданном импульсе от протона к нейтрону t .

Для определенности приведем в явном виде амплитуды, соответствующие двум диаграммам:

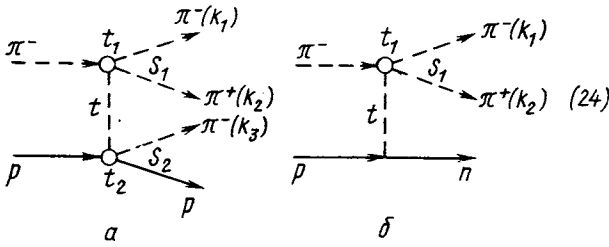


Диаграмма (24, а) вносит вклад в сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$, диаграмма (24, б) — в сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$:

$$\left. \begin{aligned} M_a &= F_2 T_{\pi-\pi^+}(S_1, t_1, t) T_{\pi p}(S_2, t_2, t)/(t - \mu^2); \\ F_2 &= \exp \{ (R_2^2 + \alpha'_\pi \ln [s \kappa_1^2 \kappa_2^2 / S_0 S_1 S_2]) (t - \mu^2) \}; \\ \kappa_1^2 &= \begin{cases} \mu^2 + k_{2\perp}^2 - c(t - \mu^2), & \text{если } z_{\pi\pi} > 0; \\ \mu^2 + k_{1\perp}^2 - c(t - \mu^2), & \text{если } z_{\pi\pi} < 0; \end{cases} \\ \kappa_2^2 &= \mu^2 + k_{3\perp}^2 - c(t - \mu^2). \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Диаграмма (24, б) вносит вклад в сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$:

$$\left. \begin{aligned} M_b &= G \sqrt{2} F_1 T_{\pi-\pi^+}(S_1, t_1, t) \bar{u}_2 \gamma_5 u_1 / (t - \mu^2); \\ F_1 &= \exp \{ (R_1^2 + \alpha'_\pi \ln [S \kappa^2 / (S_0 S_1)]) (t - \mu^2) \}; \\ \kappa^2 &= \begin{cases} \mu^2 + k_{2\perp}^2 - c(t - \mu^2), & \text{если } z_{\pi\pi} > 0; \\ \mu^2 + k_{1\perp}^2 - c(t - \mu^2), & \text{если } z_{\pi\pi} < 0. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

В написанных формулах $z_{\pi\pi}$ — косинус угла рассеяния в блоке π -рассеяния в системе его центра инерции. Условия отбора по этому углу, появляющиеся при определениях κ_1^2 и κ_2^2 , необходимы для отделения конфигурации, в которой π^- -мезон быстрее π^+ -мезона, от обратной конфигурации в общей системе центра инерции. Как это уже отмечалось выше, в этих конфигурациях форм-фактор должен иметь различный вид. Напомним, что соответствующим изменением зависимости форм-фактора от поперечного импульса π -мезона, входящего в блок πN -рассеяния (κ_2^2 в (25)),

на зависимость от поперечного импульса протона мы пренебрегли. Учет этой зависимости потребовал бы усложнения фактора и, возможно, введения новых параметров.

Амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния $T_{\pi\pi}(S_1, t_1, t)$, так же как амплитуды πN -рассеяния, содержат дополнительную зависимость вклада вакуумного полюса от t в форме (16). Кроме того, в этих амплитудах учитывалась дополнительная зависимость P -волновой амплитуды от схода с массовой поверхности со степенным обрезанием в виде

$$T_{\pi\pi}^{l=1}(S_1, t_1, t) = \frac{Q(S_1, t_1, t)}{Q(S_1, t_1, \mu^2)} \frac{(1+c_\rho)}{(1+c_\rho Q(S_1, t_1, t)/Q(S_1, t_1, \mu^2))} \times \\ \times T_{\pi\pi}^{l=1}(S_1, t_1, \mu^2). \quad (27)$$

При анализе экспериментальных данных было найдено значение параметра $C_\rho \approx 0,7$.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Модель реджезованного однопионного обмена сравнивалась с экспериментальными данными по процессам рождения одного и двух π -мезонов с помощью амплитуд, полученных выше, с фиксированными значениями пяти свободных параметров $R_1^2 = 1,9 \text{ Гэв}^{-2}$, $R_2^2 = 1,6 \text{ Гэв}^{-2}$, $R_p^2 = 1,3 \text{ Гэв}^{-2}$, $c = 0,08$, $c_\rho = 0,7$ с наклоном π -мезонной траектории $\alpha'_\pi = 0,7 \text{ Гэв}^{-2}$. Вычисления производились на ЭВМ с помощью специальных математических программ, которые предназначены для интегрирования в фазовом пространстве родившихся частиц, приспособленных к конкретному виду матричного элемента. Интегрирование велось методом Монте-Карло, погрешность вычисления различных распределений — несколько процентов. Амплитуды упругого πN - и $\pi\pi$ -рассеяний на массовой поверхности табулировались. В области масс $M_{\pi N} < 2 \text{ Гэв}$ ($M_{\pi\pi} < 1,4 \text{ Гэв}$) использовался фазовый анализ, в области больших масс — полюсная реджевская параметризация (подробнее дано в приложении). Так как каждая из амплитуд быстро падает с ростом виртуальной массы обмениваемого π -мезона, интегрирование по этой переменной обрезалось величиной $|T_0| = 2 \text{ Гэв}^2$.

Описание процесса $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$

Реакции (7а) в модели однопионного обмена соответствуют три графика, изображенных на рис. 3. При расчетах использовались только квадраты амплитуд, соответствующих рис. 3, а и б, так как относительный вклад рис. 3, в, а также вклад интерференции различных графиков в полное сечение не превышает нескольких процентов.

Процесс (7а) выберем основным для определения параметров R_2^2 , R_p^2 , c , при этом будем исходить из двух фактов: во-первых, матричный элемент, определяющий этот процесс, зависит только

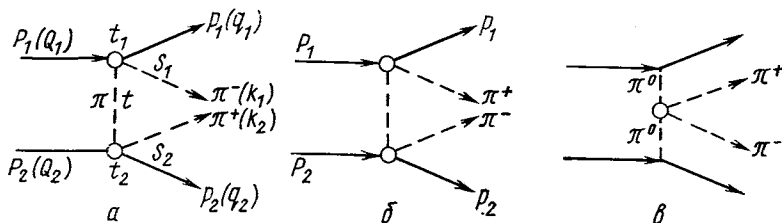


Рис. 3. Графики, соответствующие реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ в модели OPER

от амплитуд πN -рассеяния (см. рис. 3), хорошо экспериментально изученных, а не от амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния, в значениях которых существуют большие неопределенности; во-вторых, реакция (7а) хорошо исследована экспериментально в широком диапазоне энергий, вплоть до 205 Гэв.

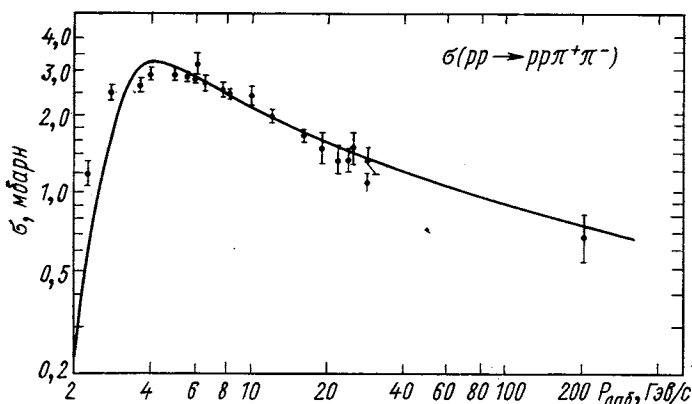


Рис. 4. Энергетический ход сечения реакции (7а)

Энергетический ход сечения реакции (7а) приведен на рис. 4. Теоретическая кривая хорошо соответствует экспериментальным данным в интервале импульсов от 3 до 205 Гэв/с. С увеличением энергии скорость падения сечения уменьшается. Теоретически это связано с наличием вакуумного полюса в блоках πN -рассеяния. Скорость падения сечения сильно зависит от параметра R_p^2 . Так,

при $R_p^2 = 0$ полное сечение этой реакции практически не зависит от энергии.

Традиционными переменными, распределения по которым экспериментально изучались при различных энергиях, являются следующие: массы $p\pi^+$, $p\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ -пар, масса трех частиц

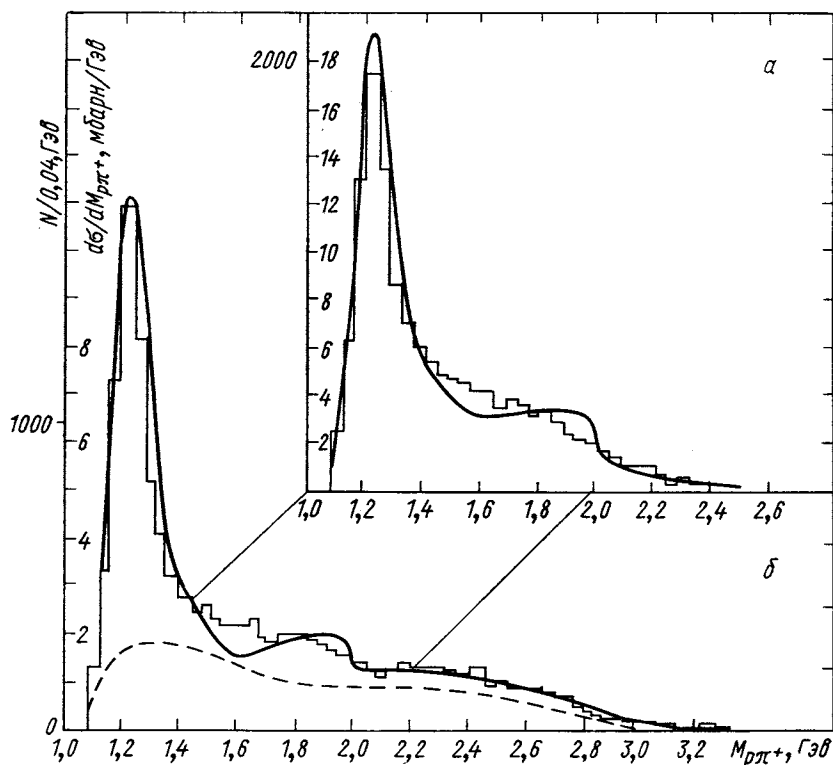


Рис. 5. Распределения по массе $p\pi^+$ -системы в реакции (7а) при импульсах 6,6 (а) [18] и 12 Гэв/с (б) [19]:

----- вклад комбинаций, содержащих π -мезон и нуклон из разных блоков рис. 3

$p\pi^+\pi^-$, квадрат импульса t , переданного от начального протона p_i системе $p_i\pi^+$ ($p_i\pi^-$), квадрат импульса t_p , переданного от начального протона p_i конечному p_i ($i = 1, 2$). При получении распределений по массам $p\pi^+$, $p\pi^-$ и $p\pi^+\pi^-$ -систем проводилась симметризация по двум конечным протонам.

Распределения по массам $p\pi^+$ и $p\pi^-$ -систем при импульсах 6,6 [18] и 12 Гэв/с [19] даны на рис. 5 и 6, а на рис. 7, а и б —

при импульсе 205 Гэв/с [20] *. Пунктирной кривой на рис. 5, б и 6, б обозначен вклад комбинаций, содержащих π -мезон и нуклон из разных блоков на графиках рис. 3, а и 3, б. Далее такие комбинации будем называть фоновыми в противоположность основным, соответствующим π -мезону и нуклону, принадлежащим одному блоку. В $p\pi^+$ -системе наблюдается большой максимум в области изобары Δ^{++} (1236), а в $p\pi^-$ -системе — три небольших максимума в областях резонансов Δ^0 (1236), N^* (1520)

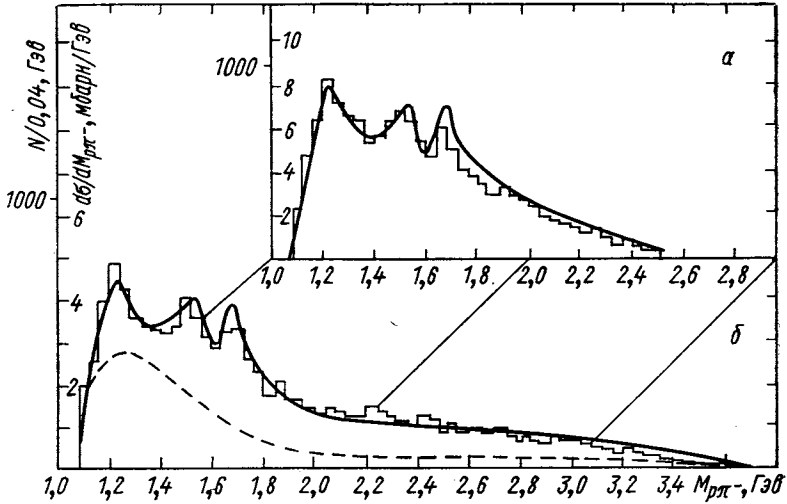


Рис. 6. Распределения по массе $p\pi^-$ -системы в реакции (7а) при импульсах 6,6 (а) [18] и 12 Гэв/с (б) [19]:

— вклад комбинаций, содержащих π -мезон и нуклон из разных блоков рис. 3

и N^* (1960) **. Все эти резонансы содержатся в блоках πN -рассеяния и поэтому воспроизводятся теоретически. Отметим в связи с этим два обстоятельства: 1) на эксперименте не наблюдается заметного рождения никаких новых резонансов, не содержащихся в блоках πN -рассеяния; 2) модель количественно воспроизводит не только сечения рождения резонансов, но и фон под ними.

Большой интерес представляют распределения по массе $p\pi^+\pi^-$ -системы, приведенные на рис. 7, в ($p = 205 \text{ Гэв/с}$) и г ($p =$

* При этом импульсе была набрана малая статистика (191 событие), что позволило построить распределения лишь с крупным шагом.

** Скачок в распределении по массе $M_{p\pi^+}$ в точке $M_{p\pi^+} = 2 \text{ Гэв}$ связан с недостатками сшивки резонансной и реджевской амплитуд в этой точке (см. приложение).

$= 28,5 \text{ Гэв/с}$), а также на рис. 8, а ($p = 6,6 \text{ Гэв/с}$) и б ($p = 12 \text{ Гэв/с}$). При импульсах 6,6; 12 и 28,5 Гэв/с учитываются обе комбинации $p_i \pi^+ \pi^-$, тогда как при импульсе 205 Гэв/с из двух комбинаций учитывается только та, которая имеет меньшую массу. Пунктирные кривые на рис. 7, г и 8, а соответствуют комбинациям $p \pi^+ \pi^-$,

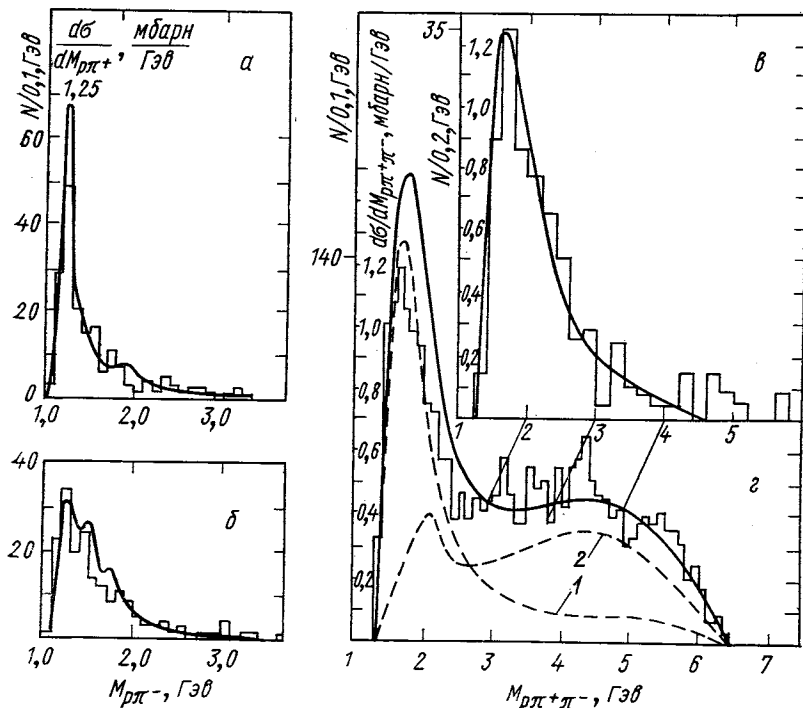


Рис. 7. Распределения по массам $\pi^+ \pi^-$ (а) и $p \pi^-$ (б)-систем при импульсе 205 Гэв/с [20] и по массе $p \pi^+ \pi^-$ -системы при импульсах 205 (в) и 28,5 Гэв/с (г).

При построении гистограммы в из двух комбинаций $p \pi^+ \pi^-$ учитывалась только одна с меньшей массой; 1 — комбинации $p \pi^+$ из одного блока; 2 — комбинации $p \pi^-$ из одного блока

объединяющим $p \pi^+$ -пару (кривая 1) или $p \pi^-$ -пару — (кривая 2) из одного блока с π -мезоном из другого блока. Характерная особенность этих распределений — наличие пика с массой 1,7 Гэв , вклад в полное сечение которого растет с увеличением энергии. Максимум возникает в той комбинации, в которой $p \pi^+$ -пара принадлежит одному блоку, что соответствует экспериментально наблюдаемой большой ширине распада максимума на изобару

Δ^{++} (1236) и π^- -мезон. (Напомним, что в распределении по массе $M_{p\pi^+}$ доминирует изобара Δ^{++} .) Из того, что абсолютное значение сечения в области пика при изменении импульса от 28,5 до 205 Гэв/с практически не меняется, сделаем вывод: при этих энергиях максимум рождается в основном в результате обмена вакуумной особенностью. Этот максимум в модели имеет кинематическое

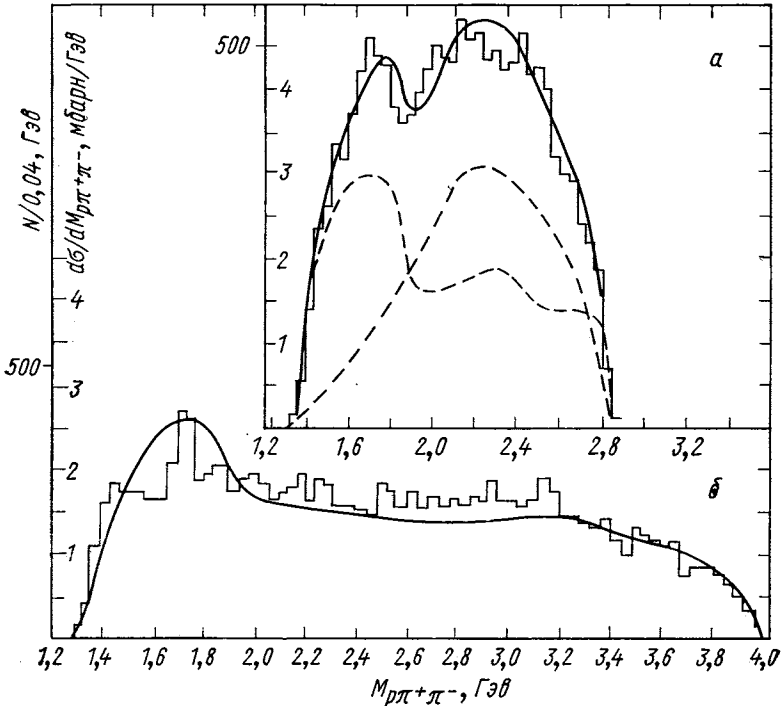


Рис. 8. Распределения по массе $p\pi^+\pi^-$ -системы при импульсах 6,6 (а) и 12 Гэв/с (б):

----- то же, что и на рис. 7

происхождение, причем как форма спектра, так и энергетическая его зависимость хорошо воспроизводится теоретически. В литературе явление возникновения этого максимума носит название Декк-эффекта.

