

С 32418 + С 34648

Б-82.1

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P1-5975

3294/71



К.Г. Боресков , А.П. Гаспарян, А.Б. Кайдалов ,
А.В. Никитин, Л.А. Пономарев , Ю.А. Троян

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $np-pp\pi^-$
С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ
РЕДЖИЗОВАННОЙ ОРЕ МОДЕЛИ

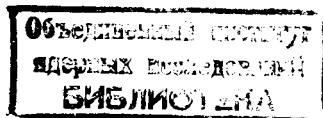
1971

P1-5975

К.Г. Боресков*, А.П. Гаспарян, А.Б. Кайдалов*,
А.В. Никитин, Л.А. Пономарев*, Ю.А. Троян

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ $np-pp\pi^-$
С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ
РЕДЖИЗОВАННОЙ ОРЕ МОДЕЛИ

Направлено в ЯФ



* Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва.

1. Анализ большого числа реакций взаимодействий адронов в широкой области энергий указывает на доминирующую роль π -мезонного обмена, если он не запрещен правилами отбора. Выделенность π -полюса связана с его близостью к физической области и, возможно, с большей константой связи в вершинах периферических диаграмм по сравнению с другими разрешенными обменами. Данные обстоятельства стимулировали развитие *OPE* модели (см., например, ^{1/}).

Однако при использовании *OPE* модели и ее модификаций возникает ряд затруднений при описании экспериментальных зависимостей от величины квадрата четырехмерной передачи t и угла Треймана-Янга. Реджизация *OPE* модели, т.е. введение обмена реджевской траекторией $\alpha(t)$, естественным образом устраняет указанные трудности.

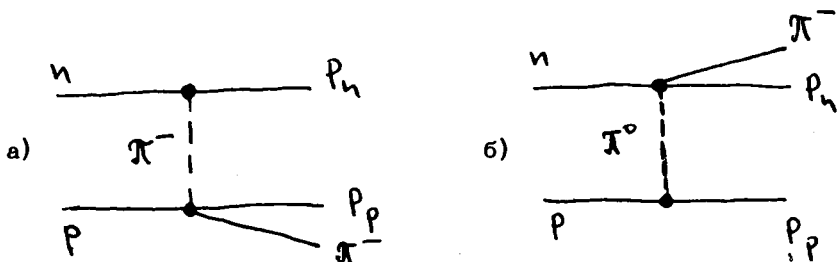
В ^{2/} предложена модель реджизованного однопионного обмена *OPER* для описания реакций с рождением π -мезонов в NN -столкновениях. *OPER* модель, зависящая от одного параметра, позволила объяснить основные черты существующих экспериментальных данных по реакции:



в области энергий от 2 до 30 Гэв.

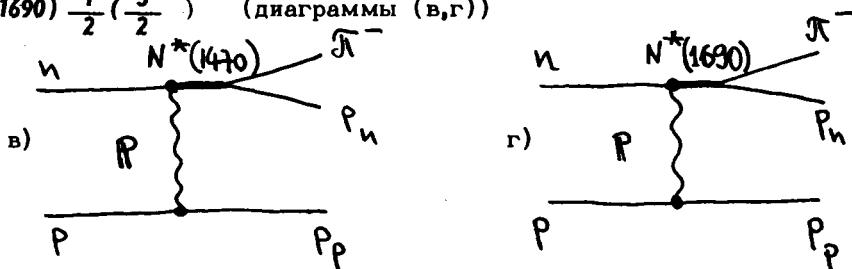
В настоящей работе данная модель привлекается для описания реакции ^{15-15/} $n p \rightarrow p p \pi^- (2)$. Эксперименты ^{15-10/} выполнены при облучении протонами камер, наполненных дейтерием (об использовании дейтерия в качестве нейтронной мишени см. ^{16/}). Наиболее полно анализируются данные, полученные в ЛВЭ ОИЯИ при облучении нейтронами сплошного импульсного спектра (2-10) Гэв пропановой пузырьковой камеры ^{11-15/ х/}.

