

1642

ЭНЕРГ. ЧИТ. ЗАЯВ

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4642



А.П.Гаспарян, А.В.Никитин, Ю.А.Троян

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОЦЕНКА ПРИМЕСЕЙ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp\pi^-$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОНОВ
ОТ 2 ДО 10 ГЭВ/С

1969

P1 - 4642

А.П.Гаспарян, А.В.Никитин, Ю.А.Троян

ОЦЕНКА ПРИМЕСЕЙ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp\pi^-$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОНОВ
ОТ 2 ДО 10 ГЭВ/С

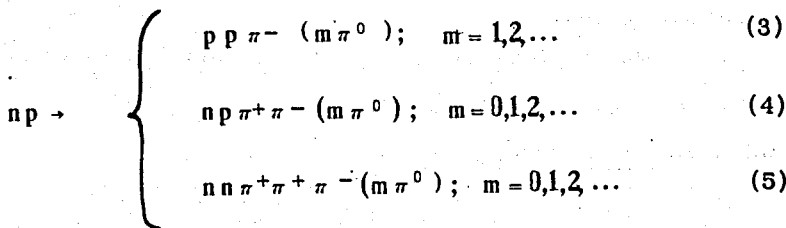
ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

На снимках, полученных при облучении 55-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры /1/ нейтронами с импульсным спектром (см. рис. 1) исследуется процесс



Данный канал реакции вместе с рядом других каналов ^{x/} изучается в камере среди трехлучевых звезд:

$n C$ - взаимодействие (2)



Выделение канала (1) основано на χ^2 -методе /2/. Так как на опыте заранее неизвестно абсолютное значение импульса первичного нейтрона, то размерность χ_{\min}^2 -распределения для реакции $p r \rightarrow p r \pi^{-}$ должна быть равной трем (см. приложение).

Если в реакциях (3-5) задать величину эффективной массы улетающих нейтральных частиц, то $\chi_{\min}^2 \equiv 0$.

^{x/} Каналы реакций с участием странных частиц не рассматриваются.

В случае разномасштабных гипотез /3/ предпочтение следует отдать гипотезе с большим числом степеней свободы, т.е. с большей размерностью χ^2 -распределения.

Следовательно, если значение χ_{\min}^2 для гипотезы канала (1) оказывается меньше выбранной на опыте доверительной границы $\chi_{\min}^2 \text{ гр}$, то гипотезы каналов (3-5) отбрасываются.

Учет идентификации частиц и каналов реакций позволяет до некоторой степени очистить канал (1) от примеси других реакций.

Естественно, что на опыте нет возможности полной очистки канала реакции $p \rightarrow p \pi^-$ от примесей каналов (2-5). Примесь от реакций с участием странных частиц незначительна вследствие малости их сечений.

Оценку величины примеси можно сделать как на основании опытных данных, так и путем моделирования каналов реакций (1-5).

§1. Оценка примеси путем моделирования

Одним из способов оценки примеси может служить моделирование изучаемого и примесных каналов. При этом смоделированные события должны отражать основные кинематические особенности, надежно установленные на опыте.

Кинематика события оказывает существенное влияние на форму χ_{\min}^2 -распределения для ложной гипотезы. Значение χ_{\min}^2 после минимизации (см. приложение) можно записать в виде

$$\chi_{\min}^2 = \sum_1^k \left(\frac{f_{i\varnothing}}{\Delta f_{i\varnothing}} \right)^2, \quad (6)$$

где $f_{i\varnothing}$ - разбаланс закона сохранения при экспериментальных значениях параметров, $\Delta f_{i\varnothing}$ - среднеквадратичное отклонение для значения $f_{i\varnothing}$, k - число свободных уравнений связи.

Из (6) видно, что в область с $\chi_{\min}^2 < \chi_{\min}^2 \text{ гр}$ происходит выборка только тех примесных событий, у которых разбаланс $f_{i\varnothing}$ ненамного превышает ошибку $\Delta f_{i\varnothing}$. Естественно, что сами значения $f_{i\varnothing}$ непосредственным образом зависят от кинематики события.