Распределение по массе $\pi^+\pi^-$ -пары приведено на рис. 9. Распределения имеют околороговой максимум с центром примерно 0,4—0,5 Гэв, положение и ширина которого практически не меняются с энергией. Подчеркнем, что в полном соответствии

с моделью на рис. 9 практически отсутствует ρ -мезонный пик, обычно наблюдаемый при рождении $\pi^+\pi^-$ -системы в других реак-

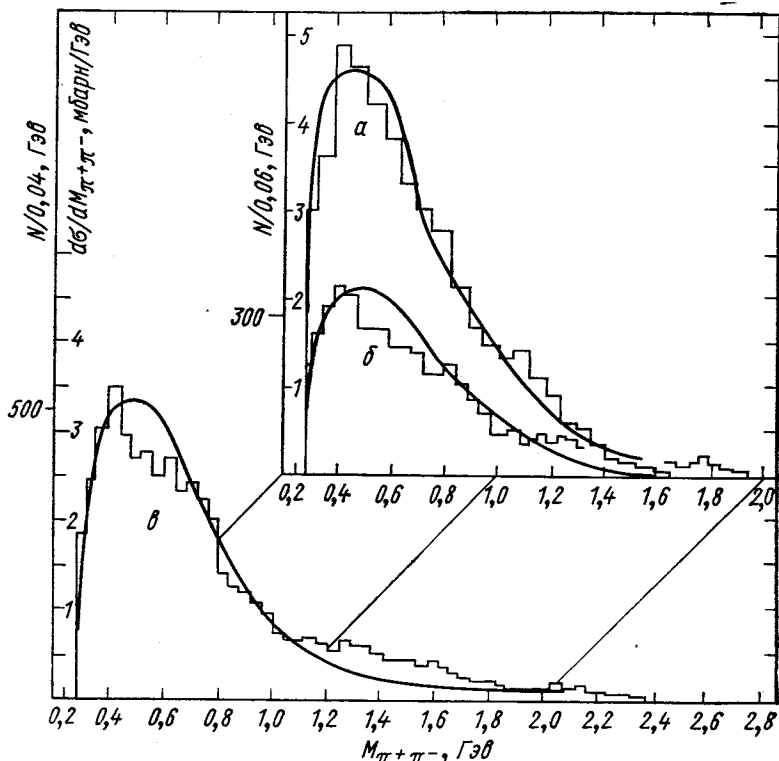
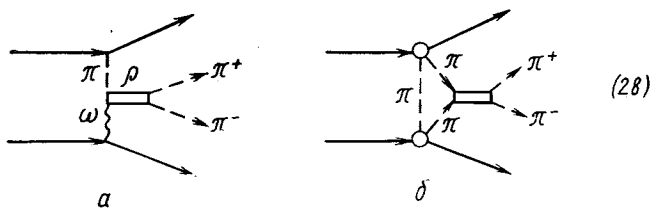


Рис. 9. Распределения по массе $\pi^+\pi^-$ -системы при импульсах 6,6 (а), 24 (б) и 12 Гэв/с (в)

циях *. Малое сечение рождения ρ -мезона, с одной стороны, указывает на малый вклад полюсных диаграмм, в которых разрешено рождение ρ -мезона:



* Графики рис. 3, а и б не содержат резонансов в $\pi^+\pi^-$ -системе, тогда как график 1, в пропорционален сечению $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$, в котором из-за тождественности π^0 -мезонов отсутствует p -волновой резонанс ρ -мезона.

[например, диаграммы с обменом π^0 - и ω^0 -мезонами (28a)], с другой — на малое сечение перерасеяния в модели одноионного обмена (28, б).

Распределения по переданному импульсу от протона к протону t_p приведены на рис. 10, а и б. Верхняя шкала относится к данным, полученным при импульсе 6,6 Гэв/с. Теоретическая кривая

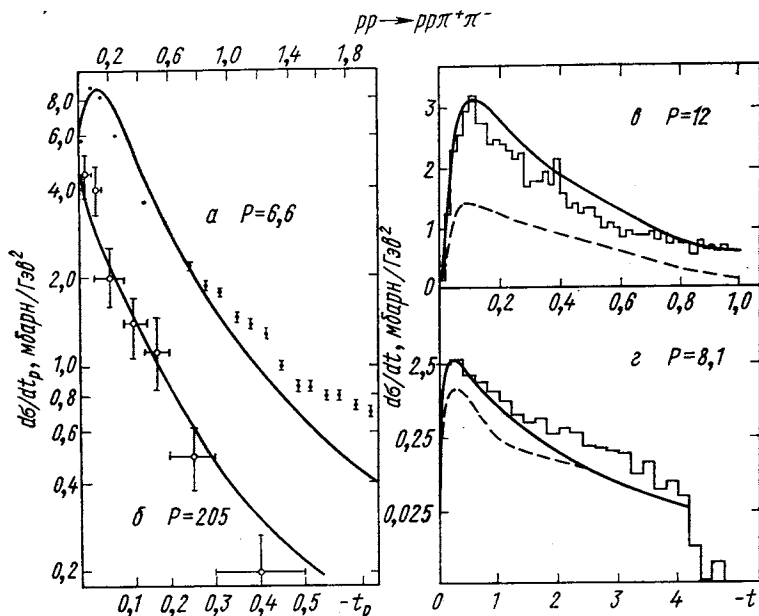


Рис. 10. Распределения по переданному импульсу $p\pi^+\pi^-$ -системе при импульсах 6,6 (а) и 205 Гэв/с (б) ($M_{p\pi^+\pi^-} < 3$ Гэв) и $p\pi^+$ -($p\pi^-$)-системе при импульсах 12 (в) и 8,1 Гэв/с (г)

удовлетворительно описывает экспериментальные данные вплоть до переданных импульсов около 1,5 Гэв². Нижняя шкала относится к данным, полученным при импульсе 205 Гэв/с. Экспериментальные данные ограничены областью малых масс $p\pi^+\pi^-$ -системы ($M_{p\pi^+\pi^-} < 3$ Гэв). Несмотря на большое изменение энергии и характера распределений (наклон распределений меняется примерно в 3 раза), теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные данные.

Последнее распределение, которое осталось обсудить, — распределение по квадрату импульса, переданного от протона P_i к $p_i\pi^+$ - или $p_i\pi^-$ -системе [оба эти распределения равны в силу симметрии реакций (7)]. Это распределение наиболее прямым образом связано с форм-фактором F_2 и наиболее чувствительно

к изменению его параметров. На рис. 10, *в* и *г* приведены экспериментальные данные, полученные при импульсах 12 и 8,1 Гэв/с. Пунктирные кривые на этих рисунках относятся к комбинациям, состоящим из протона и π -мезона из разных блоков, и являются как бы фоновыми при исследовании форм-фактора. Из рисунков видно, что фон вносит большой вклад даже в области совсем малых передаваемых импульсов, что значительно усложняет анализ форм-фактора и ухудшает возможность экстраполяции экспериментальных данных в π -мезонный полюс.

Описание отдельных областей реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Изучение механизма реакции. Выше было показано, что модель реджеванного одноопионного обмена удовлетворительно количественно описывает основные характеристики процесса (7а). Наиболее заметные структуры в массовых распределениях — изобара Δ^{++} (1236) и максимум в $p\pi^+\pi^-$ -системе в области $M_{p\pi^+\pi^-} \approx 1,7$ Гэв. Проведем более подробное исследование этих двух структур в рамках рассматриваемой модели. Для дополнительной проверки модели проведем исследование угловых распределений в с. ц. и. $p\pi^+$ - и $p\pi^-$ -пар при их периферическом рождении. Как известно [21], указанные угловые распределения наиболее чувствительны к квантовым числам обмениваемого состояния.

Полное описание квазитрехчастичной области реакции (7а)

$$pp \rightarrow p\pi^-\Delta^{++} \quad (29)$$

дано в работе [18] для импульса 6,6 Гэв/с. Далее, если не будет оговорено особо, экспериментальные данные будем брать из работы [18]. Распределения по квадрату переданного импульса к изобаре приведены на рис. 11, *а* и *б*. Массе изобары соответствует следующий интервал масс $p\pi^+$ -системы:

$$1,16 < M_{p\pi} < 1,3 \text{ Гэв}. \quad (30)$$

Область малых переданных импульсов на рис. 11, *б* выделена особо:

$$|t| < 0,3 \text{ Гэв}^2. \quad (31)$$

Пунктирной кривой отмечен вклад фоновой комбинации, т. е. комбинации протона и π -мезона из разных блоков. Как видно из рисунка, относительный вклад фоновой комбинации всюду одинаков и равен примерно 30%. Максимум фоновой кривой лежит в области меньших переданных импульсов, чем максимум, отвечающий основной комбинации. Это обстоятельство затрудняет экстраполяцию экспериментальных данных в π -мезонный полюс. На рис. 11, *в* приведено распределение по массе системы $p\pi^-$ при ограничении (30). Учет фона (см. рис. 11, *в*) наиболее существен в области квазидвухчастичной реакции $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^0$.

В работе [18] тщательно изучались угловые распределения в системах центра инерции $p\pi^+$ - и $p\pi^-$ -пар при следующих ограничениях на косинус угла вылета $p\pi$ -пары в общей с. ц. и. $z_{p\pi}^*$:

$$|z_{p\pi}^*| > 0,965. \quad (32)$$

Распределения по массам $p\pi^+$ - и $p\pi^-$ -пар в этой кинематике даны на рис. 12. Массовые распределения хуже всего описываются

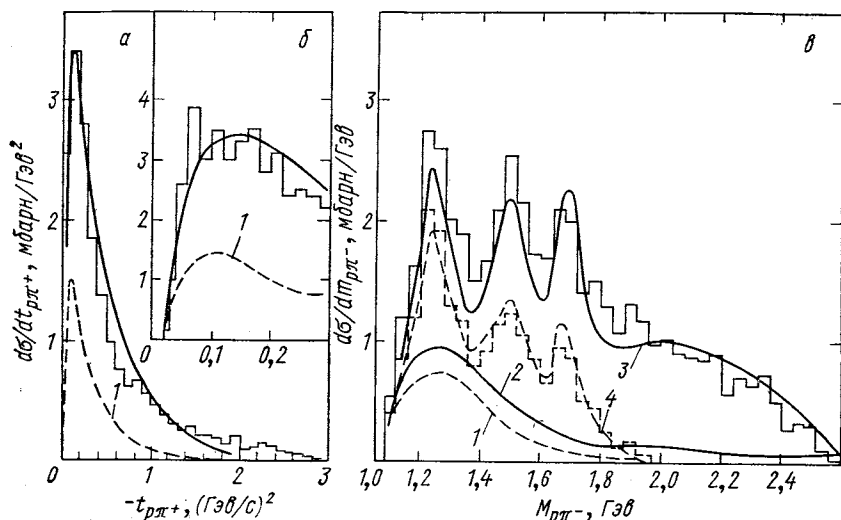


Рис. 11. Распределения по квадрату переданного импульса к изобаре (а, б) и массе $M_{p\pi^-}$ (в) в реакции (29):

1 и 2 соответствуют фоновым комбинациям; 2 и 3 — интегралы по полному интервалу переданных импульсов; 1 (а) и 4 — дополнительному ограничению (31)

в области больших масс $p\pi^-$ -массы. Этой области масс соответствуют сравнительно большие переданные импульсы ($|t| \geq 0,4 \text{ Гэв}^2$). Возможно, что отличие теоретической кривой от экспериментальной связано с несовершенством форм-фактора, однако так как статистика в этой области мала, а описание в области больших масс $p\pi^-$ -пары без ограничения по углам (32) выглядит вполне удовлетворительным (см. рис. 11, в), не будем пытаться здесь устранить этот недостаток.

Угловые распределения будем изучать в системе координат Готфрида — Джексона. Для этого в с. ц. и. $p_i\pi^+$ - и $p_i\pi^-$ -пар ($i = 1, 2$) ось z направим по импульсу начального протона $P_i(Q_i)$. Угол рассеяния протона в с. ц. и. $p_i\pi^+$ обозначим θ^+ , а соответствующий угол в с. ц. и. $p_i\pi^-$ — θ^- . Введем также, следуя обозначениям 4-импульсов, приведенным на рис. 3, азимутальные

углы в этих системах:

$$\varphi^\pm = \arccos \left(\frac{(\mathbf{Q}_i \times \mathbf{q}_i)(\mathbf{Q}_i \times \mathbf{Q}_j)}{|\mathbf{Q}_i \times \mathbf{q}_i| |\mathbf{Q}_i \times \mathbf{Q}_j|} \right), \quad i, j = 1, 2; i \neq j. \quad (33)$$

Рассмотрим угловые распределения в с. ц. и. $p\pi^+$ -пары. Следуя работе [18], будем характеризовать распределения по θ^+ с помо-

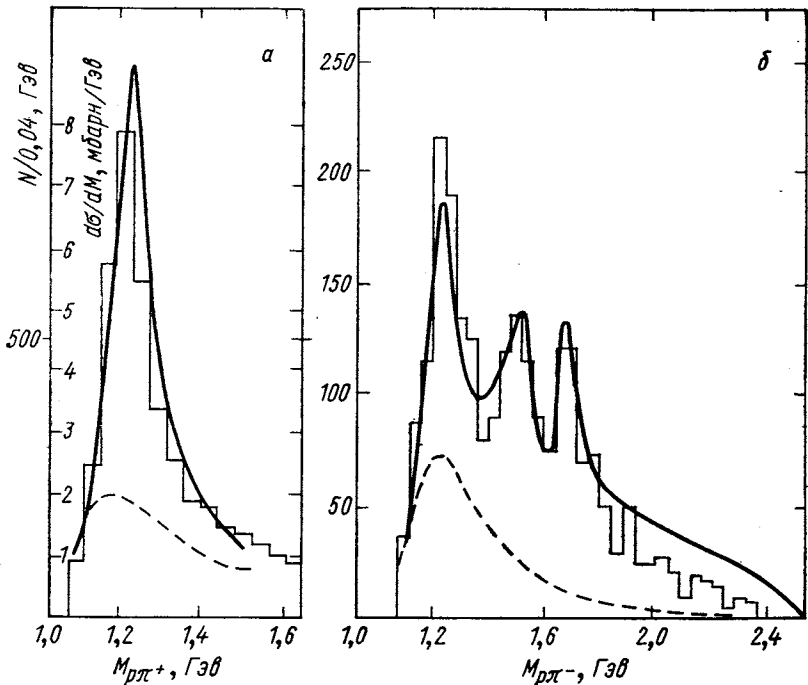


Рис. 12. Распределения по $M_{p\pi^+}$ (а) и $M_{p\pi^-}$ (б) в реакции (7) при ограничениях (32):

----- фоновые комбинации

щью усредненных полиномов Лежандра

$$A_l^+ / A_0^+ = (2l + 1) \langle P_l(\cos \theta^+) \rangle. \quad (34)$$

Дифференциальное сечение π^+p -рассеяния на массовой поверхности с помощью этих коэффициентов можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{\pi^+p}}{d\Omega} = \frac{\sigma_{\pi^+p}}{4\pi} \sum_l (A_l^+ / A_0^+) P_l(\cos \theta^+). \quad (35)$$

Зависимость от массы $p\pi^+$ -системы коэффициентов A_1^+/A_0^+ , A_2^+/A_0^+ и A_3^+/A_0^+ , полученных при условии (32), приведена на рис. 13. Как видно из рис. 12, *a*, наибольшего отличия угловых распределений от тех, которые наблюдаются на массовой поверхности, следует ожидать в области малых и больших масс $p\pi^+$ -пары, там, где относительный вклад фоновой комбинации максимален. Этот эффект наблюдается на рис. 13, *a* — *в*. Особенно значительные искажения возникают на кривой A_0^+/A_1^+ в области малых масс. Таким образом, модель одноионного обмена в реакции (29) хорошо подтверждается распределением по полярному углу θ^+ .

Спрашивается, насколько это распределение критично к выбору модели? В качестве возможного механизма реакции (29) можно рассмотреть обмен другими известными полюсами Редже с изотопическим спином, равным единице, ρ или A_2 . Так как обе траектории, в отличие от π -мезонной, имеют естественное соотношение спин — четность, можно ожидать, что угловые распределения распада изобары в обоих случаях будут отличаться от полученных в этой работе. Для оценки рассмотрим коэффициенты A_1^+/A_0^+ и A_2^+/A_0^+ в районе изобары Δ^{++} (1236) в какой-либо реакции, в которой запрещен обмен π -мезоном по G -четности, например

в реакции $\pi^+p \leftarrow \pi^0\Delta^{++}$, в которую дает вклад только ρ -полюс. Как замечено в работе [22], средние значения элементов матрицы плотности Δ^{++} -изобары в этой реакции хорошо описываются моделью Стодольского — Сакураи [23], согласно которой $\rho_{33} = 3/8$, $\text{Re } \rho_{3-1} = \sqrt{3}/8$, $\text{Re } \rho_{31} = 0$. Вычислив A_2^+/A_0^+ с помощью соотношения $A_2^+/A_0^+ = 2(0,5 - 2\rho_{33})$ и учитывая то, что A_1^+/A_0^+ для

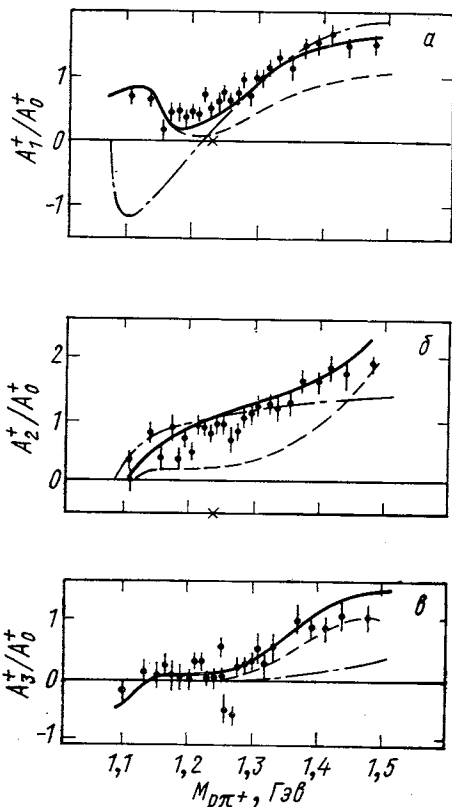


Рис. 13. Зависимость коэффициентов A_i^+/A_0^+ от $M_{p\pi^+}$ при ограничении (32): — — — теоретический расчет; — — — вклад фоновой комбинации; - · - · - коэффициент на массовой поверхности

векторного состояния равно нулю, получим следующие значения искомых коэффициентов:

$$A_1^+/A_0^+ = 0; A_2^+/A_0^+ = -0,5. \quad (36)$$

Предполагая факторизацию при обмене траекториями с естественным соотношением спин — четность, можно ожидать приблизительно таких же значений этих коэффициентов (36) и в реакции (29). Эти значения указаны на рис. 13, а и б крестиками. Значение коэффициента A_1^+/A_0^+ практически совпадает с полученным в этой работе, тогда как коэффициент A_2^+/A_0^+ заметно отличается. Учитывая его значение (36), а также отличие теоретического значения при массе

$M_{p\pi} \approx 1,236 \text{ Гэв}$ (~ 1) от экспериментального ($\sim 0,8$), можно оценить относительный вклад ρ -траектории

$$W_\rho/W_\pi \approx 0,14. \quad (37)$$

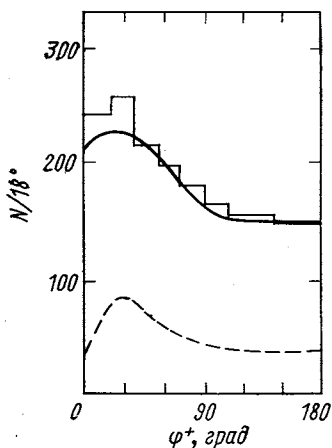


Рис. 14. Зависимость N от угла Треймана — Янга ϕ^+ в с. ц. и. изобары ${}^1\Delta^{++}$ при импульсе $8,1 \text{ Гэв}/c$ [24]

Распределение по азимутальному углу ϕ^+ в районе изобары наблюдалось при импульсе $8,1 \text{ Гэв}/c$ [24] и приведено на рис. 14. Как следует из теоретических кривых, в наблюдаемую асимметрию дают вклад обе комбинации, основная и фоновая (пунктирная кривая). Напомним о том, что изотропное распределение имеет место в случае обмена элементарным π -мезоном (состоянием 0^-).