В рамках модели OPER реакция (2) описывается диаграммами (а,б)



и двумя диаграммами (не приведены), отличающимися только перестановкой протонов в конечном состоянии. В расчётах диаграмм (а,б) используются экспериментальные данные $\pi^- p$ -упругого рассеяния и перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

В дальнейшем будет показано, что существующие данные по реакции (2) могут быть описаны OPER моделью лишь в случае учёта поправок к ней в виде дифракционного рождения изобар $N^*(1470) \frac{1}{2} (\frac{1}{2}^+)$ и $N^*(1690) \frac{1}{2} (\frac{5}{2}^+)$ (диаграммы (в,г))



^{х/} В настоящей работе приводятся уточненные данные по сечениям (см. ^{15/}).

При теоретической обработке реакции $pp \rightarrow pp\pi^+$ вклад этих изобар не учитывался из-за его относительной малости ^{/2/}. В реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ абсолютное сечение рождения изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1690)$ должно составлять половину абсолютного сечения образования тех же изобар в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+$, что видно из сравнения диаграмм (в,г) с соответствующими диаграммами для реакции (1).

Однако экспериментальные сечения $\sigma_{pp\pi^+} \gg \sigma_{pp\pi^-}$, и поэтому в реакции (2) учёт дифракционного образования изобар может стать необходимым. Сечения π^-p упругого рассеяния и перезарядки при невысоких энергиях значительно меньше сечения π^+p упругого рассеяния, соответствующего реакции $pp \rightarrow pp\pi^+$, что и объясняет относительную подавленность процесса $pp \rightarrow pp\pi^-$.

Диаграммы, соответствующие однопионному обмену, слабо интерферируют между собой ^{/2/}. Однако их интерференция с диаграммами (В Г) может оказаться существенной.

Вследствие того, что статистика в экспериментальных работах по реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ пока не велика, интерференция между различными диаграммами не учитывалась.

2. Амплитуда процесса выражается через инварианты

$$S = (P_n + P_p)^2, \quad S_1 = (P_{p_n} + P_\pi)^2, \quad S_2 = (P_{p_p} + P_\pi)^2,$$

$$t_1 = (P_{p_n} - P_n)^2, \quad t_2 = (P_{p_p} - P_p)^2,$$

где P_n , P_p , P_{p_n} , P_{p_p} и P_π - четырехмерные импульсы первичных и вторичных частиц, соответственно (см. диаграммы (а-г)). Сечение реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ имеет вид:

$$d\sigma = \left(\sum_{i=0}^{\Gamma} \|M_i\|^2 \right) R(s, s_2) ds_2 dt_1 d\cos\theta d\phi, \quad (4)$$

где

$$R(s, s_2) = \frac{Q(s_2, m^2, \mu^2)}{2^{11} \pi^4 Q^2(s, m^2, m^2) s \sqrt{s_2}}. \quad (5)$$

Здесь θ и ϕ - полярный и азимутальный углы π^- -мезона в системе покоя π^-p , $Q(s_2, m^2, \mu^2) = \frac{1}{2\sqrt{s_2}} \sqrt{[s_2 - (m + \mu)^2][s_2 - (m - \mu)^2]}$, импульс π^- -мезона в этой системе, а $Q(s, m^2, m^2)$ - импульс сталкивающихся частиц в с.ц.м. реакции, m и μ - массы нуклона и π^- -мезона, M_i - матричный элемент, соответствующий i -той диаграмме.

Матричный элемент, соответствующий, например, диаграмме (а), записывается в виде ^{1/2/}.

$$M_0(s, s_1, s_2, t_1, t_2) = \bar{u} \gamma_5 u \frac{G\sqrt{2}}{t_1 - \mu^2} f(t_1) \exp\left\{ \left[a'_\pi \ln \frac{s(\mu^2 + \kappa^2)}{s_2 \cdot s_0} \right] (t_1 - \mu^2) \right\} M_{\pi^- p}(s_2, t_2) \quad (6)$$

где κ^2 - квадрат поперечного импульса π^- -мезона, G - константа связи π^- -мезона с нуклоном ($\frac{G^2}{4\pi} = 14,6$), a'_π - наклон π^- -мезонной траектории, $f(t_1)$ π^- -мезонный формфактор, который параметризовался в виде

$$f(t_1) = \begin{cases} \frac{Q(s_2, m^2, t_1)}{Q(s_2, m^2, \mu^2)} \exp[R_\pi^2(t_1 - \mu^2)], & \sqrt{s_2} < 1,4 \text{ ГэВ} \\ \exp[R_\pi^2(t_1 - \mu^2)] & , \sqrt{s_2} > 1,4 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad (7)$$

$M_{\pi^- p}(s_2, t_2)$ - амплитуда $\pi^- p$ -рассеяния на массовой поверхности,
 s_0 - константа, равная 1 ГэВ^2 .