Кинематика оказывает влияние и на ошибки ΔI_i , т.к. на опыте ошибки параметров зависят от их величины.

Нужно отметить, что получение импульсных распределений, близких к экспериментальным, важно для правильного учета возможности идентификации положительных частиц в каналах (4,5) при моделировании.

Для моделирования каналов (1-5) использовалась программа "Форс"/4/ (стат. теория). Моделирование проводилось при трех значениях импульса налетающего нейтрона: 3; 6 и 9 Гэв/с.

На опыте надежно установлено, что в NN-взаимодействиях нуклоны в с.ц.м. реакции разлетаются в разные полусферы в направлениях, близких к 0° и 180° .

Данная зависимость была отражена в угловых характеристиках нуклонов моделируемых каналов. Для этого трехлучевые звезды моделировались по фазовому объему и отбраковывались (см. приложение) по экспериментальным таблицам разлета нуклонов в с.ц.м. реакции.

Для построения таблиц использовалась суммарная статистика (200 соб.) каналов (1,3). Все экспериментальные события разбивались по величине импульса налетающего нейтрона на три группы: $P_n < 4$ Гэв/с, 4 Гэв/с $< P_n < 7$ Гэв/с и $P_n > 7$ Гэв/с. Из этих групп событий строились три двумерные таблицы (см., например, табл.2), которые использовались для отбраковки при значениях импульса первичного нейтрона 3; 6 и 9 Гэв/с соответственно. Вследствие тождественности протонов в (1), (3) таблицы разворачивались вокруг оси aa. Для всех каналов реакций таблицы брались одинаковыми.

Никаких ограничений на форму распределений импульсов частиц и углов вылета π -мезонов не делалось. В связи с этим интересно посмотреть, насколько близкими получились данные распределения к экспериментальным.

На рис. 2 показаны импульсные распределения протонов и π -мезонов в л.с. для экспериментальных и смоделированных событий из канала $pp \rightarrow pp\pi^-$. В пределах двух ошибок распределения совпадают во всех областях. Все-таки видно, что максимум импульсного распределения протонов для смоделированных событий немного сдвинут вправо по сравнению с экспериментальным.

Это связано с тем фактом, что браковка ведется только по углам разлета нуклонов. Так как в статистической теории импульсное распределение протонов имеет более плавную и широкую форму со средним значением, большим экспериментального, то после браковки по углам еще сказывается влияние исходного импульсного распределения. Нужно дополнительное ограничение на величину импульса нуклона, но такая процедура требует построения трехмерной таблицы, что не позволяет сделать имеющаяся в наличии экспериментальная статистика.

Угловое распределение π -мезонов в с.ц.м. реакции для смоделированных звезд близко к изотропному, что наблюдается и на опыте.

Рассмотрев импульсные и угловые распределения в различных каналах, можно сказать, что, задав только угловые характеристики нуклонов в с.ц.м. реакции, мы получили события, удовлетворительно отражающие основные тенденции кинематики моделируемых каналов.

Импульсы и углы в моделируемых звездах разыгрывались по нормальному закону с экспериментальной дисперсией.

В результате получились

$$\begin{aligned} P &= P_0 + \xi \Delta P, \\ \alpha &= \alpha_0 + \xi \Delta \alpha, \\ \beta &= \beta_0 + \xi \Delta \beta, \end{aligned} \tag{7}$$

где P_0 , α_0 , β_0 и ΔP , $\Delta \alpha$, $\Delta \beta$ - импульсы, углы наклона, азимутальные углы частиц в моделированных звездах и их среднеквадратичные отклонения соответственно; ξ - случайное число, распределенное по нормальному закону со средним значением, равным нулю, и дисперсией, равной единице.