Еще более узкая область фазового объема исследовалась при изучении угловых распределений в $p\pi^-$ -системе при том же условии (32). В то время как при исследовании угловых распределений в $p\pi^+$ -системе производилось интегрирование по массе $p\pi^-$ -пары, при изучении распада $p\pi^-$ -системы масса $p\pi^+$ -пары фиксировалась условием (30).

Зависимость коэффициентов A_i^-/A_0^- от массы $M_{p\pi^-}$ приведена на рис. 15. Систематическое отклонение теоретических кривых и экспериментальных точек от штрих-пунктирных кривых наблюдается в области больших масс и больших моментов ($i \geq 4$). Это отклонение соответствует дополнительному обострению угловых распределений, возникающему из-за косвенной зависимости форм-фактора от углов θ^\pm через перпендикулярные составляющие импульсов π^\pm -мезонов k_\perp^2 . Поведение теоретических кривых в точке $M_{p\pi^-} = 2 \text{ Гэв}$ указывает на качество сшивки двух параметризаций амплитуды π^-p -рассеяния: фазового анализа и ред-

жевской. Учитывая малость граничной массы (2 Гэв) для реджевской параметризации, спивка выглядит удивительно хорошей.

В работе [18] зависимость от угла Треймана — Янга в с. ц. и. $p\pi^-$ -пары изучалась с помощью усредненных значений сферических функций $\langle \text{Re} Y_L^0 \rangle$ ($L = 1, 6$)*. Зависимость этих величин

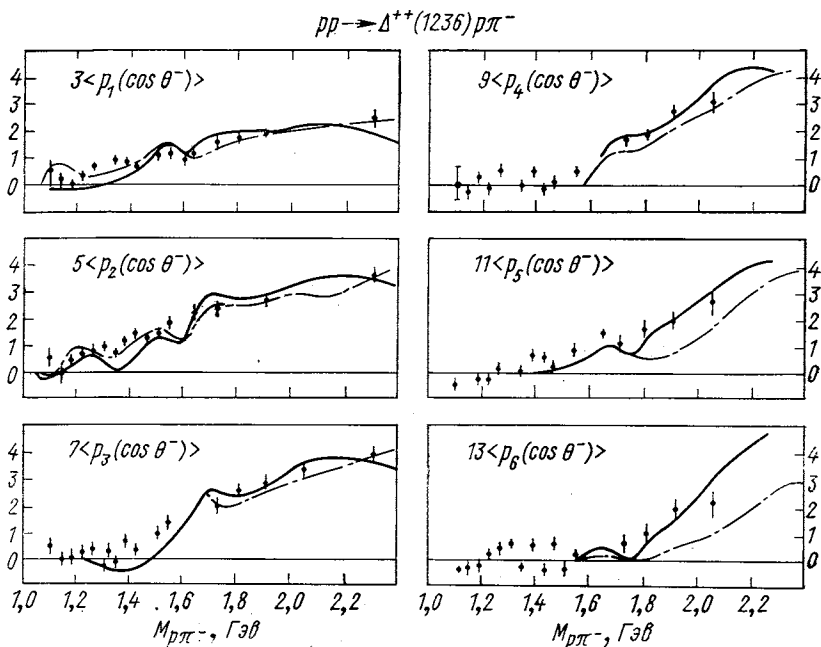


Рис. 15. Зависимость коэффициентов A_i/A_0 от массы $M_{p\pi^-}$ при ограничении (32):

— — — коэффициенты на массовой поверхности

от массы $M_{p\pi^-}$ дана на рис. 16. Пунктирные кривые соответствуют вкладу основной комбинации. Напомним, что все значения $\langle Y_L^M \rangle$ с $M \neq 0$ при обмене элементарным π -мезоном должны быть равны нулю. Отличие их от нуля может быть следствием реджезации π -мезонного обмена, эффектов перерассеяния, а также вклада фоновых комбинаций. В модели зависимость от угла Треймана — Янга неявно содержится в форм-факторе через множители $k_{i\perp}^2$. С теоретической точки зрения наилучшего согласия с экспериментом следует ожидать в области наиболее больших масс $M_{p\pi^-}$.

* Средние значения $\langle \text{Re} Y_L^0 \rangle$ пропорциональны A_L/A_0 , средние значения $\langle \text{Re} Y_L^M \rangle$ ($M > 1$) были найдены экспериментально близкими к нулю.

так как именно в этой области формулировалась модель. Из рис. 16 видно, что модель OPER без учета эффектов перерасеяния качественно описывает поведение величин $\langle \text{Re} Y_L^1 \rangle$ и в резонансной области масс $p\pi^-$ -системы.

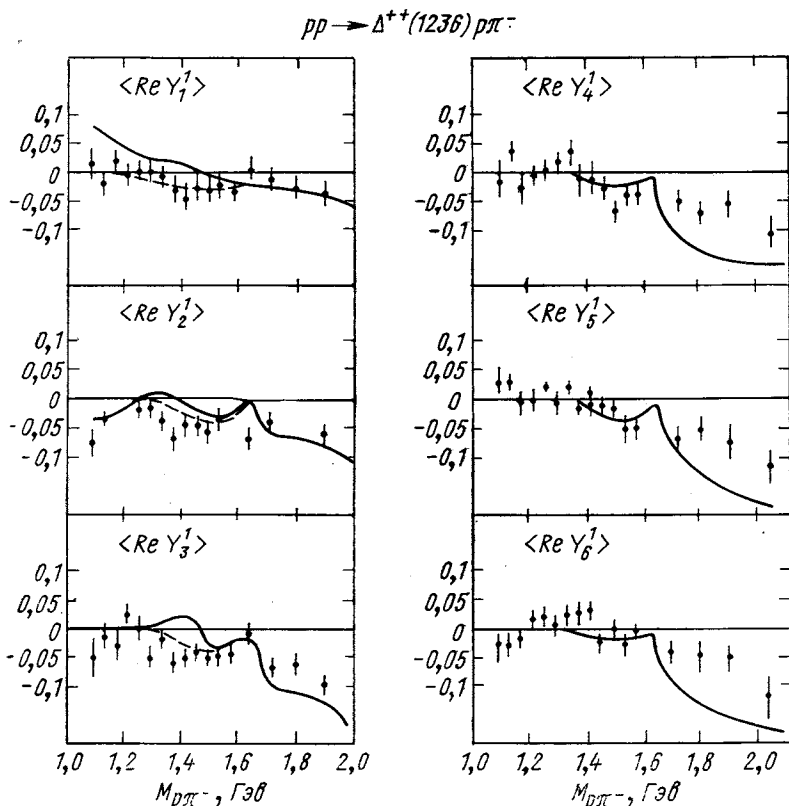


Рис. 16. Зависимость величин $\langle \text{Re} Y_i^1 \rangle$ ($i = 1, 6$) от $M_{p\pi^-}$ при ограничениях (30) и (32):

— вклад основной комбинации

Наибольшее несоответствие между теоретическими кривыми и экспериментальными точками как на рис. 15, так и на рис. 16 наблюдается в области масс $M_{p\pi^-} \approx 1,25 \div 1,45$ Гэв. Причем, как видно из рисунков, это несоответствие скорее всего обусловлено фоновой комбинацией.

Перейдем к более подробному изучению условий рождения и распада $p\pi^+$ -состояния в реакции (7). При исследовании зависимости от переданного импульса t_p сечения рождения различных областей масс $p\pi^+$ -системы был найден интересный

эффект. Оказалось, что если параметризовать эту зависимость в форме $\exp [B (M_{p\pi^+\pi^-}) t_p]$, то наблюдается резкое падение коэффициента B с увеличением массы. Зависимость $B (M_{p\pi^+\pi^-})$, измеренная при импульсе $6,6 \text{ Гэв/с}$ в работе [18], показана на рис. 17. Неопределенность возникла от того, что теоретически вычисленное сечение не соответствовало простой экспоненте.

Эффект падения наклона грубо можно понять следующим образом. Рассмотрим, например, рождение $p\pi^+\pi^-$ -системы в переднюю полушару (в направлении падающего пучка). При рождении минимальной массы $M_{p\pi^+\pi^-}$ масса, соответствующая нижним блокам на рис. 3, *a* и *б*, максимально велика. Наклон B , определяющий зависимость от переданного импульса от протона P_2 к протону p_2 , будет определяться наклоном упругих сечений π^-p - и π^+p -рассеяния, которые слабо зависят от массы $p\pi$ -системы и равны примерно $8-10 \text{ Гэв}^{-2}$. С увеличением массы $M_{p\pi^+\pi^-}$ роль малых (резонансных) масс нижних блоков увеличивается. Причем все более существенной, даже при сравнительно малых $|t_p|$, становится область, соответствующая рассеянию назад в нижнем блоке, т. е. область растущих по t_p сечений. Вклад этой области и расширяет полное распределение по t_p .

Значение различных масс $p\pi^-$ -пары в образовании системы $\Delta^{++} (1236) \pi^-$ в реакции (29) при ограничениях (30) и (31) и импульсе $6,6 \text{ Гэв/с}$ иллюстрирует рис. 18. На рис. 18, *a* — *e* изображены распределения по переданному импульсу изобаре, а на рис. 18, *г* — *e*-распределения по массе $\Delta^{++}\pi^-$ -системы для трех интервалов масс $p\pi^-$ -пары: $1,6-2,0$; $1,3-1,6$ и $1,08-1,3 \text{ Гэв}$ соответственно. Распределения рис. 18, *a* — *e* содержат детальную информацию о зависимости от схода с массовой поверхности амплитуд, соответствующих диаграммам рис. 3, *a*, *б*, и успешно подтверждают параметризацию форм-фактора. Из сравнения распределения по массе $M_{p\pi^+\pi^-}$ в полном фазовом объеме реакции (7) (см. рис. 8) с изображенными на рис. 18, *г*, *e* виден эффект смещения максимума из области $1,7 \text{ Гэв}$ в область $1,4-1,5 \text{ Гэв}$. Модель хорошо воспроизводит это явление.

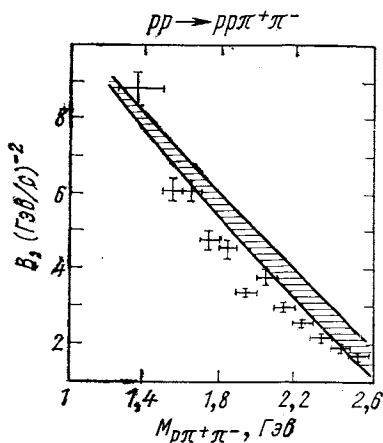


Рис. 17. Зависимость наклона конуса $B (M_{p\pi^+\pi^-})$ рождения $p\pi^+\pi^-$ -системы от массы этой системы:

заштрихованная область соответствует теоретическим предсказаниям для этой величины

Одной из наиболее часто исследуемых областей, позволяющих строить простые модели, является двухреджеонная область реакции (29), определяемая условием достаточной малости переданных импульсов изобаре и протону и большой массой $p\pi^-$ -системы (выше

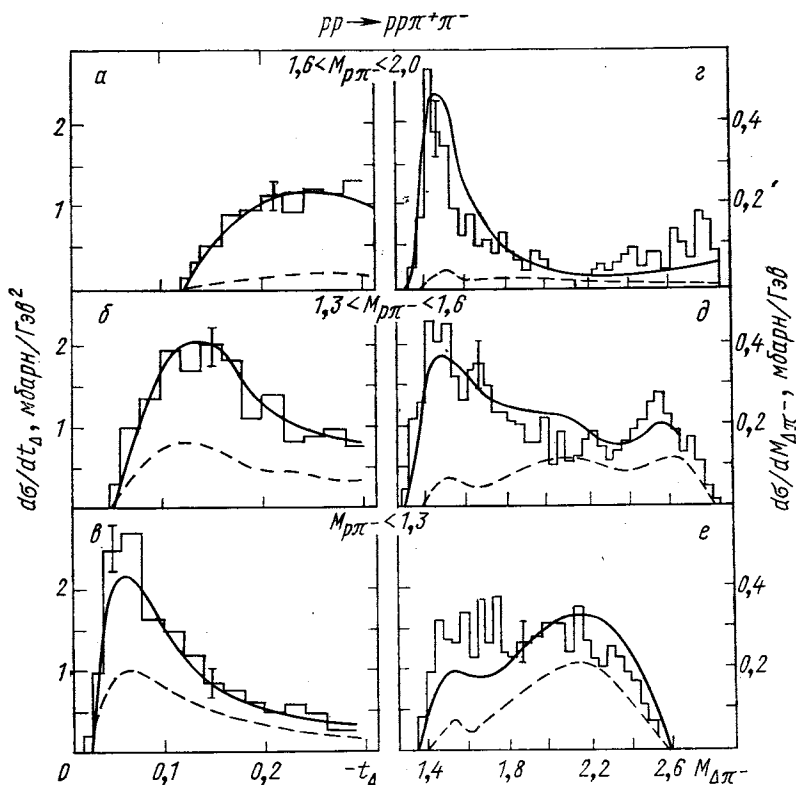


Рис. 18. Зависимость сечения от квадрата импульса, переданного изобаре (а — е), и от массы $M_{\Delta^+\pi^-}$ — (з — е) при различных ограничениях на массу $M_{p\pi^-}$:

----- вклад фоновой комбинации

резонансов). Именно в этой области впервые была построена модель реджеванного одноионного обмена [4]. К этой области относятся в частности, данные, приведенные на рис. 18, а и з. Аналогичные области исследовались при импульсе $12 \text{ Гэв}/c$ (рис. 19, а — в) [19]: $M_{p\pi^-}^2 > 3 \text{ Гэв}^2$; $|t_p| < 1 \text{ Гэв}^2$, $|t| < 0,8 \text{ Гэв}^2$, $1,15 < M_{p\pi^+} < 1,32$ и $28,5 \text{ Гэв}/c$ (см. рис. 19, з — е) [4]: $1,15 < M_{p\pi^+} < 1,35$; $M_{p\pi^-} > 2 \text{ Гэв}$; $|t| < 0,8 \text{ Гэв}^2$.

Все кривые на рис. 19 нормированы на экспериментальные данные. Вклад фоновых комбинаций нигде не выделен, однако

он нигде не превышает 10% и не влияет на качественное поведение кривых. Теоретическое описание выглядит вполне удовлетворительным, хотя асимметрия по азимутальному углу на эксперименте заметно выше.

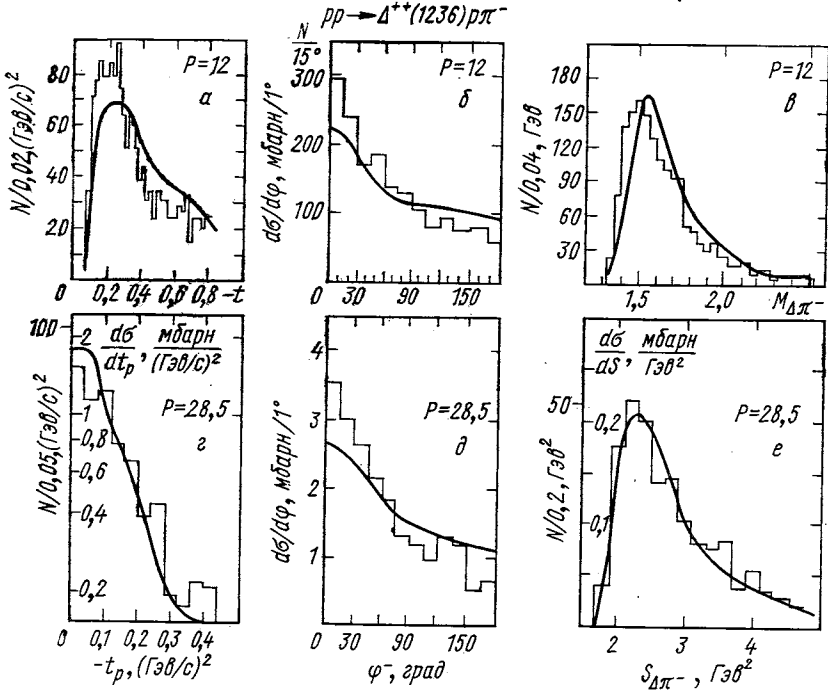


Рис. 19. Зависимость: а — от квадрата импульса, переданного изобаре, δ_1^2 — углу Треймана — Янга в с. ц. и. $p\pi^-$ и е — $M_{p\pi^+\pi^-}$ при импульсе 12 Гэв/с и условиях $1,16 < M_{p\pi^+} < 1,32$ Гэв; $(M_{p\pi^-})^2 > 3$ Гэв²; $|t| < 0,8$ Гэв²; з — t_p ; д — углу Треймана — Янга в с. ц. и. $p\pi^-$; и е — $M^2_{\Delta^+\pi^-}$ при импульсе 28,5 Гэв/с и условиях $1,15 < M_{\pi^+} < 1,35$; $M_{p\pi^-} > 2$ Гэв; $|t| < 0,8$ Гэв²

Описание процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ *

Общие характеристики. Реакция

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p \tag{38}$$

относится к числу наиболее изученных. Эта реакция — один из первых адронных процессов, к описанию которого применяются количественные модели и в основном модель однопионного обмена.

* При написании этого параграфа были использованы расчеты, выполненные Р. М. Лебедевым. Автор выражает глубокую благодарность Р. М. Лебедеву за их предоставление.

Наиболее полно реакция (38) описана в работе [3], в которой показано, что ОРЕ-модель хорошо воспроизводит многие распределения, в том числе по массам пар рождающихся частиц. Основным недостатком работы [3] — отсутствие реджезации π -мезонного обмена, а также плохое описание энергетического хода реакции (38) при низких энергиях.

Модель реджезованного однопионного обмена, позволившая описать полное сечение реакции (38) при импульсе $4,5 \text{ ГэВ}/c$, предложена в работе [25]. Она позволяет описывать общие характеристики реакции, однако в том виде, в котором она сформулирована в работе [25], модель, по-видимому, нельзя распространить на двухреджеонные области реакции (38), существенные при высоких энергиях. Вариант модели реджезованного однопионного обмена, специально предназначенный для описания таких областей, предложен ранее в работе [4] и как бы дополняет вариант, рассмотренный в работе [25].