Такой вид матричного элемента возникает при реджизации π -мезонного полюса и удовлетворяет требованиям теории комплексных моментов как в области квазидвухчастичной кинематики $s_2 \approx m^2$, так и в силу соотношения $s_1 \cdot s_2 = s(\mu^2 + \kappa^2)$ в мультiredжонной области: s_1 и $s_2 \gg m^2$.

Параметр R_π^2 взят таким же, как и в работе ^{/2/}, где он подбирался для наилучшего описания реакции $pp \rightarrow pn \pi^+$ ($R_\pi^2 = 11$ при $\sqrt{s_2} < 1,4$ и $R_\pi^2 = 5,5$ при $\sqrt{s_2} > 1,4$); величина α'_π взята равной 1 ГэВ^{-2} .

Квадрат матричного элемента $\pi^- p$ -рассеяния $\overline{|M_{\pi^- p}|^2}$, просуммированный по спинам нуклонов, следующим образом выражается через дифференциальное сечение:

$$\overline{|M_{\pi^- p}|^2} = 2^7 \pi Q^2(s_2, m^2, \mu^2) s_2 \frac{d\sigma}{dt_2}(s_2, t_2). \quad (8)$$

В области $s_2 < 4 \text{ ГэВ}^2$ дифференциальное сечение параметризовалось с помощью разложения по полиномам Лежандра ^{/3/}

$$\frac{d\sigma_{\pi^- p}}{dt_2} = \frac{\pi}{Q^4(s_2, m^2, \mu^2)} \sum_{n=0}^5 C_n^-(s_2) P_n(\cos \theta), \quad (9)$$

а в области $s_2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ в виде:

$$\frac{d\sigma_{\pi^- p}}{dt_2} = \exp(7,5 t_2) \cdot \frac{(\sigma_{\pi^- p}^{\text{tot}})^2}{16 \pi}. \quad (10)$$

Квадрат амплитуды, соответствующий диаграмме (б), параметризовался аналогичным образом. Дифференциальное сечение перезарядки при $s_1 < 4 \text{ ГэВ}^2$ имеет вид (9), а при $s_1 > 4 \text{ ГэВ}^2$ записывается следующим образом ^{/4/}:

$$\frac{d\sigma_{ex}}{dt_1} = \beta(1 + \text{tg}^2 \frac{\pi a_p}{2})(1 + \gamma |t_1|) \exp[(B_{ex} + a'_p \ln \frac{s_1}{2}) t_1] s_1^{2(a_p - 1)}, \quad (11)$$

где $\beta = 7$, $a_p = 0,57$, $a'_p = 1 \text{ ГэВ}^{-2}$, $B = 9 \text{ ГэВ}^{-2}$, $\gamma = 23 \text{ ГэВ}^{-2}$. Коэффициенты $C_n^-(s_2)$, $C_n^{ex}(s_1)$ и полное сечение $\pi^- p$ -взаимодействий $\sigma_{\pi^- p}^{tot}(s_2)$ табулировались.

Квадраты матричных элементов, соответствующих рождению изобар, брались в виде:

$$|M_B|^2 = \frac{D_1}{R(s, M_1^2)} \cdot \frac{\exp[(\alpha_1^2 + 2a'_p \ln s) t_2]}{(s_1 - M_1^2)^2 + M_1^2 \Gamma_1^2}, \quad (12)$$

$$|M_\Gamma|^2 = \frac{D_2}{R(s, M_2^2)} \cdot \frac{\exp[(\alpha_2^2 + 2a'_p \ln s) t_2] (5z^4 - 2z^2 + 1)}{(s_1 - M_2^2)^2 + M_2^2 \Gamma_2^2}, \quad (13)$$

где $M_1 = 1,47$, $M_2 = 1,69$, $a'_p = 0,6$; $\Gamma_1 = 0,21$, $\Gamma_2 = 0,13$, z - косинус угла вылета π^- -мезона в системе покоя изобары. D_1 и D_2 определяют дифференциальное сечение образования резонансов при $t_2 = 0$ и рассматриваются как свободные параметры. Параметры α_1^2 и α_2^2 характеризуют наклон дифференциальных сечений рождения изобар $N^*(1470)$, $N^*(1690)$ и определяются из экспериментальных данных^{/12/}.