Для розыгрыша ошибок заряженных частиц задавались значения:

$$\Delta P/P = 14\%; \quad \Delta \alpha = \Delta \beta = 0,5^\circ.$$

Среднеквадратичные ошибки в значениях углов первичного нейтрона^{15/} брались следующие:

$$\Delta \alpha = \Delta \beta = 0,5^\circ.$$

Так как на опыте заранее неизвестна величина импульса первичного нейтрона, то при моделировании за его значение брался суммарный продольный импульс заряженных частиц с 50%-ной ошибкой.

Смоделированные вышеизложенным способом события пропускались по программе идентификации каналов реакций ^{12/} с гипотезой канала (1).

На рис. 3,4 представлены χ^2_{\min} -распределения без учета возможности идентификации для некоторых каналов (1-5) при трех значениях импульса первичного нейтрона (3; 6 и 9 Гэв/с).

Доверительная граница $\chi^2_{\min \text{ гр}}$ (см. приложение) выбрана равной 6, что соответствует не более чем 1%-ной потере событий из канала (1).

Используя данные, полученные только путем моделирования, нетрудно определить процент примеси C_0 из каждого канала:

$$C_0 = n/N, \quad (8)$$

где n и N - соответственно число событий с $\chi^2_{\min} < 6$ и полное число смоделированных событий в примесном канале.

Так как на опыте имеется возможность идентификации частиц и каналов реакций, то реакцию $pp \rightarrow pp \pi^-$ можно частично очистить от примесных событий с $\chi^2_{\min} < \chi^2_{\min \text{ гр}}$.

Для канала (4) была построена суммарная экспериментальная вероятность идентификации π^+ -мезонов и протонов.

Средний вес одиночного γ -кванта, определенный на опыте по всем событиям, оказался равным $W_\gamma = 10,22 \pm 0,61$.

Таким образом, учитывая возможность идентификации и соотношение Γ между сечениями примесного канала и канала (1) ^{16/}

$$\Gamma = \frac{\sigma_{\text{прим.}}}{\sigma_{pp \rightarrow pp \pi^-}}, \quad (9)$$

получим процент примеси C из определенного канала:

$$C = a C_0 \Gamma. \quad (10)$$

Здесь a — коэффициент, учитывающий возможность идентификации частиц и каналов реакций.

Суммарные результаты приведены в табл. 1.

а) Примесь от n С-взаимодействий.

После визуального отбора примесь в основном состоит из квазисвободных pn -взаимодействий. Определенная на опыте ^{16/} примесь во все водородоподобные взаимодействия оказалась равной 34,2%. Часть квазисвободных взаимодействий отбрасывалась после кинематической обработки. В итоге примесь в трехлучевые звезды составила 16,4%.

В моделируемых звездах протон мишени изотропно колеблется с максимальным импульсом $P_{max} = 0,25$ Гэв/с ^{14/}. После пропускания искусственных событий по программе идентификации каналов реакций происходит выборка части событий в область с $\chi^2_{min} < 6$.

Полагая в (10) Γ равным экспериментальному значению примеси квазисвободных pn -взаимодействий во все водородоподобные взаимодействия до кинематической обработки, получим общий процент примеси C_{nc} .

Полученная из моделирования примесь C_{nc} при импульсах первичного нейтрона 3; 6 и 9 Гэв/с оказывается равной $(6,85 \pm 1,57)\%$, $(12 \pm 2)\%$ и $(13,5 \pm 2,2)\%$ соответственно.

Суммарная примесь из каналов (3-5) при взаимодействии на квазисвободном протоне не превышает 2%.

Сравнивая экспериментальную величину примеси после кинематической обработки со значениями C_{nc} , можно сказать, что примесь квазисвободных pn -взаимодействий в реакции $pn \rightarrow pp \pi^-$ не превышает $(12 \pm 16)\%$.

Нужно отметить, что нет существенных причин для искажения физических распределений из-за примеси квазисвободных pn -взаимодействий.