В дальнейшем при описании реакции (38) в модели OPER будем полностью следовать работе [16]. Основное достоинство нашего подхода — практическое отсутствие свободных параметров. Единственным свободным параметром, появляющимся при переходе от реакции (7) к реакции (38), является параметр c_0 , который найден из условия наилучшего согласия теоретических данных с экспериментальными, и значение его приведено на с. 198.

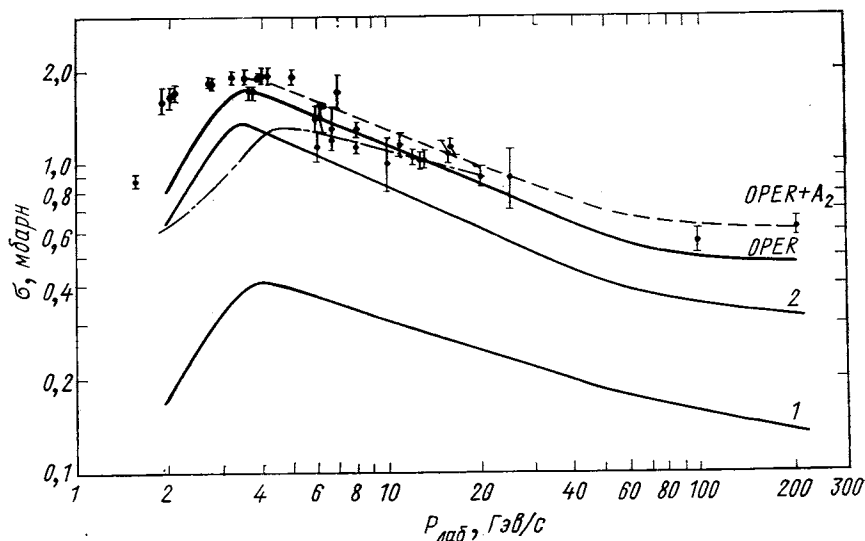


Рис. 20. Энергетический ход сечения реакции (38):

----- — сумма сечения, вычисленная в модели OPER, и сечения рождения A_2 -мезона (0,14 мбарн) [16]; — — — — расчетная кривая в модели Вольфа [3]; 1, 2 — вкладки отдельных диаграмм

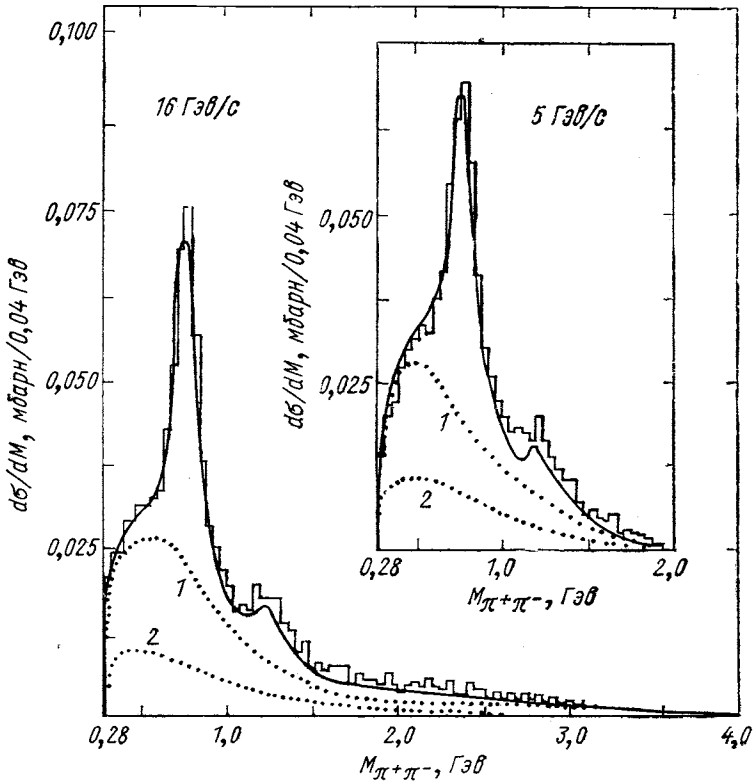
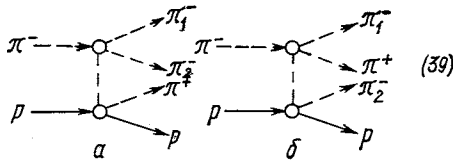


Рис. 21. Распределения по массе $\pi^+\pi^-$ -пары реакции (38):
 1 — вклад фоновых комбинаций; 2 — вклад диаграммы (39, а)

Реакции (38) в модели однопионного обмена соответствуют следующие две диаграммы*:



Амплитуда, соответствующая диаграмме (39, б), получена выше. Аналогично можно получить амплитуду, соответствующую диаг-

* Две другие диаграммы получаются перестановкой двух тождественных π^- -мезонов.

рамме (39, а). Сечение реакции (38) можно вычислить, возводя амплитуды, соответствующие диаграммам (39), в квадрат и пренебрегая их интерференцией.

Энергетический ход реакции (38) приведен на рис. 20. Заметим, что выполнение сечения при высоких энергиях обусловлено наличием вакуумных полюсов в блоках $\pi\pi$ - и πN -рассеяния. Асимптотическое значение сечения реакции (38) сильно зависит

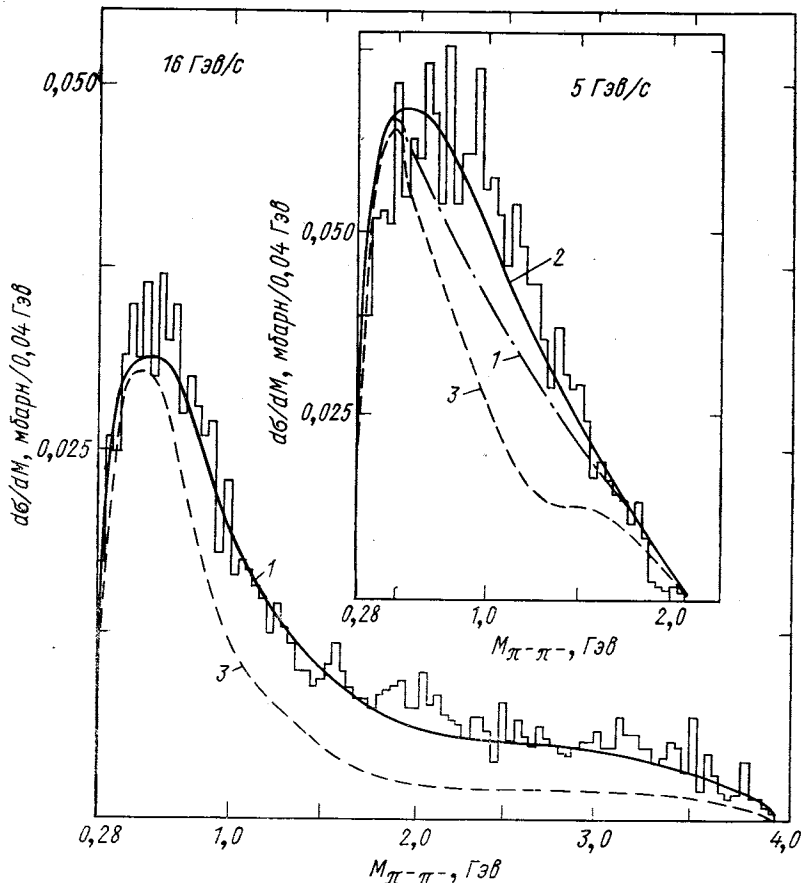


Рис. 22. Распределения по массе $\pi\pi$ -пары в реакции (38):

1 — расчет в модели OPER; 2 — с учетом вклада A_2 -мезона; 3 — вклад диаграммы (39, б)

от предельного значения сечения $\pi\pi$ -рассеяния, которое само известно с большой неопределенностью. При реджевской параметризации амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния, проведенной в работе [12]

и использованной в наших расчетах, асимптотическое значение сечения $\pi\pi$ -рассеяния положено равным 12 мбарн.

Распределения по эффективным массам $\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-$, $\rho\pi^-$, $\rho\pi^-$, $\pi^+\pi^-\pi^-$ -комбинаций при импульсах 5 [16, 26] и 16 Гэв/с [27] сравниваются с расчетными на рис. 21—25. В теоретических распределениях при импульсе 5 Гэв/с учтен вклад от процесса рождения A_2 -мезона (0,14 мбарн). При расчетах вклада A_2 -мезона пред-

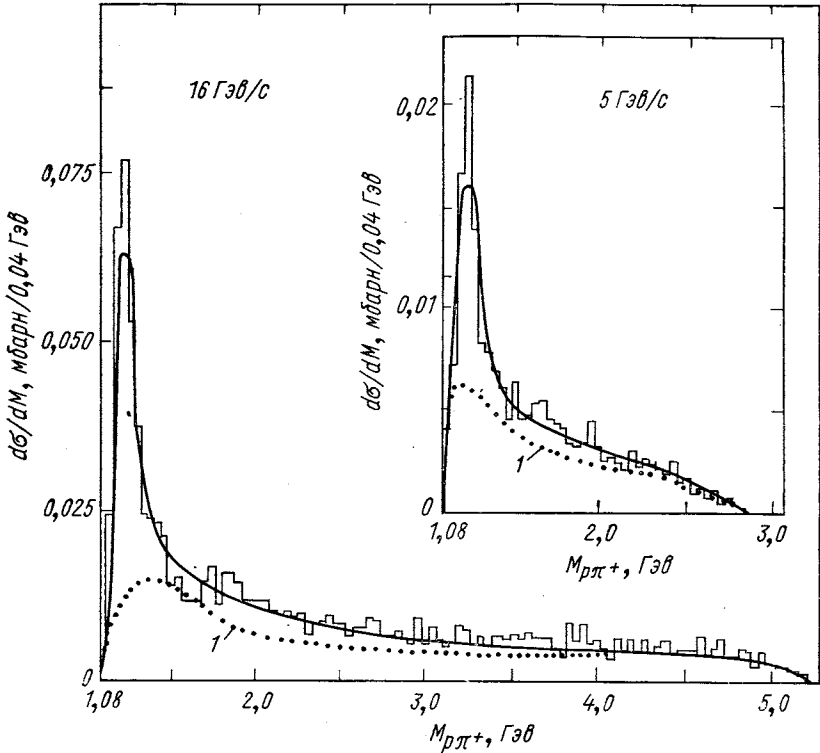


Рис. 23. Распределение по массе $\rho\pi^+$ -пары в реакции (38):
1 — вклад диаграммы (39, б)

полагалось, что он соответствует резонансу в $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системе с квантовыми числами 2^+ , шириной 0,1 Гэв, массой 1,31 Гэв и основным каналом распада на $\rho^0\pi^-$ -систему. Обсудим подробнее каждое из распределений.

$M_{\pi^+\pi^-}$. Два резонанса в этой системе (ρ - и f -мезоны) хорошо воспроизводятся моделью и содержатся в комбинации $\pi^+\pi^+$ диаграммы (39, б). Плечо в районе 0,5 Гэв образуется за счет фоновых комбинаций: $\pi^-\pi^+$ -диаграммы (39, б) и вклада диаграммы (39, а).

$M_{\pi^-\pi^+}$. Вклад диаграммы (39, б) (3) имеет резкий максимум около $0,5 \text{ Гэв}$. A_2 -мезон дает в основном вклад в область $0,5-1 \text{ Гэв}$ (отличие кривой 1 от 2) и заметно улучшает описание экспериментальных данных в этой области. При импульсе 16 Гэв/с модель OPER без учета A_2 -мезона хорошо описывает экспериментальные данные.

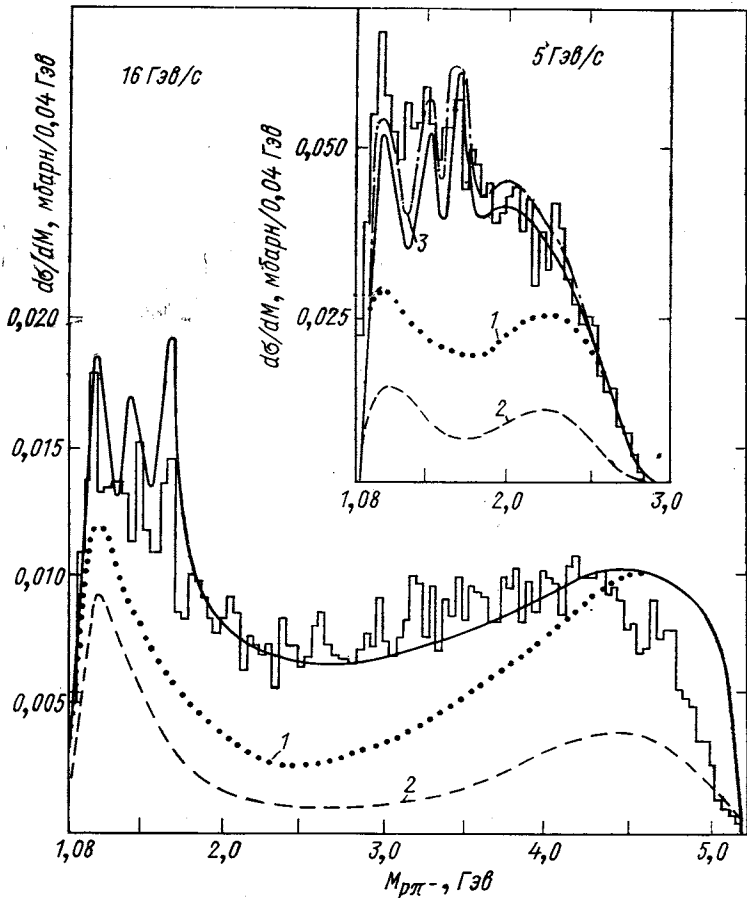


Рис. 24. Распределение по массе $\pi^+\pi^-$ -пары в реакции (38): 1 — суммарный вклад фоновых комбинаций; 2 — вклад комбинации $\pi^+\pi^-$ диаграммы (39, б); 3 — учет рождения A_2 -мезона

$M_{\pi^+\pi^-}$. Резонансный максимум Δ^{++} (1236) содержится во вкладе диаграммы (39, а), фоновая кривая 1, соответствующая вкладу диаграммы (39, б), имеет максимум, лежащий в районе изобары. Из сравнения распределений при 5 и 16 Гэв/с видно, что относи-

тельный вклад фона в районе изобары уменьшается с ростом энергии.

$M_{\pi^+\pi^-}$. Вклад комбинации π_2^+p диаграммы (39, б) содержит три резонансных максимума — Δ^0 (1236), N^* (1520), N^* (1690). На эксперименте существует только указание на наблюдение резонансов N^* (1520) и N^* (1690). Для их более четкого выделения тре-

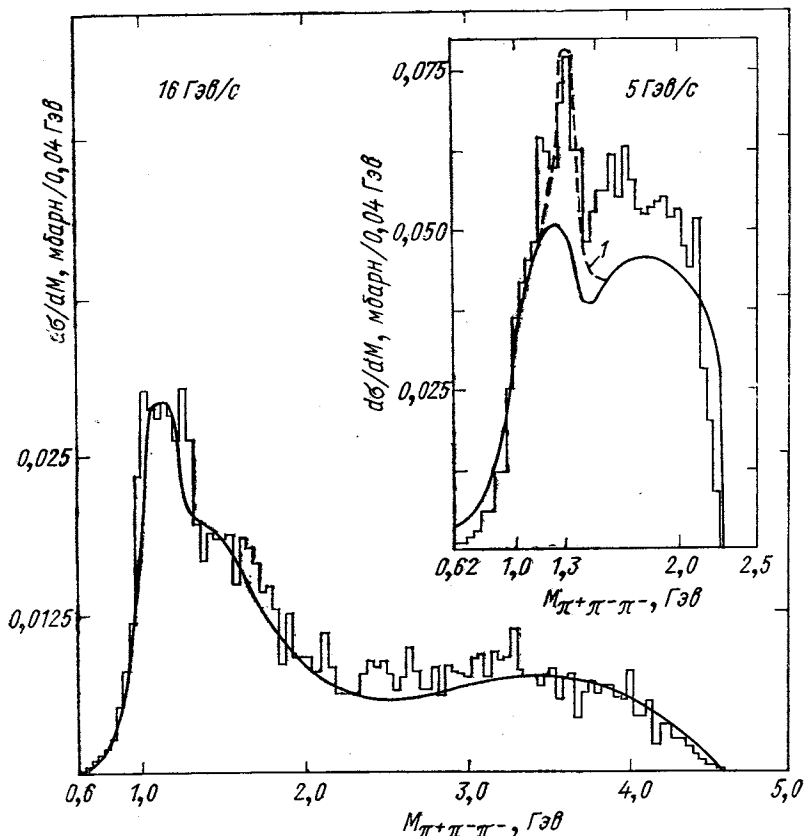


Рис. 25. Распределение по массе $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системы в реакции (38):
1 — учет рождения A_2 -мезона

буется увеличение статистики. Вклады диаграммы (39, а) и комбинации π_1^+p диаграммы (39, б) имеют резкий околороговой максимум (1), который в значительной степени определяет сечение в районе Δ^0 (1236) изобары.

$M_{\pi^+\pi^+\pi^-}$. Модель хорошо воспроизводит максимум в районе так называемого A_1 -мезона (1,1—1,2 Гэв). Происхождение этого максимума аналогично обсуждавшемуся ранее максимуму в $p\pi^+\pi^-$

системе в области $1,7 \text{ Гэв}$ в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$. Подчеркнем, что оба эти максимума количественно описываются при одном и том же наборе параметров. Отличие теоретической кривой от экспериментальной гистограммы на этом рисунке в области $M_{\pi\pi} > 1,5 \text{ Гэв}$, возможно, связано с наличием других механизмов для реакции (38) при низких энергиях. Подчеркнем наличие плеча в теоретической кривой в области A_3 -мезона ($1,6-1,7 \text{ Гэв}$) при импульсе 16 Гэв/с .

Распределения по квадратам переданных импульсов $\pi^+\pi^-$ ($p\pi^-$)- и $\pi^-\pi^-$ ($p\pi^+$)-системам (при импульсе 5 Гэв/с) приведены на рис. 26 и 27. Из рисунков видно, что модель дает распределения несколько более резкие, чем эксперимент.

Кривой 1 на рис. 26 отмечен вклад диаграммы (39, а), а на рис. 27 — вклад диаграммы (39, б). Обе кривые являются как бы фоновыми при экстраполяции экспериментальных данных в положение π -мезонного полюса диаграмм (39, а и б). Как видно из рисунков, рост фоновых кривых в области малых переданных импульсов (особенно на рис. 27) может значительно усложнить экстраполяцию.