Экспериментальные распределения по четырехмерной передаче $t_p = t_2$ аппроксимировались формулой $\frac{d\sigma}{dt_p} = A \exp(b t_p)$. В таблице 1 приведены значения b для различных областей по величине импульса налетающего нейтрона и эффективной массы $M_{p_n} \pi^- = \sqrt{s_1}$.

Таблица 1

$M_{P_n \pi^-}$ Гэв	все	все	1,17±1,3	1,35±1,58	1,61±1,76
P_n Гэв	4±7	> 7	> 4	> 4	> 4
b Гэв ⁻²	7,8±0,7	8,0±0,6	11,5±1,5	9,0±0,8	5,0±0,9

При $P_n \approx 8$ Гэв параметр a_1^2 оказался равным $\approx 5,5$, а $a_2^2 \approx 1$.
Нужно отметить, что изменение величин параметров a_1 и a_2 не оказывает существенного влияния на форму приведенных ниже распределений.

Расчёт теоретических зависимостей производился методом Монте-Карло^{/2/}.

3. На рис. 1 представлены экспериментальные сечения образования изобар $N^*(1236)$, $N^*(1470)$, $N^*(1690)$ и полное сечение реакции в зависимости от импульса нейтрона. Пунктирная линия проведена от руки по многочисленным экспериментальным точкам^{/18/} для сечения реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$ при импульсах $P_n < 1,5$ Гэв/с. В работах^{/6,8/} не приведены экспериментальные ошибки сечений образования изобар, а в работе^{/9/} величина сечения $\sigma_{p p \pi^-}$ отсутствует. Здесь и в дальнейшем штрих-пунктирная линия соответствует теоретическим зависимостям, рассчитанным нами без учёта вклада изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1690)$.

Из рис. 1 видно, что сечение рождения изобары $N^*(1236)$ резко падает с увеличением импульса нейтрона, что естественно объясняется обменом π -мезоном. Сечения изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1690)$ остаются примерно постоянными, что указывает на значительную роль вакуумного полюса в их образовании.

На рис. 2-6 приведены распределения по эффективным массам комбинаций $p \pi^-$. В распределения (рис. 2) входят обе комбинации, а на рис. (3-6) представлены эффективные массы π^- -мезона с протоном

Рис. 1. Сечения образования изобар $N^*(1236)$, $N^*(1470)$, $N^*(1690)$ и полное сечение реакции $pn \rightarrow pp \pi^-$.

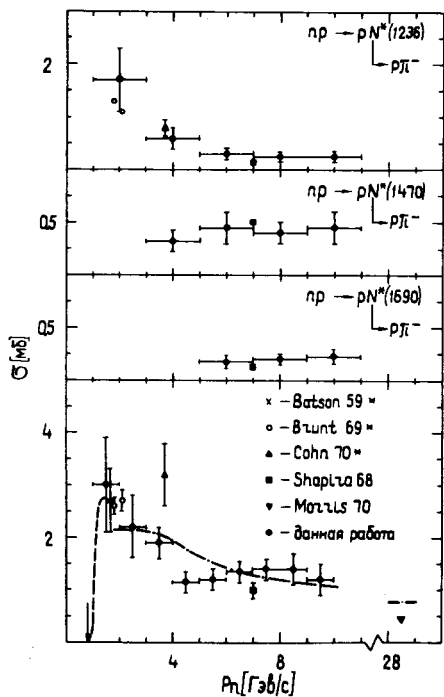
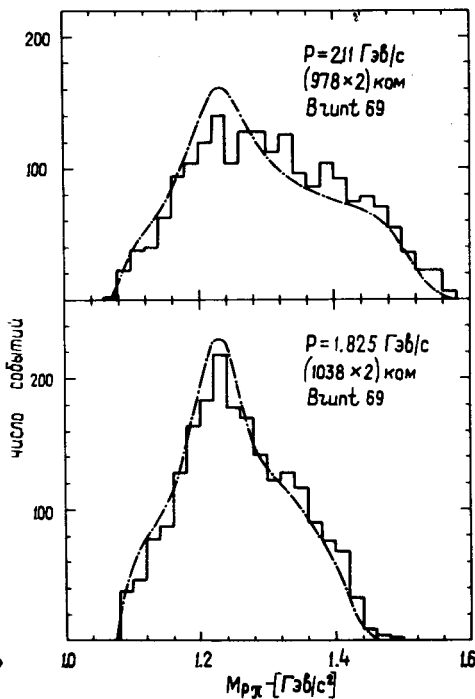