Знание величины этой примеси важно лишь для определения сечений канала (1).

б) Примеси из каналов (3-5).

Примесь из каналов $pn \rightarrow pp \pi^- \pi^0$ и $pn \rightarrow pp \pi^+ \pi^-$, взвешенная по спектру первичных нейтронов, оказывается равной:

$$C_{\pi^0} = (6,2 \pm 2,8) \%$$

$$C_{\pi^-} = (6,8 \pm 2,8) \%$$

Как видно из табл. 1, примесь реакции с двумя нейтральными частицами незначительна. Вклад канала (5) не превышает одного процента.

Из данных по моделированию следует, что каждый из каналов реакций (3,4) дает примесь, не превышающую (7+9)%.

Процент примеси из канала $p \rightarrow p \pi^- (m \pi^0)$, где $m=1,2, \dots$, может быть достаточно точно определен на опыте по событиям с γ -квантами, попавшими в область с $\chi^2_{min} < \chi^2_{min \text{ гр}}$.

К сожалению, не видно экспериментальной возможности для независимой оценки примеси из канала (4).

Полный процент примеси, взвешенной по спектру первичных нейтронов, из каналов реакций (2-5) составляет $(26,4 \pm 4,5)\%$.

§2. Экспериментальные χ^2_{min} - распределения

На рис. 5 представлено χ^2_{min} -распределение без учета идентификации для 6750 трехлучевых звезд. Видно, что область малых значений χ^2_{min} существенно обогащена событиями из канала (1).

На рис. 6 приведено χ^2_{min} -распределение с учетом идентификации частиц и каналов реакций для 2200 звезд.

Выберем χ^2_{min} равным 16 (рис. 6). Тогда канал (1) составит 6,5% по отношению ко всем отобраным событиям. В область с $\chi^2_{min} < 16$ попало 6 звезд с γ -квантами, средний вес которых оказался равным:

$$W_{\gamma} = 5,16 \pm 1,14.$$

Видно, что он существенно меньше среднего веса, определенного по всем $p \pi^-$ -взаимодействиям с γ -квантами. Это связано с тем фактом, что с помощью χ^2 -метода происходит выборка преимущественно тех событий, в которых π^0 -мезон летит вдоль оси пучка.

Предположив, что все звезды с γ -квантами принадлежат каналу $pr \rightarrow pr \pi^- \pi^0$, получим верхнюю оценку примеси из канала реакции $pr \rightarrow pr \pi^- (m\pi^0)$, где $m=1,2,\dots$

Если $\chi_{\min}^2 \text{ гр}$ взять равным 16, то примесь из канала (3) составит $(8,2 \pm 4,2)\%$. Из-за разного рода искажений выбор $\chi_{\min}^2 \text{ гр}$ - несколько произвольная процедура. Если $\chi_{\min}^2 \text{ гр}$ уменьшить до 12, то процент примеси окажется равным $(5,5 \pm 3,2)\%$.

Величина примеси, определенная по γ -квантам, находится в согласии со значением C_{π^0} , полученным в результате моделирования.

Из моделирования видно, что χ_{\min}^2 -распределения для примесных каналов спадают в области малых значений χ_{\min}^2 .

В связи с этим становится разумным способ оценки полной примеси по "хвосту" χ_{\min}^2 экспериментального распределения.

При экстраполяции "хвоста" χ_{\min}^2 -распределения в область с $\chi_{\min}^2 < \chi_{\min}^2 \text{ гр}$ в виде прямой процент полной примеси оказывается равным $\approx 22\%$.

Полный процент примеси, определенный по "хвосту", находится в согласии с результатами моделирования, что говорит в пользу применения данного метода в дальнейшем для оценки полной примеси.

§3. Основные выводы

а) Примесь, которая может внести некоторые искажения в физические распределения, не превышает $(6+14)\%$. Наиболее значителен вклад каналов реакций $pr \rightarrow pr \pi^- \pi^0$ и $pr \rightarrow pr \pi^+ \pi^-$.