Сравнение предсказаний модели с распределениями по продольным импульсам протона и π -мезонов при импульсе 5 Гэв/с приведено на рис. 28. Сечения для положительно заряженных частиц отложены вверх, а сечения для отрицательно заряженных частиц — вниз от горизонтальной оси. Заштрихованная гисто-

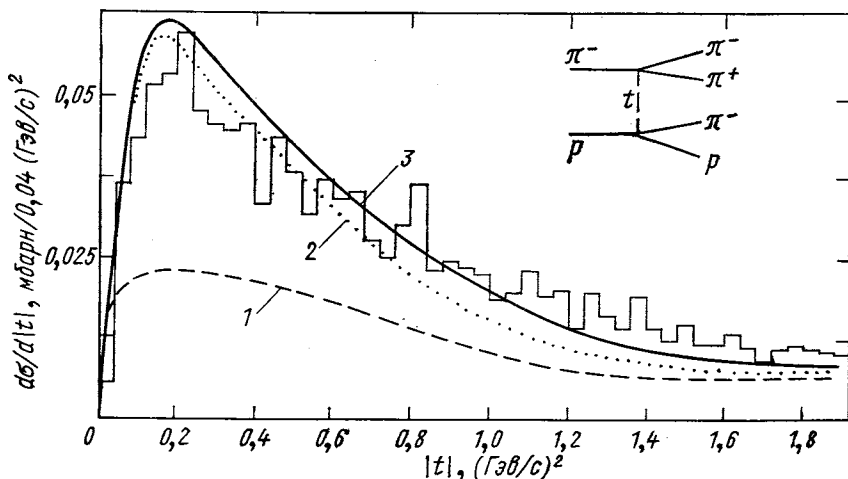


Рис. 26. Распределение по квадрату импульса, переданного $\pi^+\pi^-$ -системе в реакции (38) при импульсе 5 Гэв/с :

1 — суммарный вклад фоновых комбинаций; 2 — результат расчета в модели ОРЕР; 3 — результат расчета с учетом рождения A_3 -мезона

грамма соответствует распределению суммарного заряда. Модель с учетом вклада от распада A_2 -мезона удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Описание областей малых переданных импульсов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$. Изучение механизма реакции. Переходя к более детальному описанию реакции (38), в первую очередь, так же как и при описании реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$, будем интересоваться областями, близкими к положению полюсов отдельных диаграмм (39). Для диаграммы (39, а) в эксперименте [16] при импульсе

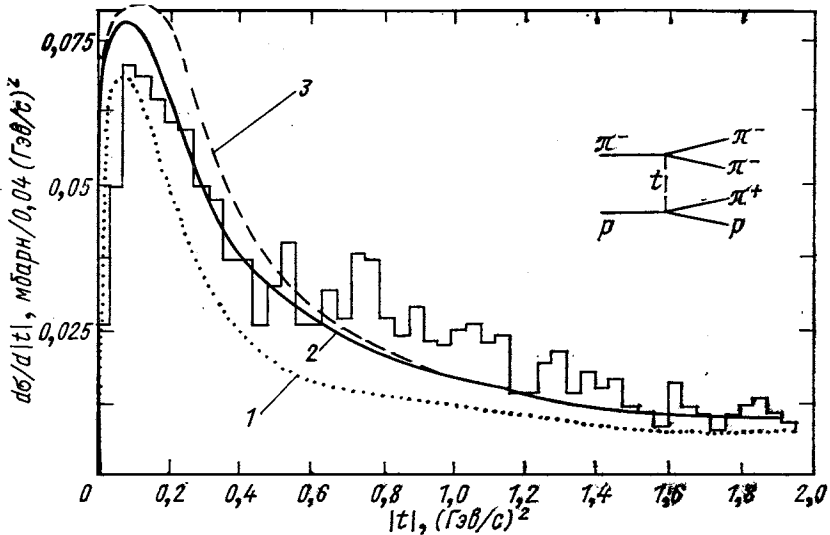


Рис. 27. Распределение по квадрату переданного импульса $\pi^- \pi^- (\pi^+)$ -системе в реакции (38) при импульсе $5 \text{ Гэв}/c$:

1 — суммарный вклад фоновых комбинаций; 2 — результат расчета в модели OPEP; 3 — учет рождения A_2 -мезона

$5 \text{ Гэв}/c$ соответствующая область определяется условием малости переданного импульса $\pi^+ \pi^- (\pi^- \pi^-)$ -системе:

$$|t|_{\pi^+ \pi^-} < 0,4 \text{ Гэв}^2, \quad (40)$$

а для диаграммы (39, б)₁ — условием малости переданного импульса $\pi^+ \pi^- (\pi^- \pi^-)$ -системе:

$$|t|_{\pi^+ \pi^-} < 0,4 \text{ Гэв}^2. \quad (41)$$

Распределение по массе $\pi^+ \pi^-$ -системы при ограничении (40) дано на рис. 29. Вклад диаграммы (39, б) доминирует всюду, за исключением области изобары Δ^{++} (1236). Аналогичное распределение по массе $\pi^+ \pi^-$ -системы при ограничении (41) приведено на рис. 30. Суммарный вклад комбинации $\pi_2^+ \pi^+$ диаграммы (39, б)

и вклад диаграммы (39, а) имеет максимум в районе $0,45-0,5 \text{ Гэв}$ и, по-видимому, завышен в модели. Однако, учитывая, что в этой области заметный вклад дают все амплитуды, соответствующие разным комбинациям $\pi^+\pi^-$ -пар, можно надеяться, что учет интерференции этих амплитуд уменьшит разницу между теоретическими и экспериментальными данными.

Распределения по косинусу полярного угла и азимутальному углу в с. ц. и $\pi^+\pi^-$ -пары при ограничении (41) даны на рис. 31, а и б. Аналогичные распределения в с. ц. и $\rho\pi^+$ -пары при ограничении (40) приведены на рис. 31, в и г. Углы определены в системе координат Готфрида — Джексона совершенно аналогично углам

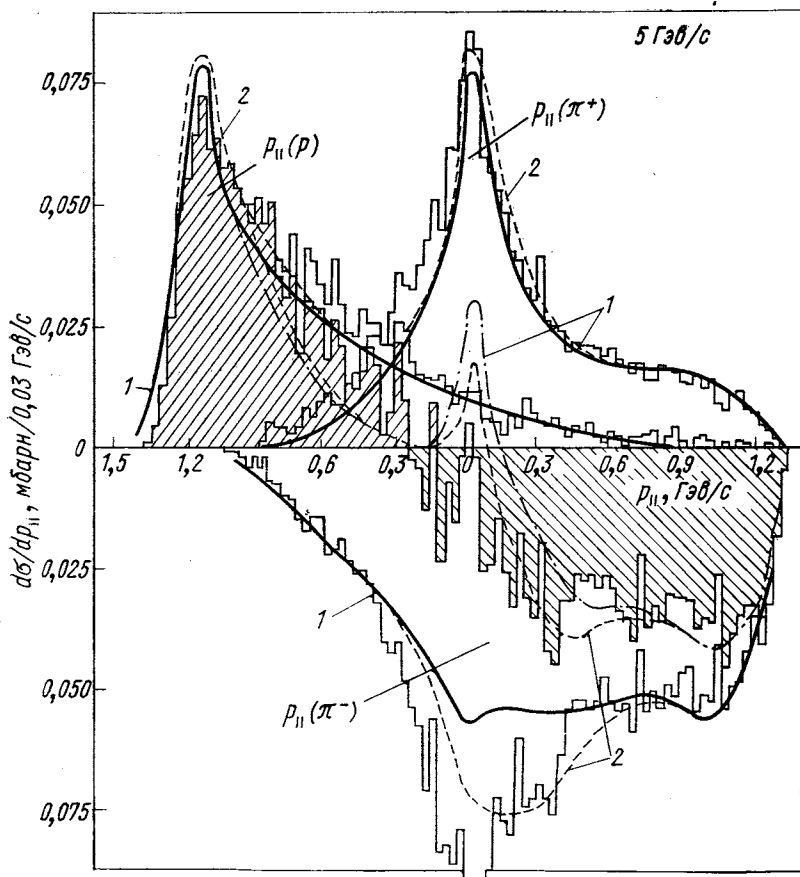


Рис. 28. Распределения по продольным импульсам всех частиц в реакции (38) при импульсе 5 Гэв/c :

1 — результат расчета по модели OPER; 2 — по модели OPER с учетом вклада от распада A_2 -мезона.

θ^+ , φ^+ (θ^- , φ^-), определенным выше. Обсудим подробнее каждое из распределений на рис. 31.

$\theta_{\pi^+\pi^-}$. Вклад фоновой комбинации ($\pi_2^-\pi^+$) диаграммы (39, б) сосредоточен в заднем конусе, в то время как вклад диаграммы

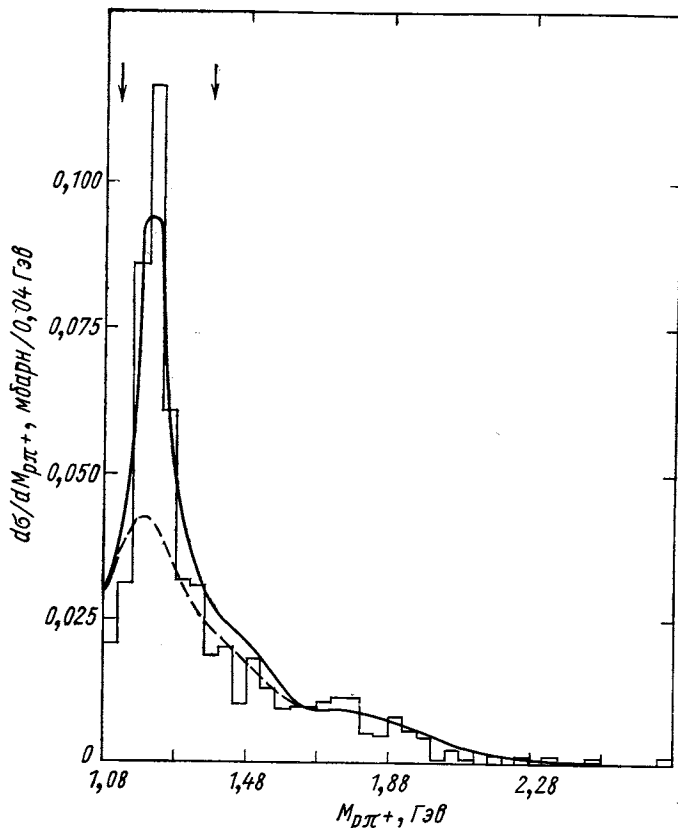


Рис. 29. Распределение по массе $\pi\pi^+$ -системы при ее периферийном рождении ($|t| < 0,4 \text{ Гэв}^2$) [в реакции (38) при импульсе $5 \text{ Гэв}/c$:

----- вклад диаграммы (39, б)

(39, а), наоборот, сосредоточен в переднем конусе. Результирующее распределение имеет практически такую же асимметрию вперед — назад, как и вклад основной комбинации, который равен разности сплошной и пунктирной кривых на рис. 31, а.

$\varphi_{\pi^+\pi^-}$. Основная комбинация практически изотропна — обмен редуцированным ρ -мезоном при данной энергии ведет себя так же, как и обмен элементарным. Изотропен также вклад комбинации

$\pi_2^-\pi^+$ диаграммы (39, б). Асимметрию распределения определяет вклад диаграммы (39, а).

$\theta_{p\pi^+}$. Фоновая комбинация [вклад диаграммы (39, б)] доминирует и определяет большую асимметрию распределения.

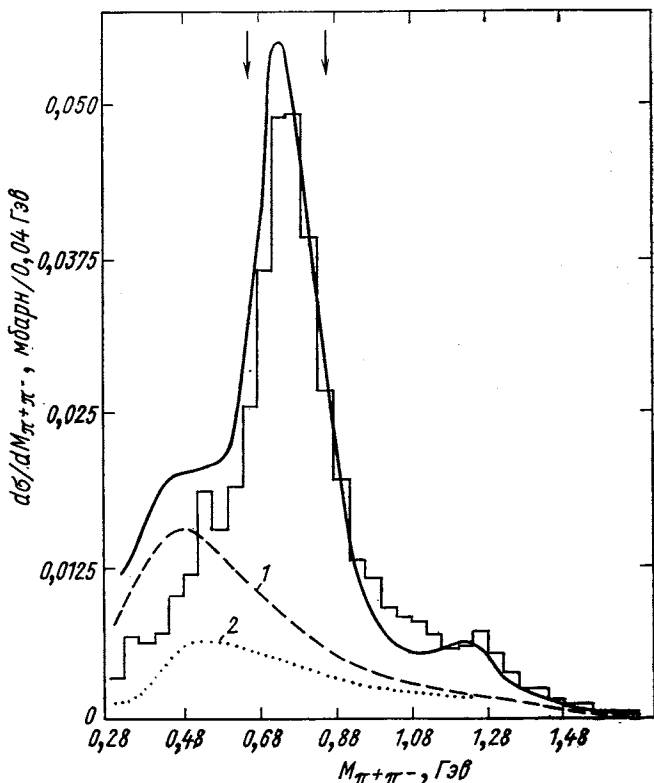


Рис. 30. Распределение по массе $\pi^+\pi^-$ -пары при ее периферическом рождении ($|t| < 0,4 \text{ Гэв}^2$) в реакции (38) при импульсе $5 \text{ Гэв}/c$:

1 — суммарный вклад фоновых комбинаций диаграмм (39, а и б);
2 — вклад диаграммы (39, а)

$\Phi_{p\pi^+}$. Основная комбинация так же, как и в случае $\Phi_{\pi^+\pi^-}$, изотропна. Фоновая комбинация имеет характерный максимум в районе 60° . Отметим, что, как этого и следовало ожидать, вклад фоновой комбинации в рассматриваемой реакции качественно совпадает с аналогичным вкладом в реакции $pp \leftarrow p\pi^-\Delta^{++}$ (1236), отмеченным на рис. 14 пунктирной кривой.

На рис. 32 приведены распределения, аналогичные изображенным на рис. 31, но с дополнительным отбором по массе $\pi^+\pi^-$ -системы в области ρ -мезона (а, б) и по массе $\rho\pi^+$ -системы в области

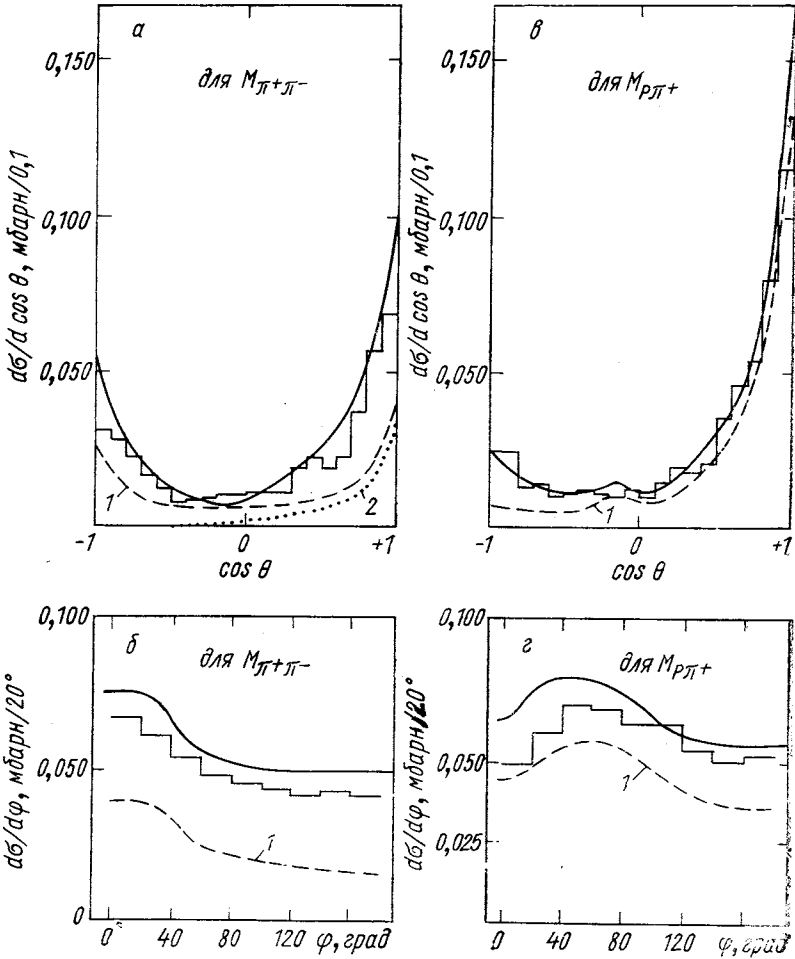


Рис. 31. Распределения по угловым переменным распада $\pi^+\pi^-$ - (а и б) и $\rho\pi^+$ - (в и г) систем при периферическом рождении ($|t| < 0,4 \text{ Гэв}^2$) в их с. ц. и. в реакции (38) при импульсе $5 \text{ Гэв}/c$:

1 — суммарный вклад фоновых комбинаций; 2 — вклад диаграммы (39, а)

Δ^{++} -изобары (в, г). Наиболее существенное изменение претерпевает вклад фоновых комбинаций. Он уменьшается до 15% в области ρ -мезона и примерно до 60% в области изобары. Общий характер

распределений в то же время меняется мало. Кривые, аналогичные рис. 32, а и б (без разделения вклада от различных диаграмм), были получены в работах [25, 28, 29] при анализе реакции (38) при импульсах 4,5 и 3,9 Гэв/с в моделях, близких к использованной нами при низких энергиях.

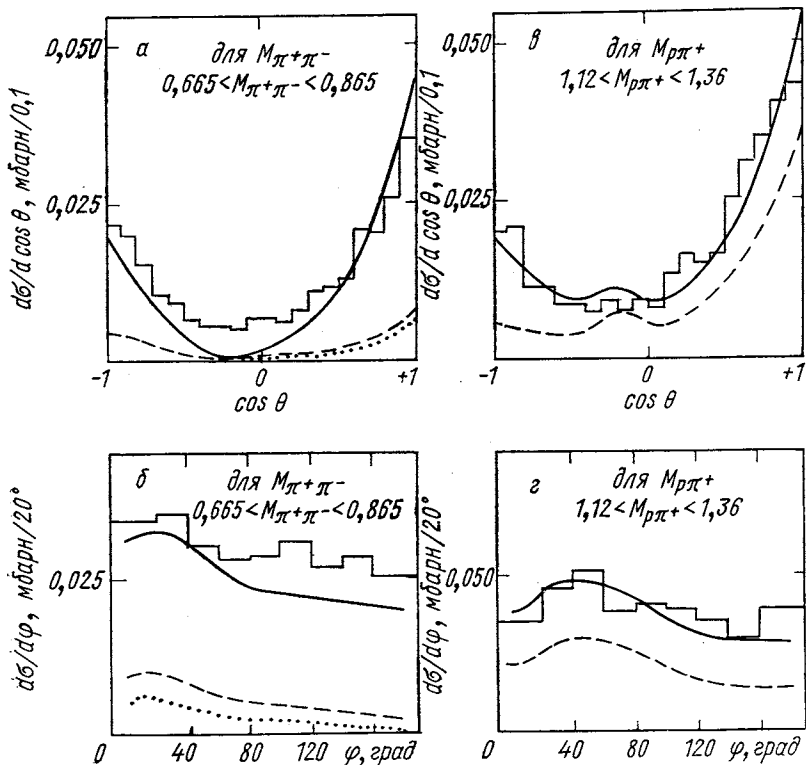


Рис. 32. То же, что и на рис. 31, с дополнительным ограничением на массы $\pi^+\pi^-$ и $\rho^+\pi^+$ -систем

В случае периферийного рождения системы двух π -мезонов на π -мезонном пучке наиболее опасным конкурентом π -мезонному обмену, по-видимому, является обмен траекторией с естественным соотношением спин — четность и отрицательной G -четностью (A_2 -траектория). Можно убедиться, что угловые распределения в с. ц. и. пары π -мезонов в этом случае должны быть пропорциональны $\sin^2(\theta_{\pi^+\pi^-}) \sin^2(\varphi_{\pi^+\pi^-})$. Экспериментальные распределения, приведенные на рис. 31, а, б и 32, а, б, противоречат этой функции. Оценка возможного вклада такой функции в эти распределения показывает, что он не превышает 10%.

Таким образом, при рождении $\pi^+\pi^-$ и $p\pi^+$ -систем в области малых передаваемых импульсов [$|t| < 0,4$ ($\text{Гэв}/c$)²] так же, как и при рождении $p\pi$ -пар в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$, доминирует однопионный обмен.