Рис. 2. Распределения эффективных масс $M_{p\pi^-}$.



быстрым p_n в л.с., $M_{p_n \pi^-} = \sqrt{s_1}$, и с протоном медленным p_p в л.с., $M_{p_p \pi^-} = \sqrt{s_2}$. Здесь и в дальнейшем сплошной линией проведена результирующая теоретическая кривая (**OPER** + изобары). Для эксперимента, выполненного в ЛВЭ ОИЯИ, теоретические кривые взвешивались по импульсному спектру нейтронов, вызвавших реакцию $pn \rightarrow pp \pi^-$, так как камера облучалась нейтронами сплошного импульсного спектра^{/15/}. Заштрихованы распределения для событий с четырехмерной передачей $t_n = t_1$, меньшей $0,4 \text{ Гэв}^{2/9/}$, и $t_n < 0,5 \text{ Гэв}^2 / 11-14/$.

Из рис. 2-6 видно, что начиная с импульса нейтрона $P_n \gtrsim 4 \text{ Гэв}$ однопионный обмен не может описать распределения по $M_{p_n \pi^-}$. Возможно, что начинает проявляться механизм дифракционного образования изобар.

Параметры D_1 и D_2 в (12,13) варьировались таким образом, чтобы наилучшим образом описать распределения $M_{p_n \pi^-}$. В таблице 2 приведено процентное содержание вкладов однопионного обмена и изобар $N^*(1470)$, $N^*(1690)$. В правой последней колонке приведено отношение χ^2 к числу степеней свободы k .

Таблица 2

P (Гэв)	OPER	$N^*(1470)$	$N^*(1690)$	χ^2/k
1,825	100	-	-	2,0
2,11	100	-	-	2,5
5,9	73 \pm 3	19 \pm 3	8 \pm 4	2,0
7,0	51 \pm 5	41 \pm 5	8 \pm 7	0,7
28,5	71 \pm 4	23 \pm 4	6 \pm 5	1,5
4 χ^2	100	-	-	1,0
4+7	57 \pm 6	43 \pm 6	-	1,0
7	52 \pm 4	28 \pm 4	20 \pm 6	1,5
2+10	65 \pm 3	25 \pm 8	10 \pm 4	2,0

χ^2 / Ниже приведены результаты /11-14/.

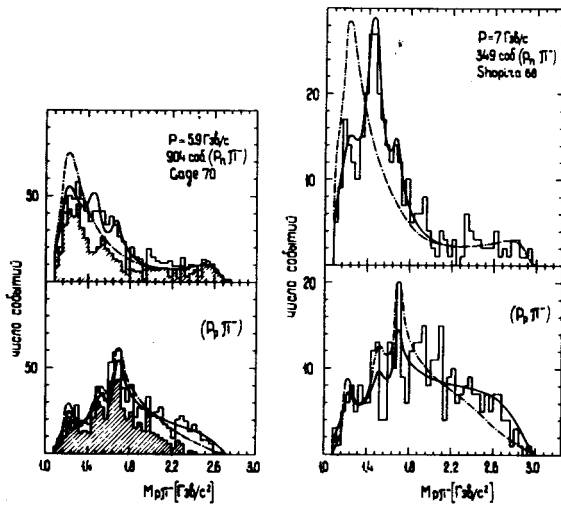


Рис. 3. Распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$. За-
штрихованы распределения для событий с $M_{p_n \pi^-} < 0,4$ ГэВ.