б) Как видно из табл. 1, сдвиг влево по величине импульса первичного нейтрона улучшает выделение реакции $pr \rightarrow pr \pi^-$.

Суммарная примесь из каналов реакций $pr \rightarrow pr \pi^- \pi^0$ и $pr \rightarrow pr \pi^+ \pi^-$ при импульсах P_n , равных 3; 6 и 9 Гэв/с, составляет соответственно $(2,4 \pm 2,26)\%$, $(6,3 \pm 3,1)\%$ и $(20 \pm 7,3)\%$.

в) Уменьшение $\chi_{\min}^2 \text{ гр}$, в разумных пределах, позволит снизить процент примеси.

г) Можно надеяться, что изучение процесса $pr \rightarrow pr \pi^-$ будет носить не только качественный характер, но и позволит получить надежные количественные соотношения при достаточной статистике.

Авторы выражают благодарность В.Е. Комоловой за помощь в работе.

Приложение

Некоторые замечания к использованию браковки, розыгрышу ошибок и χ^2_{\min} -распределениям

а) Использование процедуры браковки в программе "Форс" позволяет учесть некоторые надежно установленные экспериментальные факты.

Пропустим все моделируемые события через "сито", выбирающее в нужной пропорции только те события, в которых часть кинематических параметров совпадает с экспериментальными, а оставшаяся - следует из законов сохранения.

В качестве "сита" используем браковку по величине

$$\Gamma_i = \frac{W_i^{\text{экс}}}{W_i^{\Phi}}, \quad (11)$$

где $W_i^{\text{экс}}$ и W_i^{Φ} - вероятности попадания экспериментальных и моделируемых по фазовому объему событий в i -тую ячейку p -мерного распределения по p кинематическим параметрам.

Суть браковки состоит в следующем: находим Γ_{\max} , затем при каждом розыгрыше сопоставляем событию величину Γ_i , умножаем Γ_{\max} на равномерно распределенное случайное число a и берем звезду только тогда, когда величина $\Gamma_i > a \cdot \Gamma_{\max}$. Естественно, что после такой процедуры останутся нужные события.

Для проверок методики получения экспериментального материала, его обработки и оценки примесей браковка моделируемых по фазовому объему событий с помощью трехмерной таблицы в большинстве случаев будет вполне достаточна для отражения наиболее существенных кинематических особенностей.

б) Более правильный розыгрыш ошибок можно сделать, используя экспериментальные таблицы $\Delta P = f(P)$, $\Delta a = f(a)$ и $\Delta \beta = f(\beta)$. Тогда смоделированным значениям P_0 , a_0 и β_0 с экспериментальной вероятностью сопоставляются значения ΔP , Δa и $\Delta \beta$, с помощью которых величины P_0 , a_0 , β_0 разыгрываются по нормальному закону.

в) В задаче выделения реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$ на кинематические параметры события a_i , β_i и кривизны K_i накладываются ограничения четырьмя уравнениями связи (законами сохранения):

$$f_k(\dots a_i, p_i, K_i \dots) = 0. \quad (12)$$

По существу требуется подобрать параметры, лучшим образом удовлетворяющие законам сохранения.

Предположим, что все уравнения связи линейны в окрестности одной ошибки параметров, корреляции между ними малы и все параметры распределены по нормальному закону. Тогда после минимизации по параметрам, значение χ^2_{\min} можно записать в виде

$$\chi^2_{\min} = \sum_1^k \left(\frac{f_{i\ominus}}{\Delta f_{i\ominus}} \right)^2, \quad (13)$$

где $f_{i\ominus}$ - разбаланс закона сохранения при экспериментальных значениях параметров, $\Delta f_{i\ominus}$ - среднеквадратичное отклонение величин $f_{i\ominus}$, k - число свободных уравнений связи.