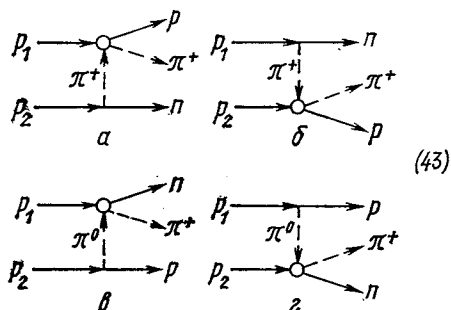
Описание процесса $pp \rightarrow p\pi^+n$

Реакция



является основной при нахождении единственного оставшегося неизвестным параметра R_1^2 , который описывает зависимость от схода с массовой поверхности обмениваемого π -мезона в одноблочных графиках. Во всех расчетах примем $R_1^2 = 1,9$ Гэв^{-2} .

Анализ экспериментальных данных по реакции (42) будем проводить в новом варианте модели (см. выше) с помощью следующих диаграмм:



Матричный элемент, соответствующий диаграмме (43, а), приведен выше. Амплитуды, соответствующие остальным графикам, записываются аналогично. Сечение реакции (42), просуммированное по спинам нуклонов, будем получать, суммируя квадраты модулей соответствующих амплитуд. Интерференция между диаграммами (43, а и в) [(43б и г)] отсутствует из-за различной спиновой структуры амплитуд, а остальные интерференционные члены малы в силу того, что области изменения переданных импульсов, в которых различные диаграммы велики, не перекрываются.

Энергетический ход сечения реакции (42) дан на рис. 33. Как видно из рисунка, при низких и средних энергиях ($p_{\text{лаб}} < 30$ $\text{Гэв}/c$) оба варианта мало отличаются друг от друга. Критическим является эксперимент, выполненный на встречных кольцах [30] при $\sqrt{s} = 53$ Гэв ($p_{\text{лаб}} \approx 1500$ $\text{Гэв}/c$). Новый вариант модели дает сечение при этой энергии, совпадающее с верхней границей погрешности его экспериментального значения, тогда как сечение,

полученное в старом варианте, превышает его примерно в 2,5 раза. Полное сечение, как обычно, выполаживается с ростом энергии, что вызвано вкладом вакуумного полюса в блок виртуального π^+p -рассеяния. Относительный вклад диаграмм с перезарядкой резко падает с ростом энергии, достигая максимального значения (примерно 15%) при низких энергиях.

Распределение по массе $M_{p\pi^+}$ при импульсах 6,6 [31] и 12 Гэв/с [32] дано на рис. 34. Теоретические кривые соответствуют сечению

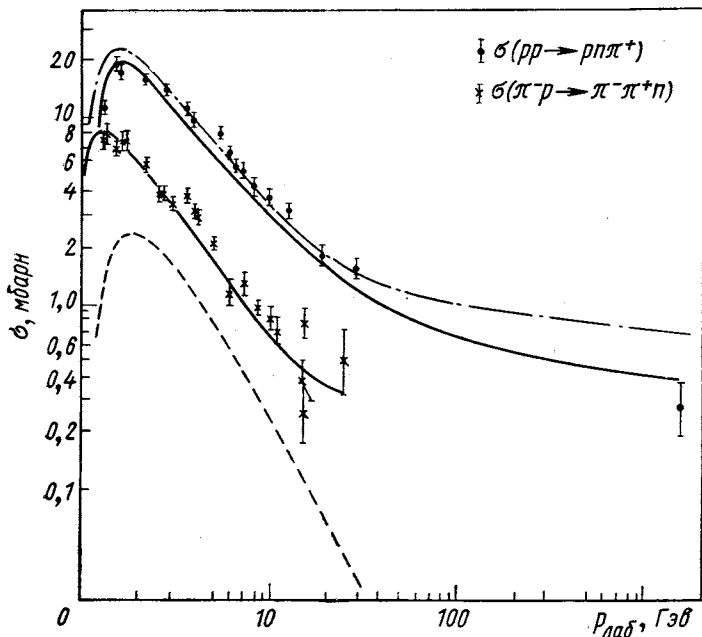


Рис. 33. Энергетический ход сечений реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$:

— вклад диаграмм с блоком перезарядки (43, в и г); — — — старый вариант модели; ————— новый вариант модели

упругого π^+p -рассеяния и содержат два резонанса Δ^{++} (1236) и Δ^{++} (1960). Малое значение теоретической величины сечения рождения изобары Δ^{++} (1236) при импульсе 12 Гэв/с, по-видимому, связано с увеличением вклада с ростом энергии ρ - и A_2 -траекторий, лежащих на плоскости Чу — Фрауччи выше π -мезонной. То же распределение при трех ограничениях на переданный импульс $p\pi^+$ -системе: $|t_{p\pi^+}| < 0,1 \text{ Гэв}^2$, $0,1 < |t_{p\pi^+}| < 0,4 \text{ Гэв}^2$, $0,4 < |t_{p\pi^+}| < 1 \text{ Гэв}^2$ — приведено на рис. 35. Как видно из рисунка, скорость падения сечения с ростом переданного импульса уменьшается при увеличении массы $p\pi^+$ -системы. Такая

зависимость непосредственно следует из вида форм-фактора F_1 (21). Эффективный показатель экспоненты в этой формуле логарифмически падает с ростом массы блока (около $-\ln S_1$). Скачок в теоретическом распределении при массе 2 Гэв связан с разной параметризацией амплитуды упругого πN -рассеяния при низких и высоких энергиях (см. приложение).

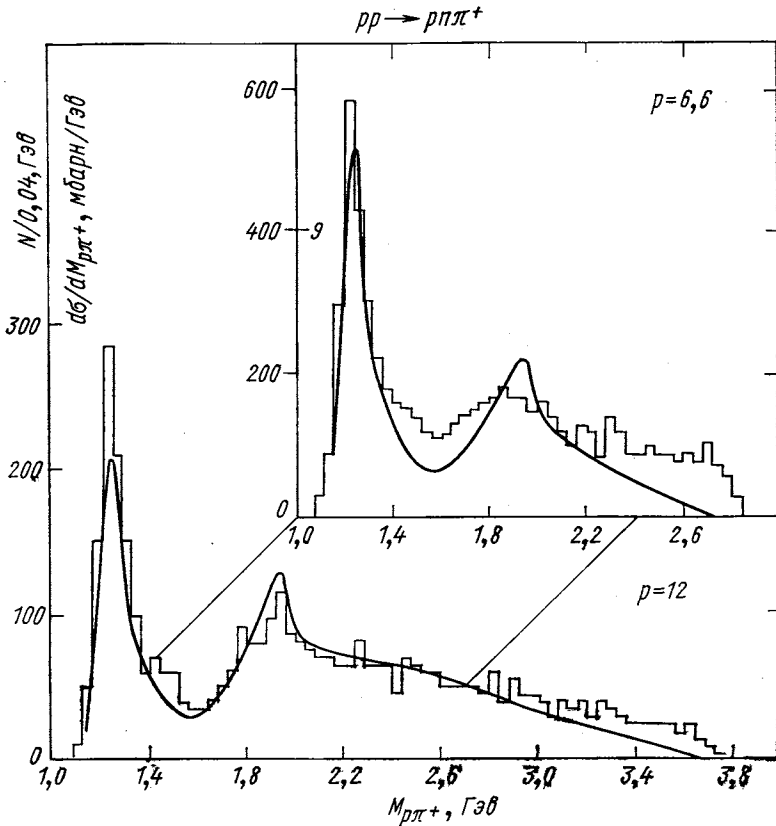


Рис. 34. Распределения по массе $\pi\pi^+$ -системы в реакции (42)

Распределение по массе $\pi\pi^+$ -системы приведено на рис. 36, а, б ($p = 12$ [31], $6,6 \text{ Гэв/с}$ [32]) и на рис. 36, в, г ($p = 28,5 \text{ Гэв/с}$, $0,02 < |t_{n\pi^+}| < 0,8 \text{ (Гэв/с)}^2$ [33]; $\sqrt{s} = 53$, $0,05 \text{ Гэв}^2 < |t_{n\pi^+}|$ [30]) *. Теоретические кривые содержат околопороговый максимум

* Теоретическая кривая нормирована на экспериментальную гистограмму по площади.

(в области 1,2—1,3 Гэв). Происхождение его аналогично происхождению максимума в $p\pi^+\pi^-$ -системе в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ в области $M_{p\pi^+\pi^-} \approx 1,7$ Гэв и максимума, имеющего название A_1 -мезона

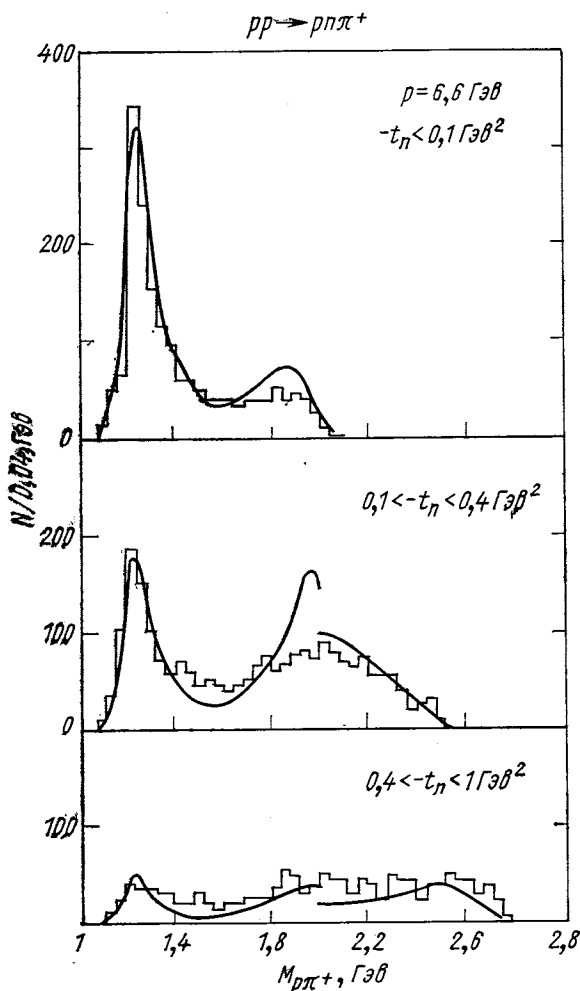


Рис. 35. То же, что на рис. 34, при разных переданных импульсах $p\pi^+$ -системе t_n

в $\pi^-\pi^+\pi^+$ -системе в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+p$, обсуждавшихся ранее. Кроме указанного окологорогового максимума на эксперименте наблюдается рождение изобар в области $M_{\pi^+\pi^+} \sim 1,4$ —1,7 Гэв, не содержащихся в модели, относительный вклад кото-

рых в сечении не вымирает с ростом энергии. Изменение спектра по массе $M_{n\pi^+}$ с ростом переданного импульса приводится на рис. 37. Из рисунка видно, что околопороговый максимум рождается в основном при $|t_p| < 0,1$ ($\text{Гэв}/c$)², тогда как резонансы при больших значениях переданного импульса. Представив зависимость распределения по массе $M_{n\pi^+}$ от переданного импульса

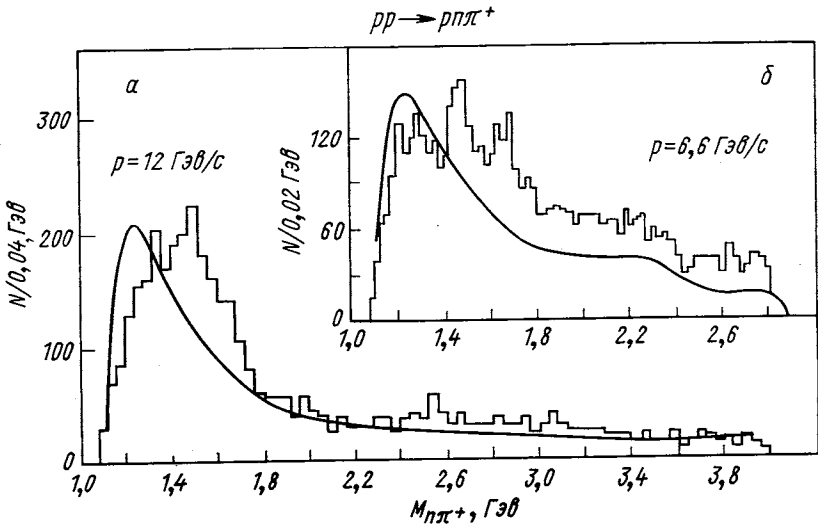


Рис. 36. Распределения по массе $n\pi^+$ -системы в реакции (42) при импульсах 6,6; 12; 28,5 ($0,06 < t_p < 1$); 1500 Гэв ($|t_p| > 0,05 \text{ Гэв}^2$)

в экспоненциальном виде $d^2\sigma/dtdM_{n\pi^+} \sim \exp [B (M_{n\pi^+}) t]$, будем интересоваться величиной $B (M_{n\pi^+})$. Сравнение экспериментального значения этой величины с теоретически вычисленными при импульсе 6,6 $\text{Гэв}/c$ приведено на рис. 38. Несмотря на сильное падение показателя с ростом массы (примерно в 3 раза), наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией.

Распределения по квадрату переданного импульса от начального протона к конечному, проинтегрированные по всей области масс $n\pi^+$ -системы, приведены на рис. 39. Имеем сильное сужение конуса с ростом энергии, которое в модели более сильное, чем наблюдаемое на эксперименте. Это, в частности, вызвано тем, что при параметризации амплитуды nN -рассеяния для наклона вакуумного полюса принималось значение $\alpha'_p = 0,5 \text{ Гэв}^{-2}$ (см. приложение), тогда как в последних экспериментах при энергиях больших 100 Гэв было получено значение $\alpha'_p = 0,2 \div 0,3 \text{ Гэв}^{-2}$ [34].

Важным распределением с точки зрения проверки и формулировки модели является распределение по квадрату переданного

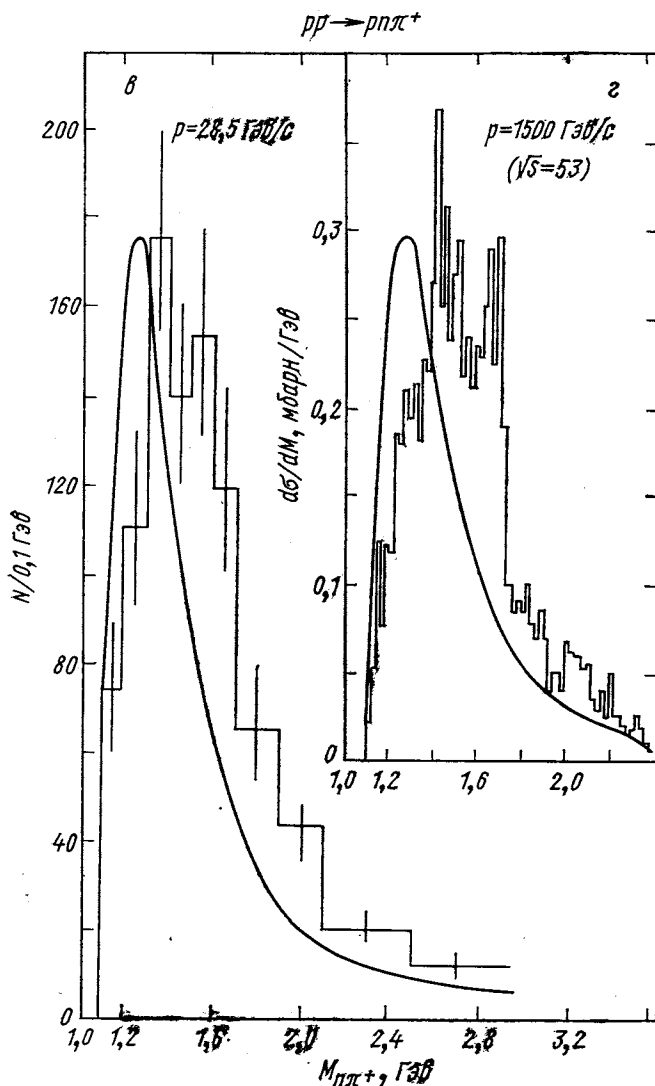


Рис. 36, а и б.

импульса от протона к нейтрону $-t_n$. Это распределение приведено на рис. 40 при нескольких энергиях и разных ограничениях

Рис. 37. То же, что на рис. 36, при разных переданных импульсах $\pi\pi^+$ -системы (t_p) и импульсе $6,6 \text{ Гэв}/c$

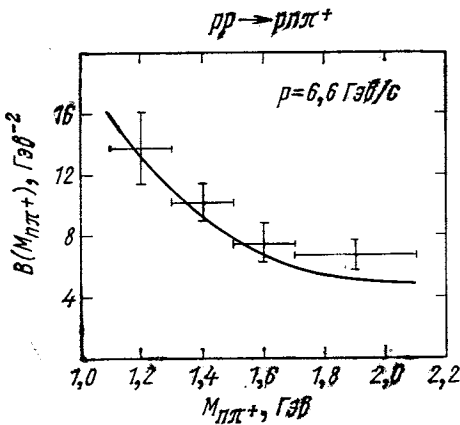
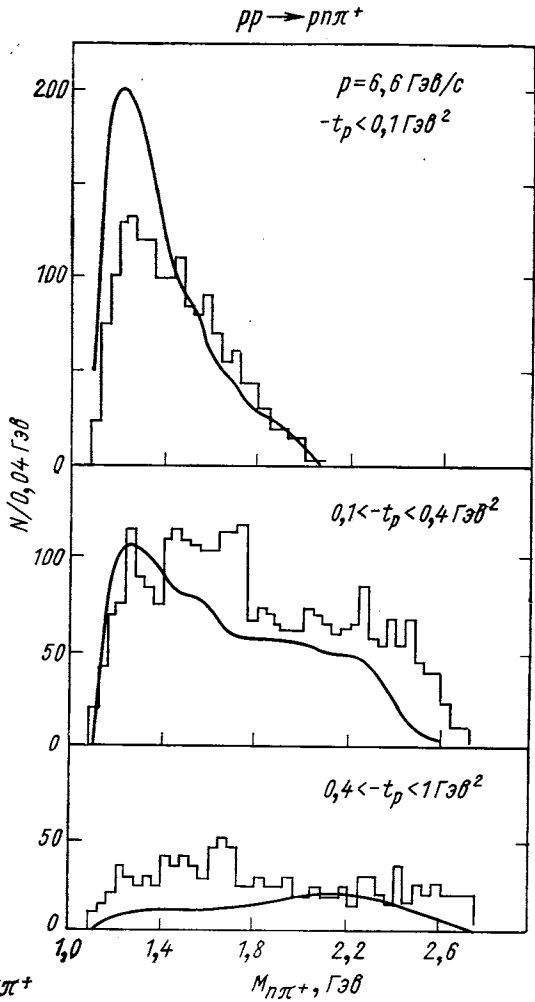


Рис. 38. Зависимость наклона конуса при рождении $\pi\pi^+$ -системы от ее массы в реакции (42) при импульсе $6,6 \text{ Гэв}/c$

на массу $p\pi^+$ -системы. Так как относительный вклад диаграмм с блоком перезарядки мал и быстро убывает с ростом энергии, сечение в области малых переданных импульсов $|t_n| \approx \mu^2 \div 2\mu^2$