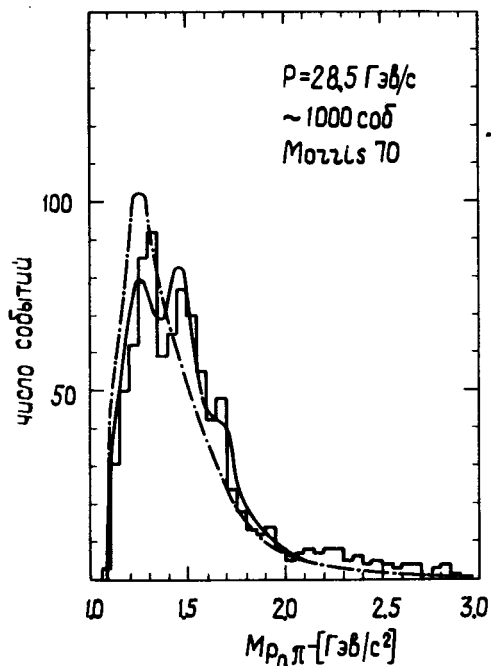


Рис. 4. Распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$.

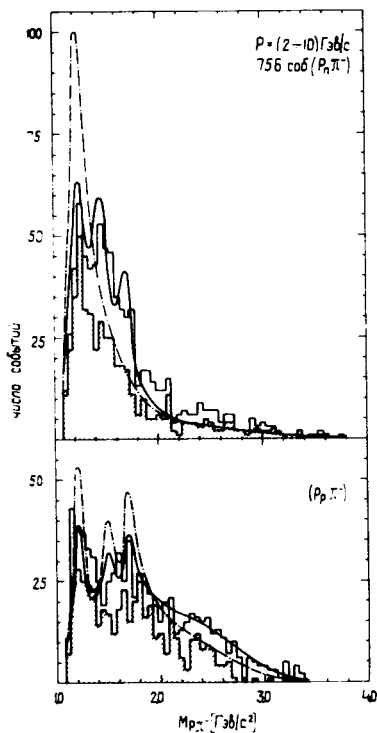


Рис. 5. Распределения эффективных масс $M_{p\pi^+}$ и $M_{p\rho\pi^-}$. Заштрихованы распределения для событий с $t_n < 0,5 \text{ ГэВ}^2$.

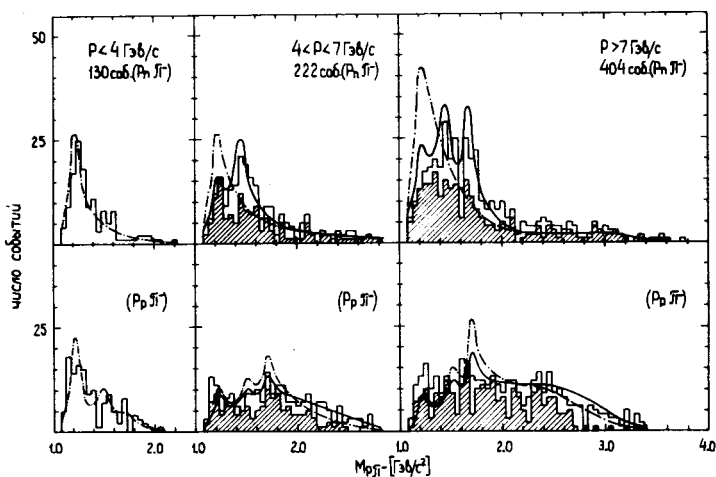


Рис. 6. Распределения эффективных масс $M_{p\pi^+}$ и $M_{p\rho\pi^-}$. Заштрихованы распределения для событий с $t_n < 0,5 \text{ ГэВ}^2$.

На рис. 7-9 представлены распределения по величине четырехмерной передачи $t_n = t_1$, по углу вылета $\cos \theta_{p_n}^* (p_n \pi^-)$ в системе покоя $(p_n \pi^-)$ и по углу Треймана-Янга между плоскостями $(\vec{P}_n, \vec{P}_{p_p})$ и $(\vec{P}_n, \vec{P}_{p_n})$ в той же системе. Видно, что эти распределения также не противоречат включению изобар. На рис. 10 приведены распределения по углу Треймана-Янга в системе покоя $(p_p \pi^-)$. Модель **OPER** достаточно удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость. Заметим, что простая **OPE** модель требует изотропного распределения.