Распределение величины χ^2_{\min} должно соответствовать χ^2 -распределению с k -степенями свободы и дисперсией D , равной $2k$.

Если на опыте m параметров не измеряются, то m уравнений связи идет на их определение и размерность χ^2_{\min} -распределения становится равной:

$$k = 4 - m.$$

Из (13) видно, что если некоторым параметрам систематически приписываются завышенные ошибки, то и значения χ^2_{\min} получаются систематически заниженными.

В нашем случае формально минимум находится для χ^2 с четырьмя степенями свободы. Так как ошибка в импульсе первичного нейтрона

(50% величины суммарного продольного импульса заряженных частиц) завышена, то фактически одно уравнение связи идет на его определение.

На рис. 3 приведено χ^2_{\min} -распределение для истинной гипотезы (канал $pp \rightarrow pp \pi^-$, моделированные события). Получились следующие значения для χ^2_{\min} и $\sqrt{D} \chi^2_{\min}$:

$$\chi^2_{\min} = 2, \quad \sqrt{D} \chi^2_{\min} = 1,35$$

вместо 3 и 2,45 соответственно.

Данное занижение можно объяснить следующим образом. В программе идентификации каналов минимизация проводится по параметрам a , β и K . В моделированных событиях по нормальному закону распределена величина импульса, а распределение кривизны представляет собой проекцию нормального распределения на гиперболу, т.к. $K \approx \frac{1}{P}$. Поэтому распределение для кривизны должно быть вытянуто в сторону больших значений кривизны.

Естественно, что данное искажение тем больше, чем хуже точность измерения импульсов.

Если величина $\Delta = x - a$ распределена по Гауссу со средним, равным нулю, и дисперсией D

$$W_{\Gamma}(\Delta) \approx \frac{1}{\sqrt{D}} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2D}\right), \quad (14)$$

то величина $y = \frac{1}{x} - \frac{1}{a}$ распределена по следующему закону:

$$W(y) \approx \frac{1}{\sqrt{D}} \exp\left[-\left(\frac{a^2 y}{ay+1}\right)^2 / 2D\right] \cdot \frac{a^2}{(ay+1)^2}. \quad (15)$$

Из вышеизложенного видно, что такое отклонение от нормального закона в распределении кривизны должно привести к систематическому занижению значений χ^2_{\min} .

Нужно отметить, что всякого рода искажения, оказывающие влияние на форму χ^2_{\min} -распределения, одинаковы как в истинных, так и в примесных событиях в области не слишком больших значений χ^2_{\min} .

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
2. З.М. Иванченко. А.Ф. Лукьянцев, В.И. Мороз, А.Д. Макаренкова, Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ, Р-2399, Дубна, 1965.
3. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Б.А. Шахбазян. Ядерная физика, 6, 1, 90 (1967).
4. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-2027, Дубна, 1965.
5. Т. Бишлиу, В. Вишневский, М. Гаврилаш, А. КонстантINESКУ, А. Михул, В. Мороз, А. Никитин, Ю. Троян. Препринт ОИЯИ, Р-2916, Дубна, 1966.
6. Ю.А. Троян. Кандидатская диссертация, Дубна, 1969; В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 9, 3, 565 (1969); В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, Р1-3909, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

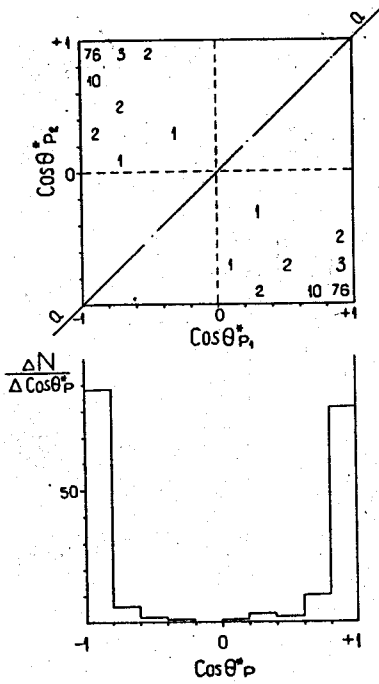
5 августа 1969 года.