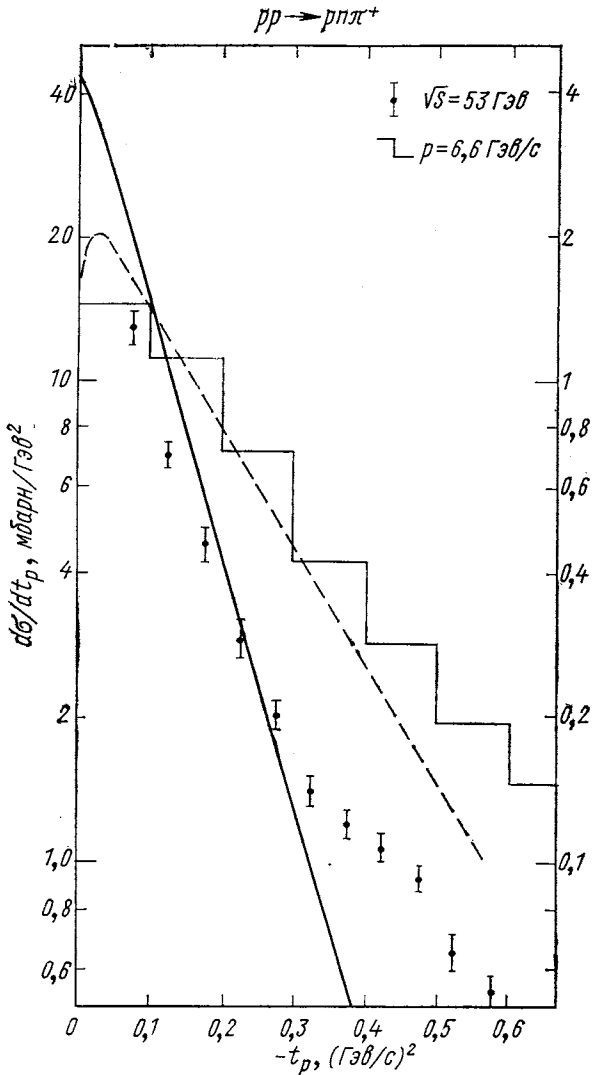


Рис. 39. Распределения по квадрату импульса, переданного $p\pi^+$ -системе в реакции (42): левая шкала относится к данным при импульсе 6,6 Гэв/с, правая — к энергии $\sqrt{s} = 5.3 \text{ Гэв}$

определяется полюсными значениями амплитуд, соответствующих диаграммам (43 а и б), не зависит от параметров модели и предсказывается абсолютным образом. С другой стороны, поведение сечения в области больших переданных импульсов наиболее прямым

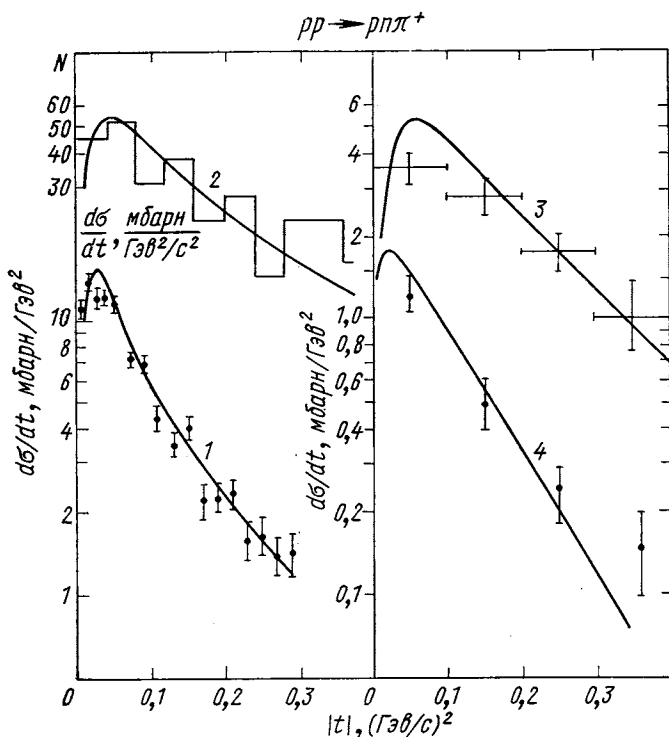


Рис. 40. Распределения по квадрату импульса, переданного $p\pi^+$ -системе в реакции (42):

1 — $p = 6,6$ Гэв/с, $M_{\pi^+p} 1,4$ Гэв [40]; 2 — $p = 28,5$ Гэв/с, $M_{p\pi^+} > 2$ Гэв; $0,06 < |t_p| < 1$ Гэв² [4]; 3 — $p = 10$ Гэв/с, $M_{p\pi^+} > 1,325$ Гэв [41]; 4 — $p = 19$ Гэв/с, $1,54 < M_{p\pi^+} < 2,05$ Гэв [42]

образом зависит от свободного параметра модели R_1^2 и позволяет определить его с наибольшей точностью.

Характерная особенность экспериментальных данных при высокой энергии — наличие значительной асимметрии в распределении по азимутальному углу Треймана — Янга в π^+p -системе покоя. Этот угол определяется аналогично углу ϕ^+ в формуле (33). Распределения по этой величине приведены на рис. 41. В модели наблюдаемая асимметрия получается в результате наличия мно-

жителя $(k_1^2 + \mu^2)^{\alpha_{\pi}(t)}$ в форм-факторе (22). Причем в полном соответствии с этой формулой асимметрия растет с увеличением переданного импульса (см. рис. 41).

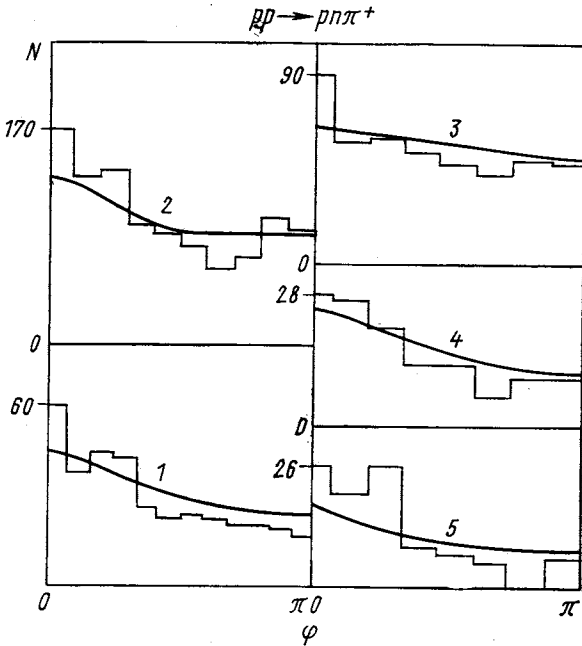


Рис. 41. Распределение по углу Треймана — Янга в с. ц. и. $p\bar{p} \rightarrow p\pi^+\pi^+$ -пары в реакции (42):

1 — $p = 28,5 \text{ ГэВ/с}$, $M_{p\pi^+\pi^+} > 2 \text{ ГэВ}$, $|t| < 0,8 \text{ ГэВ}^2$, $0,06 < <|t_p| < 1 \text{ ГэВ}^2$ [4]; 2 — $p = 7 \text{ ГэВ/с}$ [43]; 3 — $p = 7 \text{ ГэВ/с}$, $0 < |t| < 0,2 \text{ ГэВ}^2$; 4 — $p = 7 \text{ ГэВ/с}$, $0,2 < |t| < 0,4 \text{ ГэВ}^2$; 5 — $p = 7 \text{ ГэВ/с}$, $0,2 < |t| < 0,4 \text{ ГэВ}^2$ (теоретическая кривая нанесена в масштабе 1 : 3) [43]

3. О ПРОЦЕССАХ, НЕ РАССМОТРЕННЫХ В ДАННОЙ СТАТЬЕ

Кроме подробного описания рассмотренных выше процессов в приведенном варианте модели OPER без введения дополнительных свободных параметров была вычислена энергетическая зависимость сечений следующих процессов:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n; \tag{44}$$

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- p; \tag{45}$$

$$\bar{p} p \rightarrow \bar{p} p \pi^+ \pi^-. \tag{46}$$

Сечение реакции (44) приведено на рис. 33, а сечение реакции (45) и (46) — на рис. 42. Подробное описание реакции (44) дано в работах [12, 13] в старой формулировке модели (см. выше). В этих работах было показано, что при импульсах $p \leq 25$ Гэв/с модель хорошо

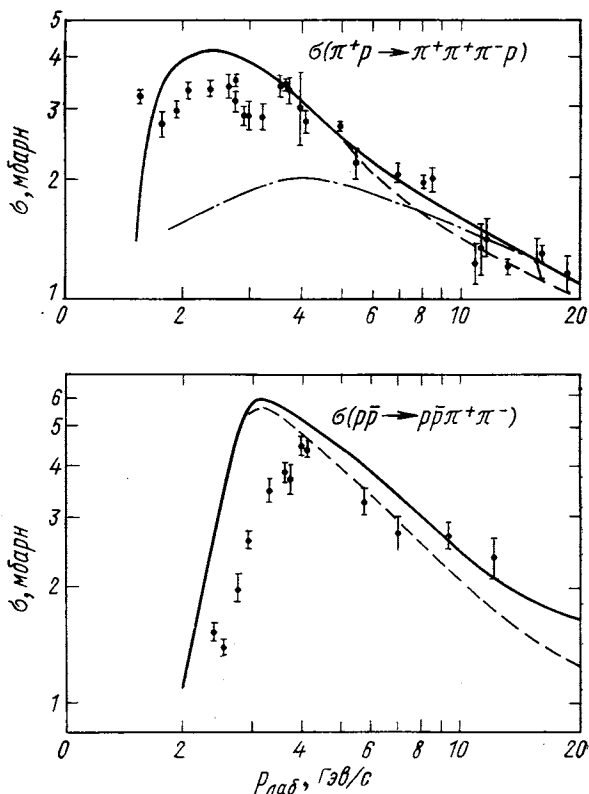


Рис. 42. Энергетический ход сечения реакций $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p$ и $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$:
 — — — вклады основных диаграмм, содержащих блоки $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^+\pi^+$ -рассеяния для реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p$ и блоки $\pi^+\pi^-$ - и π^-p -рассеяния для реакции $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$;
 - - - - расчет в модели Вольфа [3]

количественно описывает основные характеристики этой реакции: распределения по массам $\pi^+\pi^-$, π^-n , π^+n -пар; распределения по переданным импульсам и угловые распределения в с. ц. и. $\pi^+\pi^-$ -пары. Напомним, что при этих энергиях нет оснований ожидать различия при описании реакции (44) в старой и новой формулировках модели.

Реакции (45) и (46) подробно в модели OPER не рассматривались, хотя в большинстве экспериментальных работ производилось описание отдельных характеристик этих процессов в различных модификациях модели ОРЕ. Эти реакции отличаются от всех рассмотренных ранее тем, что в сечениях этих процессов большой вклад дают квазидвухчастичные области $\pi^+p \rightarrow \rho^0\Delta^{++}$ и $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{++}$. Квазидвухчастичная область наиболее далека от области трехрежеонной кинематики. В результате в процессах (45) и (46) особенно при низких энергиях можно ожидать наибольшего отклонения теоретических расчетов от экспериментальных данных. В частности, с этим, по-видимому, связано плохое описание сечения реакции (46) при импульсах $p_{\text{лаб}} < 4 \text{ Гэв}/c$.

В заключение заметим, что экспериментальное и теоретическое изучение реакции (44), а также других процессов рождения одного π -мезона показало, что одноопионный обмен доминирует только в тех реакциях, в которых происходит перезарядка протона (или нейтрона) мишени. В противоположном случае, т. е. в процессах типа $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^0 p$, $pp \rightarrow p\pi^0 p$ и т. д., вклад одноопионного обмена не превышает вклада траекторий с естественным соотношением спин — четность (A_2, ρ, ω, p'). В отличие от этого во всех изученных процессах рождения двух π -мезонов обмен π -мезонной траекторией доминирует.

4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФОРМ-ФАКТОРОВ

Как видно из формул (176) и (22), форм-факторы F_2 и F_1 являются довольно сложными функциями различных кинематических переменных, что затрудняет их количественный анализ. Произведем здесь численный анализ форм-фактора F_2 как наиболее сложного. Будем изучать форм-фактор F_2 и эффективный показатель экспоненты в формуле (176) — λ . Так как для вклада вакуумного полюса в блоки $\pi\pi$ - и πN -рассеяния существует дополнительная зависимость от схода с массовой поверхности t , приведенная в (176), будем анализировать форм-фактор в двух областях: при низкой энергии, при которой вакуумные полюса не существенны, и при высокой, в которой используем амплитуду, содержащую в одном из блоков только вакуумный полюс. Обозначим λ_R показатель экспоненты в (176):

$$\lambda_R = R_2^2 + \alpha'_\pi \ln \left(\frac{s}{s_0} \frac{\kappa_1^2}{s_1} \frac{\kappa_2^2}{s_2} \right). \quad (47)$$

Введем также следующие величины:

$$\lambda_p = \lambda_R + R_p^2 F_R = \exp [\lambda_R (t - \mu^2)]; \quad (48)$$

$$F_p = \exp [\lambda_p (t - \mu^2)]. \quad (49)$$

Представляет интерес вычислить средние значения форм-факторов и показателей:

$$\bar{F}_i = \int |\bar{M}|^2 F_i d\tau / \int |\bar{M}|^2 d\tau; \quad (50)$$

$$\bar{\lambda}_i = \int |\bar{M}|^2 \lambda_i d\tau / \int |\bar{M}|^2 d\tau, \quad i = R, P. \quad (51)$$

Интегрирование в (50) и (51) ведется по всему фазовому объему реакции (7). Вычисление \bar{F}_R и $\bar{\lambda}_R$ производится при импульсе $6,6 \text{ Гэв}/c$, а в качестве матричного элемента используется амплитуда, соответствующая диаграмме (6, а). Вычисление \bar{F}_P и $\bar{\lambda}_P$ ведется при импульсе $205 \text{ Гэв}/c$ с тем же матричным элементом, причем в амплитуде упругого π^-p -рассеяния, соответствующей нижнему блоку, был оставлен только вклад вакуумного полюса. Для средних значений получены следующие значения: $\bar{F}_R = 2,46$, $\bar{\lambda}_R = -1,33 \text{ Гэв}^{-2}$, $\bar{F}_P = 1,04$, $\bar{\lambda}_P = 0,17 \text{ Гэв}^{-2}$.

Кроме интегральных средних значений представляет интерес получить распределения этих величин в зависимости от тех же переменных, от которых изучалось дифференциальное сечение реакции (7), а именно: масс $p\pi^+$, $p\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ -пар, массы $p\pi^+\pi^-$ -системы и переданным импульсам t и t_p . Эти распределения приведены на рис. 43. При этом под распределением по t , например, подразумевается следующий интеграл:

$$\bar{F}_i(t) = \frac{\int |\bar{M}|^2 F_i d\tau'}{\int |\bar{M}|^2 d\tau'} \bar{\lambda}_i(t) = \frac{\int |\bar{M}|^2 \lambda_i d\tau'}{\int |\bar{M}|^2 d\tau'}, \quad i = R, P. \quad (52)$$

В (52) интегрирование ведется по всему фазовому объему реакции (1) при фиксированном значении t .

Анализируя полученные результаты, прежде всего следует заметить, что при низких энергиях форм-факторы всюду растут, тогда как при высокой энергии форм-фактор всюду близок к единице. Появление растущих форм-факторов необходимо для описания полного сечения двухблочных реакций и является отличительной чертой модели реджезованного π -мезонного обмена. Следует отметить, что растущие форм-факторы могли появиться и в моделях типа использованной Вольфом [3] за счет растущих по t множителей, учитывающих сход с массовой поверхности парциальных амплитуд упругого πN -рассеяния:

$$f_i(t) = (q(t)/q(\mu^2))^l f_i(\mu^2); \quad (53)$$

здесь $q(\mu^2)$ ($q(t)$) 3 -импульс π -мезона на (вне) массовой поверхности π -мезона.

Обсудим некоторые детали рис. 43. Сильному увеличению форм-фактора F_2 в области больших масс на рис. 43, а и б соот-

ветствует увеличение в этой области средних переданных импульсов. Уменьшение показателей λ_R и λ_p в пороговой области на рис. 43, *в* и *г* способствует появлению кинематических пиков

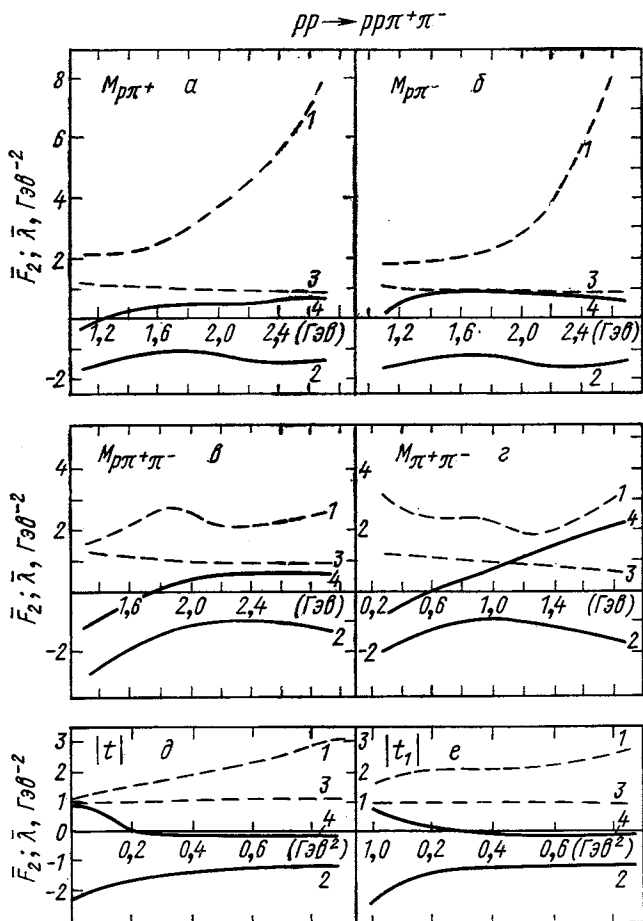


Рис. 43. Характерные распределения средних значений форм-фактора F_2 (F_R и F_p , кривые 1 и 3) и эффективного показателя экспоненты в форм-факторе F_2 (λ_R и λ_p , кривые 2 и 4)

в районе $1,7 G\theta\theta$ по массе $p\bar{p}\pi^+\pi^-$ -системы и в районе $0,5 G\theta\theta$ по массе $\pi^+\pi^-$ -пары (см. рис. 7—19). Величина $\bar{F}_R(t)$ растет практически линейно с увеличением $|t|$ при слабо меняющемся показателе $\lambda_R(t)$. Удивительным кажется равенство единице форм-

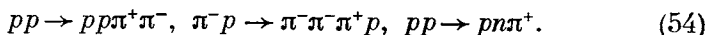
фактора $\bar{F}_p(t)$ и нулю показателя $\bar{\lambda}_p(t)$ в широкой области переданных импульсов t и t_p . Это условие не было заложено при формулировке модели и никак не вытекает из общего вида форм-фактора.

Форм-фактор F_1 из-за значительной величины радиуса R_1^2 в среднем падающий ($\bar{F}_1 < 1$). В то же время основные качественные черты его, как это видно из формул (176) и (22), должны быть такими же, как и у форм-фактора F_2 .