Если к теоретическому сечению, рассчитанному по модели **OPER**, прибавить сечения образования изобар $N^*(1470)$ и $N^*(1690)$, то полное теоретическое сечение пройдет несколько выше экспериментальной зависимости $\sigma_{p_p \pi^-}$ - от величины P_n (см. рис. 1). Однако возможна деструктивная интерференция между диаграммами (а,б) и (в,г), которая уменьшит величину теоретического сечения при больших P_n .

Используя изотопические соотношения /8,13/, нетрудно показать, что если изобара с изоспином, равным 1/2, рождается при помощи обмена состоянием с изоспином, равным 1, то ее должно быть в 4 раза больше в распределении $M_{p_p \pi^-}$ по сравнению с $M_{p_n \pi^-}$. Если же обменная частица имеет изоспин, равный нулю, то изобара может проявляться только в распределении $M_{p_n \pi^-}$. Из этих рассуждений следует, что в нашем случае в реакции $pp \rightarrow pp p \pi^-$ существенен вклад обмена состоянием с изоспином, равным нулю (см. рис. 3-6).

Диаграмма (б), содержащая амплитуду перезарядки, дает вклад в полное сечение реакции $pp \rightarrow pp p \pi^-$ при $P_n > 6$ Гэв меньший 20% и резко спадающий с увеличением P_n . Поэтому основной вклад при $P_n > 4$ Гэв дает диаграмма (а). Тогда, если отобразить экспериментальные события с малыми t_n , то они должны лучше описываться однопионной моделью. Действительно, заштрихованные распределения эффективных масс $M_{p_n \pi^-}$ и $M_{p_p \pi^-}$ кажутся ближе к теоретическим кривым **OPER** модели. Хо-

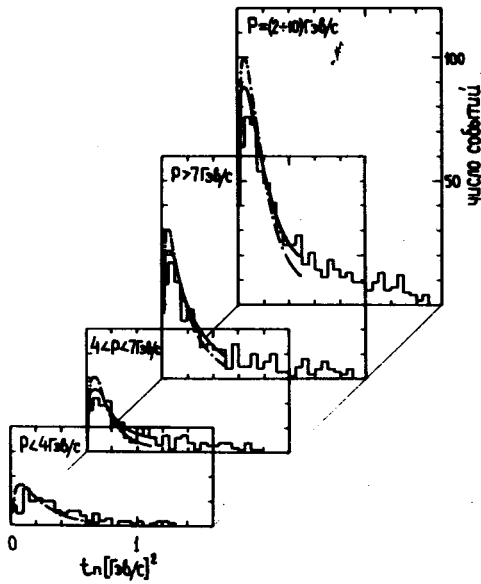


Рис. 7. Распределения по величине четырехмерной передачи p_n .

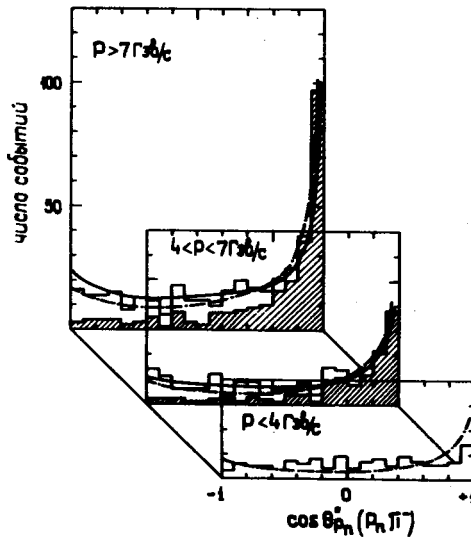


Рис. 8. Распределения по величине косинуса угла вылета p_n в системе покоя ($p_n \pi^-$).