Таблица 1

P_n [эв/с]	Канал реакции, конечное состояние	Число событий	C_0 %	C %
3	РРЛ*П*	101	2 ± 14	12 ± 16
	ПРЛ*П*	200	05 ± 05	12 ± 16
6	ЛС ₃ и _и и _и и _и и _и	106	35.8 ± 5.8	12 ± 2
	РРЛ*П*	111	6.35 ± 2.4	5 ± 3
	ПРЛ*П*	217	1.84 ± 0.9	13 ± 0.8
	РРЛ*П*П*	111	0.9 ± 0.9	0.5 ± 0.7
	ПРЛ*П*П*	100	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
9	РРЛ*П*	93	10.7 ± 3.4	8 ± 4.9
	ПРЛ*П*	209	5.7 ± 1.7	12 ± 5.4

Таблица 2

Угловые распределения нуклонов в с.п.м. реакции
 для событий с импульсом $P_n > 7$ Гэв/с



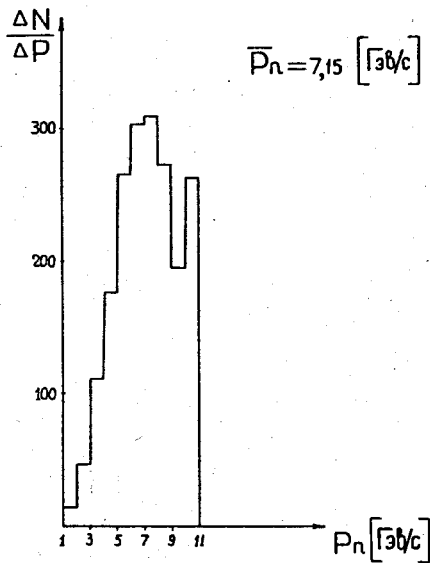


Рис.1. Импульсный спектр первичных нейтронов, падающих на камеру.

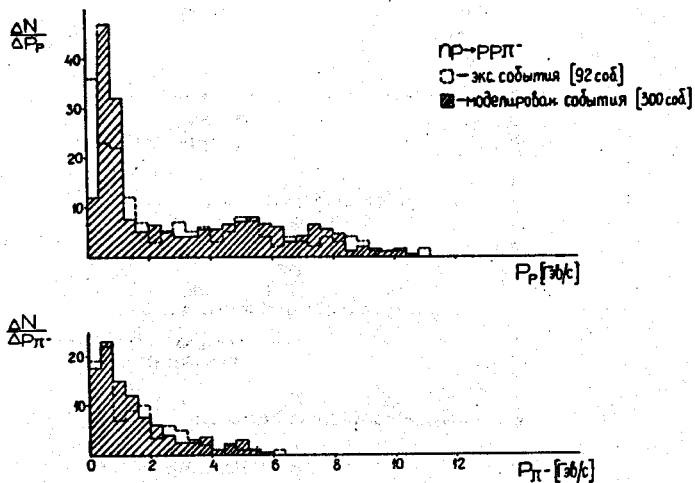


Рис. 2. Импульсные распределения экспериментальных и смоделированных событий из канала $p \rightarrow pp \pi^-$ для протонов и π -мезонов. Распределения смоделированных событий взвешены по импульсному экспериментальному спектру первичных нейтронов, вызвавших данную реакцию, и отнормированы по площади экспериментальных распределений.