В заключение заметим следующее. Выбор форм-факторов в виде (176) и (22) был сделан довольно произвольно, без достаточных теоретических оснований. Возможно, можно построить форм-факторы, используя совсем другие функции. Однако если амплитуды с этим форм-фактором будут удовлетворительно описывать экспериментальные данные, усредненные значения форм-факторов будут удовлетворять тем же закономерностям, что и соответствующие кривые на рис. 43.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель реджезованного однопионного обмена сформулирована здесь применительно к реакциям рождения одного и двух π -мезонов в πN - и NN -столкновениях. Модель зависит от пяти свободных параметров, определение которых производилось при описании реакции



В рассмотренной модели с фиксированными значениями параметров получены следующие результаты:

1) описан энергетический ход реакций (54), а также реакций $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$, $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+p$, $pp \rightarrow p\pi\pi^+\pi^-$ в интервале энергий выше нескольких гигаэлектронвольт;

2) описаны общие характеристики реакций (54) — распределения: по парным массам, по массам трех частиц, по квадратам переданных импульсов;

3) описаны угловые распределения в системах центра инерции πp - или $\pi\pi$ -пар частиц при их периферическом рождении. В частности, описана асимметрия по азимутальному углу Треймана — Янга в этих системах;

4) количественно описан эффект появления околопороговых максимумов (эффект Дека) в $\pi\pi^+\pi^-$ -системе в реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^+\pi^-$ в области $M_{\pi\pi^+\pi^-} \approx 1,7$ Гэв, в $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системе в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-p$ в области $M_{\pi^+\pi^-\pi^-} \approx M_{A_1} \approx 1,1-1,2$ Гэв, в $\pi\pi^+$ -системе в реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ в области $M_{\pi\pi^+} \approx 1,2 \div 1,3$ Гэв;

5) описан эффект резкого падения значения наклона дифференциального сечения по переданному импульсу при периферий-

ном рождении $pp \rightarrow p\pi^+\pi^-$ -системы в реакции $pp \rightarrow p\pi^+\pi^-$ и $p\pi^+$ -системы в реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ с ростом масс этих систем.

Свободные параметры наиболее непосредственно связаны с зависимостью амплитуд упругого πN - и $\pi\pi$ -рассеяния от схода с массовой поверхности. Физический смысл их следующий: параметры R_1^2 и R_2^2 соответствуют суммарным вычетам π -полюса Редже в диаграммах, содержащих один блок πN - или $\pi\pi$ -рассеяния и NN -вершину (R_1^2) и два блока рассеяния (R_2^2). Третий параметр R_p^2 соответствует дополнительной зависимости от схода с массовой поверхности вклада вакуумного полюса в амплитуды виртуального πN - или $\pi\pi$ -рассеяния. Четвертый параметр c_p был добавлен для лучшего описания схода с массовой поверхности P -волновой амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния, и, наконец, с помощью пятого параметра C форм-факторы F_1 и F_2 , найденные в области малых переданных импульсов, были распространены в область переданных импульсов $|t| \geq 1$ ($\text{Гэв}/c$)². Параметры R_2^2 , R_p^2 , c_p определялись при описании процесса $pp \rightarrow p\pi^+\pi^-$, параметр c_p -процесса $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-p$ и R_1^2 — процесса $pp \rightarrow p\pi^+$.

Единственная более ранняя попытка описания полного сечения эксклюзивных реакций

$$\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p \quad (55)$$

при разных энергиях была предпринята в модели с обменом элементарным π -мезоном (ОРЕ) и параметрами, определенными Вольфом [3]. Результат вычисления энергетического хода сечений приведен на рис. 20 и 42 штрих-пунктирной кривой. Как видно из рисунков, эта модель неудовлетворительно описывает полные сечения при импульсах ниже 7–8 $\text{Гэв}/c$.

Спрашивается, в какой области фазового объема при низких энергиях наблюдается наибольшее различие предсказаний моделей ОРЕR и ОРЕ? Учитывая тот факт, что при этих энергиях в реакциях (55) доминирует рождение резонансов [ρ - и f -мезоны и Δ^{++} (1236)-изобары], фазовый объем разделим на две области: A — квазидвухчастичную (например, $\pi^+p \rightarrow \rho^0\Delta^{++}$) и B — квазитрехчастичную (например, $\pi^+p \rightarrow \rho^0\pi^+p$). Из работы [3], а также из других работ, использующих модель ОРЕ, следует, что область A удовлетворительно ею описывается. Следовательно, обе модели наибольшим образом отличаются в квазитрехчастичных областях.

Увеличению сечения в квазитрехчастичных областях в модели ОРЕR способствует уменьшение эффективного радиуса в форм-факторах F_1 (22) и F_2 (176) с ростом инвариантных масс блоков (s_1 , s_2). Как следует из способа получения F_1 и F_2 , указанная зависимость является естественным следствием реджезации π -мезонного обмена.

Дальнейшее развитие модели подразумевает распространение ее на эксклюзивные процессы с большей множественностью, такие,

как $\pi N \rightarrow (4\pi) N$, $NN \rightarrow (3\pi) NN$, и применение ее к инклюзивным и полуинклюзивным процессам. Первые расчеты инклюзивных спектров протонов в области фрагментации, а также качественный анализ спектров других частиц в NN -столкновениях, проведенные в работах [15] в варианте модели, несколько отличным от рассмотренного в этой статье, указали на хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Подразумевается также, что в дальнейшем будет проведен учет эффектов перерасеяния в одноопионных графиках. Можно надеяться, что при этом будут объяснены найденные отклонения экспериментальных данных от теоретических предсказаний и выяснена причина более успешного описания процессов с рождением двух π -мезонов, чем процессов с рождением одного π -мезона. На первый взгляд, причина заключается в том, что амплитуды процессов с рождением одного π -мезона обращаются в нуль при нулевых переданных импульсах, в то время как амплитуды процессов с рождением двух π -мезонов такой малости не содержат.

Автор благодарен К. Г. Борескову, В. В. Владимирскому, А. Б. Кайдалову, Р. М. Лебедеву и К. А. Тер-Мартirosяну за обсуждение результатов, вошедших в статью. Автор также благодарен Т. К. Стадниковой за помощь при оформлении работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Параметризация амплитуд πN -рассеяния

При параметризации амплитуд πN -рассеяния всю область масс разобьем на две части. В области малых масс ($M_{\pi N} < 2 G_{\pi e}$), в которой доминирует рождение резонансов, параметризацию амплитуд будем производить с помощью фазового анализа, приведенного в работе [35]. В области больших масс ($M_{\pi N} > 2 G_{\pi e}$) для записи амплитуды используем результат реджевской полюсной параметризации, проведенной в работе [36].

В области малых масс запишем амплитуду πN -рассеяния в системе центра инерции, используя двухкомпонентные спиноры

$$T(s, t) = T(s, z) = 8\pi \sqrt{s} \varphi_2(f(s, z) + g(s, z) \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{n}) \varphi_1; \frac{1}{2} \quad (\text{П.1})$$

здесь z — косинус угла рассеяния; \mathbf{n} — вектор нормали к плоскости реакции.

Амплитуды f и g стандартным образом выражаются через фазы и коэффициенты неупругости, которые при вычислениях табулировались и брались из работы [35]. Предполагалось, что при сходе амплитуды с массовой поверхности f и g как функции косинуса угла рассеяния z не меняются, так что вся зависимость от виртуальной массы факторизуется и содержится в форм-факторах F_2 или F_1 . В качестве угла рассеяния в формуле (П.1) (например, для верхнего блока на рис. 6, а) брался угол между налетающим и рождающимся протоном в системе центра инерции $p\pi^+$ -пары. При такой записи амплитуды дифференциальные сечения по косинусу этого угла автоматически совпадают с дифференциальными сечениями упругих амплитуд на массовой поверхности*.

* Наличие в форм-факторе перпендикулярных составляющих импульсов π -мезонов несколько обостряет угловые распределения, однако для нас это не существенно.

В области больших масс для записи амплитуд без изменения спиральности \tilde{f} и с изменением \tilde{g} использовалась реджевская полюсная параметризация с полюсами p, p' и ρ [36]:

Т а б л и ц а П.1

Параметры полюсной редже-параметризации амплитуд πN -рассеяния, $\Gamma_{\pi\pi}$

$$\begin{aligned} \tilde{f}_i &= \gamma_{fi} \eta_i \exp \{ (\alpha_i(0) - 1) \ln E_L + [R_i^2 + \alpha_i' (\ln E_L - i(\pi/2))] t \} 2Q; \\ \tilde{g}_i &= \tilde{f}_i \gamma_{gi} \sqrt{|t|} / 2\gamma_{fi}, \quad i = p, p', \rho. \end{aligned} \quad (П.2)$$

Параметр	$\alpha_i(0)$	$\alpha_i'(0)$	γ_{fi}	γ_{gi}	R_i^2
p	1,0	0,5	2,15	1,0	2,7
p'	0,5	0,5	1,54	1,0	4,3
ρ	0,5	1,0	0,264	-2,55	4,55

Здесь Q — модуль трехмерного импульса в с. п. и.; E_L и t — лабораторная энергия и квадрат переданного импульса, $\Gamma_{\pi\pi}$; γ_{fi} и γ_{gi} — значения вычетов редже-полюсов при $t = 0$; $\alpha_i(0)$ и α_i' — параметры траекторий $\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha_i' t$; R_i^2 — радиусы, характеризующие зависимость вычетов от t , которые предполагались равными для обеих амплитуд; η_i — сигнатурные множители $\eta_p = i, \eta_{p'} = i - 1, \eta_\rho = -i - 1$.

Значения свободных параметров и параметров траекторий брались из работы [36] и приведены в табл. П.1.

Амплитуды, соответствующие конкретным каналам, записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} T_{\pi^+\pi^+} &= T_p + T_{p'} + T_\rho; & T_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0} &= \sqrt{2} T_\rho; \\ T_{\pi^+\pi^-} &= T_p + T_{p'} - T_\rho; & T_{\pi^0\pi^0} &= T_p + T_{p'}. \end{aligned} \right\} \quad (П.3)$$

Нормировку амплитуд определим через дифференциальное сечение по телесному углу:

$$d\sigma/d\Omega = |f|^2 + |g|^2 \sin^2 \theta = |\tilde{f}|^2 + |\tilde{g}|^2. \quad (П.4)$$

Так как естественной переменной для функций \tilde{f} и \tilde{g} является квадрат переданного импульса t , а не косинус угла рассеяния z , то предполагалось, что при сходе с массовой поверхности \tilde{f} и \tilde{g} не меняются именно как функции t . Вся зависимость от схода с массовой поверхности содержалась в форм-факторе. Причем, как отмечалось выше, для лучшего описания экспериментальных данных, для вклада вакуумного полюса в блок виртуального πN - и $\pi\pi$ -рассеяния требуется введение дополнительной зависимости от виртуальной массы, содержащейся в формуле (16). Для того чтобы при этом не возникло разрыва в точке сшивки $\sqrt{s} = 2 \Gamma_{\pi\pi}$, вклад вакуумного полюса в виде (П.2) был продолжен в резонансную область вплоть до порога. Если амплитуды, задаваемые фазовым анализом и вакуумным полюсом, обозначить $T_{\phi,a}$ и T_p , то амплитуда вне массовой поверхности в области масс $\sqrt{s} < 2 \Gamma_{\pi\pi}$, исключая зависимость, содержащуюся в форм-факторе, имеет следующий вид [см. также (16)]:

$$T(t) = T_{\phi,a}(\mu^2) + T_p(\mu^2) [\exp \{ R_p^2 (t - \mu^2) \} - 1].$$

При вычислениях множитель $2Q$ в (П.2) в невакуумных полюсах заменялся на \sqrt{s} . В области $s > 9 \Gamma_{\pi\pi}^2$ это изменение практически не меняло сечения, тогда как в точке $\sqrt{s} = 2 \Gamma_{\pi\pi}$ удалось получить лучшую сшивку с амплитудами, получаемыми с помощью фазового анализа. Наибольшая

разница возникает в канале π^+p -рассеяния, где в сечениях она достигает примерно 30% (см. рис. 10, 41, 42). Причем плохая сшивка происходит скорее из-за недостатков фазового анализа, который плохо воспроизводит сечение в области резонанса Δ^{++} (1960).

2. Параметризация амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния

Параметризация амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния производилась аналогично амплитудам πN -рассеяния. В области малых масс ($M_{\pi\pi} < 1,4 \text{ Гэв}$) использовался фазовый анализ. Значения фаз и коэффициентов неупругости для амплитуд с изотопическим спином $I \neq 2$ при $M_{\pi\pi} < 1,4 \text{ Гэв}$ брались из работы [37], а в области $1,1 < M_{\pi\pi} < 1,4 \text{ Гэв}$ — из работы [38]. Амплитуда с изотопическим спином $I = 2$ бралась из работы [39].

В области $M_{\pi\pi} > 1,4 \text{ Гэв}$ применялась реджевская параметризация амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния с помощью ρ , ρ' и ρ -полюсов [12, 13] в следующем виде:

$$T_i(s, t) = M_i(s, t) / 16\pi q_0 \sqrt{s} = \eta_i(0) \gamma_{i\pm}^{\pm}(s/s_0) \alpha_i^{(0)-1} \times \exp\{[R_i^2 + \alpha_i'(\ln(s/s_0) - i\pi/2)]t\}, \quad i = \rho, \rho', \rho, \tag{II.5}$$

где $q_0 = \sqrt{s - 4\mu^2/2}$; $s_0 = 1 \text{ Гэв}^2$; $\eta_i(0)$ — сигнатурные множители; $\alpha_i(0)$ и α_i' — пересечения и наклоны траекторий; $\gamma_i \exp(R_i^2 t)$ — вычеты; $\eta_i(0) = (1 + \sigma_i \exp[-i\pi\alpha_i(0)] / \sin(\pi\alpha_i(0)))$; $\sigma_\rho = \sigma_{\rho'} = 1$, $\sigma_\rho = -1$.

Таблица П.2

Параметры полюсной редже-параметризации амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния, Гэв

Параметр	$\alpha_i(0)$	$\alpha_i'(0)$	γ_i	R_i^2
ρ	1,0	0,5	1,4	1,4
ρ'	0,5	1,0	1,2	2,0
ρ	0,5	1,0	0,84	2,0

Очевидно, что в области $M_{\pi\pi} \sim 1,4 \div 2 \text{ Гэв}$, в которой неоднократно наблюдались резонансы [наиболее заметный в упругом канале — $G(1700)$], можно надеяться только на усредненное описание амплитуды с помощью гладких реджевских членов. Значения параметров γ_i , R_i^2 были подобраны так, чтобы, во-первых, обеспечить наилучшую сшивку реджевской параметризации амплитуд различных $\pi\pi$ -каналов в точке $M_{\pi\pi} = 1,4 \text{ Гэв}$ с фазовым анализом и, во-вторых, описать существующие экспериментальные распределения в различных каналах реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в области масс $M_{\pi\pi} > 1,4 \text{ Гэв}$.

Различные каналы $\pi\pi$ -рассеяния параметризовались следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \langle \pi^+\pi^+ | T | \pi^+\pi^+ \rangle &= \tilde{M}_{\tilde{\rho}}(s, t) + M_{\rho}(s, t) + \tilde{M}_{\tilde{\rho}}(s, u) + M_{\rho}(s, u); \\ \langle \pi^+\pi^- | T | \pi^+\pi^- \rangle &= \tilde{M}_{\tilde{\rho}}(s, t) - M_{\rho}(s, t); \\ \langle \pi^\pm\pi^0 | T | \pi^\pm\pi^0 \rangle &= \tilde{M}_{\tilde{\rho}}(s, t) + M_{\rho}(s, u); \\ \langle \pi^0\pi^0 | T | \pi^+\pi^- \rangle &= M_{\rho}(s, t) + M_{\rho}(s, u); \\ \langle \pi^0\pi^0 | T | \pi^0\pi^0 \rangle &= \tilde{M}_{\tilde{\rho}}(s, t) + \tilde{M}_{\tilde{\rho}}(s, u). \end{aligned} \right\} \tag{II.6}$$

Здесь $\tilde{M}_{\tilde{\rho}} = M_{\tilde{\rho}} + M_{\rho'}$. В написанных формулах учитывался обмен реджеонами не только в t -канале, но и в u -канале.

В точке $M_{\pi\pi} = 1,4 \text{ Гэв}$ сшивались (для каждого канала) полное сечение σ_{tot} , упругое сечение σ_{el} , дифференциальное сечение под $0^\circ - d\sigma/d\Omega(0^\circ)$

и эффективный наклон по переданному импульсу. При сшивке параметры $\alpha_i(0)$ и α_i' фиксировались, а параметры γ_i и R_i^2 варьировались. Значения всех параметров приведены в табл. П.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Мартirosян К. А. «ЖЭТФ», 1963, т. 44, с. 341.
2. Chan H. M., Loskiewicz J., Allison W. W. M. Preprint TH CERN, 1968.
3. Wolf G. «Phys. Rev.», 1969, v. 182, p. 1538.
4. Berger E. L. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 21, p. 701.
5. Dash J. W., Huskins J., Jones S. T. Preprint ANL/HEP 7355, 1973; Dash J. W., Jones S. T. Preprint ANL/HEP 7371, 1974.
6. Dao F. T. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 34.
7. Chliapnikov P. e.a. Preprint CERN/D. Ph. 11/Phys. 71-44, 1971.
8. Grayer G. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 39, p. 563.
9. Michael C. Preprint TH 1567-CERN, 1972.
10. Боресков К. Г. и др. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 361.
11. Боресков К. Г., и др. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 557.
12. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. «Ядерная физика», т. 17, с. 1285.
13. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. В кн.: Лекции на школе физики элементарных частиц. Ереван, 1971.— Препринт ИТЭФ № 50, 1972.
14. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. В кн.: Лекции на первой школе физики ИТЭФ. М., Атомиздат, 1973.
15. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. Препринт ИТЭФ-16, 1974.
16. Боресков К. Г. и др. Препринт ОИЯИ P4-8163, 1974.
17. Боресков К. Г. и др. Препринт ОИЯИ P4-8164, 1974.
18. Colton E. e.a. «Phys. Rev. D», 1971, v. 3, p. 1063.
19. Kobe P., Muck H. J., Idschok U. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 52, p. 109.
20. Derrick M. e.a. Preprint ANL/HEP 7354, 1974.
21. Gottfried K., Jackson J. D. «Nuovo cimento», 1964, v. 33, p. 309.
22. Кайдалов А. Б., Карнаков Б. М. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 152.
23. Stodolsky L., Sakurai J. J. «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 11, p. 90.
24. Boratav M., Griyader J. L., Sene M. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 20, p. 573.
25. Бекетов Г. В. и др. Препринт ИТЭФ-68, 1973.
26. Глаголов В. В. и др. Препринт ОИЯИ P4-6846, 1972.
27. Honecker R., e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 50, p. 157.
28. Бекетов Г. В. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 7.
29. Losty M. J., Preprint CERN I D. Ph. 11/PHYS., 73-26, 1973.
30. Didens A. N. Rapporteur's talk at XVII International Conference on High Energy Physics. London, 1974.
31. Colton E. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 3267.
32. Kobe P., Muck H. J., Idschok U. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 52, p. 109.
33. Pokorsky S., Satz H. Preprint TH-1088 CERN, 19769.
34. Amaldi U. Rapporteur's talk at VII Conference on Elementary Particles Aix-en-Provence, 1973.
35. Vareyre P., Bricman C., Vellet G. «Phys. Rev.», 1968, v. 165, p. 1730.
36. Глебов В. Ю. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 1065.
37. Protoropescu S. D. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 1279.
38. Cohen D., «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 661.
39. Carrol J. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 28, p. 318.
40. Ming Ma. Z. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 342.
41. Almeida S. P. e.a. «Phys. Rev.», 1968, v. 174, p. 1638.
42. Boggild H. e.a. Proc. of the XV Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970.
43. Lyons L. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 15, p. 355.