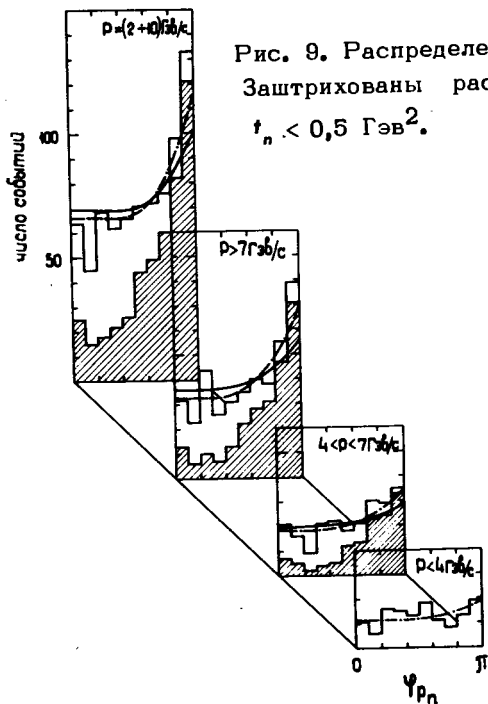


Рис. 9. Распределения по величине угла Треймана-Янга. Заштрихованы распределения для событий с $t_n < 0,5 \text{ ГэВ}^2$.

Рис. 10. Распределения по величине угла Треймана-Янга. Заштрихованы распределения для событий с $t_n < 0,5 \text{ ГэВ}^2$.



тя теоретический расчёт с обрезанием по t_n не проводился, однако, можно думать, что распределения по эффективным массам изменятся незначительно. Вероятно, что и другие заштрихованные распределения опишутся **OPER** моделью, если в расчёте сделать обрезание по величине t_n /8/.

Совпадение экспериментальных распределений с теоретическими предсказаниями модели **OPER** при малой энергии и хорошее согласие распределений по величине M_{p, π^-} при больших энергиях говорит в пользу того, что модель **OPER** выбрана корректно и описывает основные черты процесса образования π^- -мезона в реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$. Приведенный анализ показал, что однопионный обмен дает существенный вклад вплоть до энергий ≈ 30 Гэв.

Наряду с π -мезонным обменом, начиная с энергии ≈ 4 Гэв, проявляется существенно другой механизм образования π^- -мезона, вклад которого слабо зависит от энергии и составляет $\approx (30-40)\%$ от величины полного сечения реакции.

В заключение отметим, что более детальное изучение реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$ путем выборок по различным кинематическим переменным требует существенного увеличения статистики.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. К.А. Тер-Мартirosяна, проф. И.В. Чувило за ряд полезных обсуждений и организацию данной обработки, а также В.И. Лисина и Е.С. Николаевского за программное обеспечение.

Литература

1. J.D. Jackson, Rev.Mod.Phys., 37, 484 (1965). Proc. of the Conf. on $\pi\pi$ and $K\pi$ Interactions, Argonne National Lab., 1969.
2. К.Г. Боресков, А.Б. Кайдалов, В.И. Лисин, Е.С. Николаевский, Л.А. Пономарев. ЯФ, 13, 6, 1530 (1971).

3. P. Vareyre et al. Phys.Rev., 165, 1780 (1968).
4. В.Ю. Глебов, А.Б. Кайдалов, С.Т. Сухоруков, К.А. Тер-Мартirosян, ЯФ, 10, 5, 1065 (1969).
5. A.P. Batson et al. Proc. of the Royal Society of London, 251, 233 (1959).
6. D.C. Brunt et al. Phys.Rev., 187, 1856 (1969).
7. H.O. Cohn et al. Nuclear Phys., B21, 505 (1970).
H.O. Cohn et al. Phys.Letters, 26B, 598 (1968).
8. A. Shapira et al. Phys.Rev.Letters, 21, 1835 (1968).
9. W. Gage et al. UCRL-20106, Berkeley, 1970.
10. T.W. Morris et al. Proc. of the XV Int. Conf. on High Energy Physics at Kiew, 1970.
11. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-4642, Дубна, 1969.
12. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-5041, Дубна, 1970.
13. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-5052, Дубна, 1970.
14. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 12, 5, 988 (1970).
15. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-5665, Дубна, 1971.
16. J.G. Rushbrooke et al. Nuovo Cimento, 33, 1509 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

4 августа 1971 года.