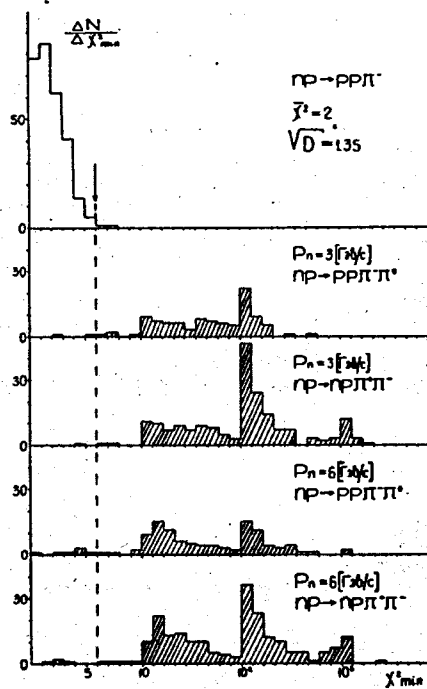


Рис. 3. χ^2_{\min} -распределения для истинного и примесных каналов (моделирование) без учета идентификации.

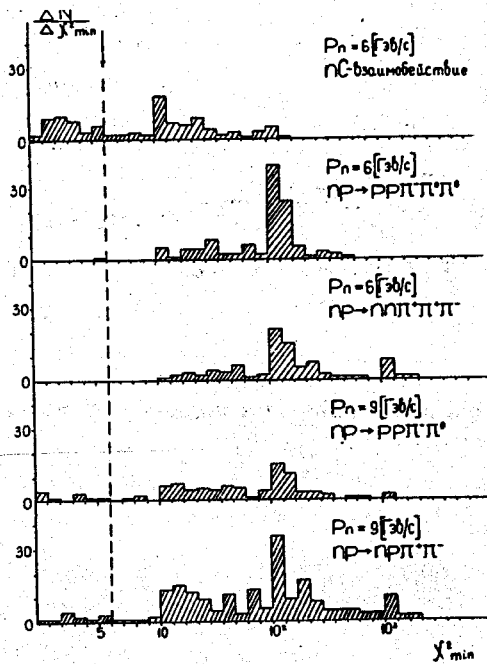


Рис. 4. χ^2_{\min} -распределения для примесных каналов (моделирование) без учета идентификации.

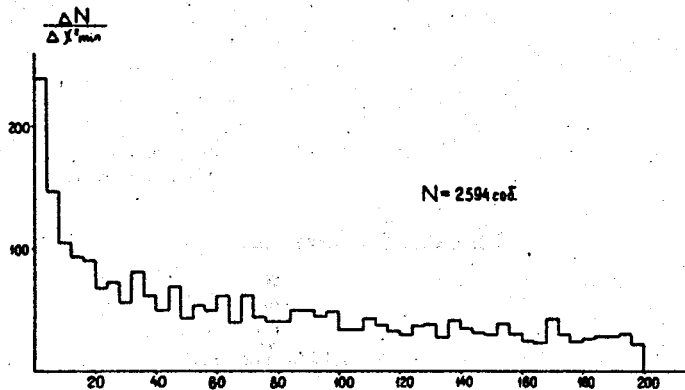


Рис. 5. χ_{min}^2 -распределение для экспериментальных событий без учета идентификации.

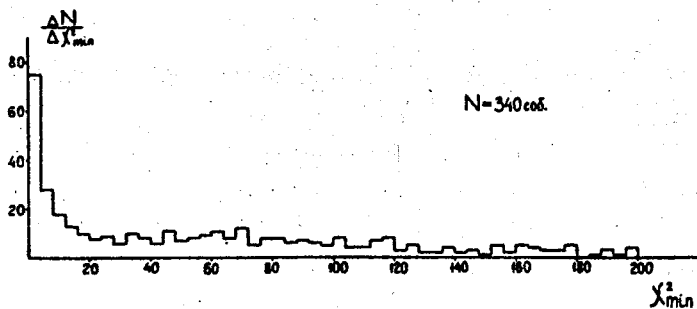


Рис. 6. χ_{min}^2 -распределение для экспериментальных событий с учетом идентификации.