

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д1-88-329

Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.Н.Печенов, В.И.Мороз,
А.И.Иерусалимов, А.П.Стельмах, К.Бешлиу,¹
Д.Пантеа,² Ф.Которобай,² С.Г.Аракелян,³
И.М.Равинович,³ В.Г.Одинцов, А.Абдивалиев⁴

УЗКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow pp \pi^-$

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik" и в Орг-комитет IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1988 г.

¹ Университет, Бухарест

² Центральный институт физических исследований,
Бухарест

³ Ереванский физический институт

⁴ Ленинабадский государственный педагогический
институт

В работе ^{1/} мы обратили внимание на класс многокварковых резонансов (число кварков больше трех) со сравнительно небольшими эффективными массами, которые имели ширины, сравнимые с экспериментальным разрешением. В последующих работах ^{2,3/}, касавшихся систем из шести кварков, было отмечено большое число узких дипротонных резонансов. В ^{4/} сделана попытка их систематизации в модели вращающихся соединенных струн.

Если большое число дипротонных резонансов можно предсказать на основе квантовой хромодинамики ^{5/}, то их ширины, которые на два порядка меньше ширин обычных адронных резонансов, свидетельствуют о существовании каких-то правил запрета (природа которых пока неясна), препятствующих распаду по сильному каналу.

Появившиеся после 1983 года многочисленные работы на тему узких дипротонных резонансов в большинстве своем подтвердили существование таких эффектов ^{6-14/}. Однако в нескольких экспериментах подобных явлений не обнаружено ^{15-17/}.

В настоящей работе на большом статистическом материале мы покажем существование большого числа узких дипротонных резонансов с высокой статистической достоверностью, а также оценим истинные ширины этих резонансов. Последний вопрос обходится авторами всех работ, выполненных на данную тему.

В разделе 1 будет рассмотрена реакция $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с, на примере которой мы обсудим все имеющие отношение к делу методические вопросы. В разделе 2 обсуждены суммарные спектры эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с.

1. РЕАКЦИЯ $pp \rightarrow pp\pi^-$ ПРИ $P_n = 1,25$ ГэВ/с

Реакция $pp \rightarrow pp\pi^-$ при этой энергии, как и при всех других энергиях, отбиралась с использованием метода χ^2 с четырьмя степенями свободы на материалах, полученных с однометровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной монохроматическими нейтронами от синхрофазотрона ЛВЭ. Разброс пучка по импульсам во всех случаях $\Delta P_n/P_n = 3\%$. На рис. 1 приведено распределение χ^2 для гипотезы реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. Сплошной линией изобра-

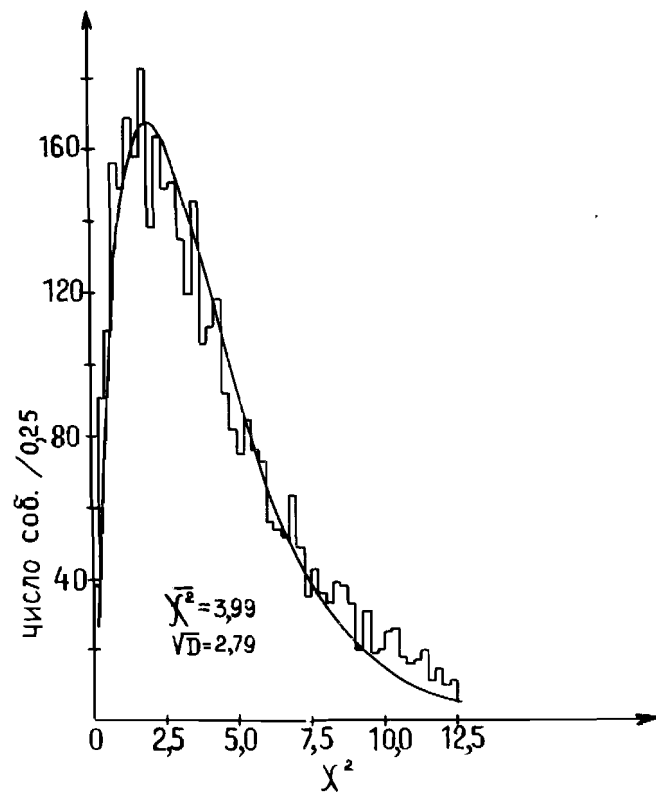


Рис. 1. Распределение χ^2 для гипотезы реакции $p p \rightarrow p p \pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с.

жено теоретическое χ^2 -распределение с четырьмя степенями свободы. Видно хорошее согласие теоретического и экспериментального распределений. События с $\chi^2_{гр.} \leq 12,5$ относились к реакции $p p \rightarrow p p \pi^-$. Всего отобрано таким образом 3611 событий этой реакции.

Вопрос фона при исследовании резонансов является одним из главных. На рис. 2 приведено распределение событий по эффективной массе двух протонов, построенное с шагом $2,5$ МэВ/с². Там же изображены 3 фоновые кривые: штрих-пунктирной кривой изображен фон, полученный методом "перемешивания", который обычно применяется экспериментаторами и заключается в том, что протон из одного события комбинируется с протоном из другого. Вычисленная таким образом эффективная масса двух протонов заносится в график для фонового распределения. Однако в данном случае из-за сильной периферичности реакции^{/8/} в таком случайном разбеге появляется много

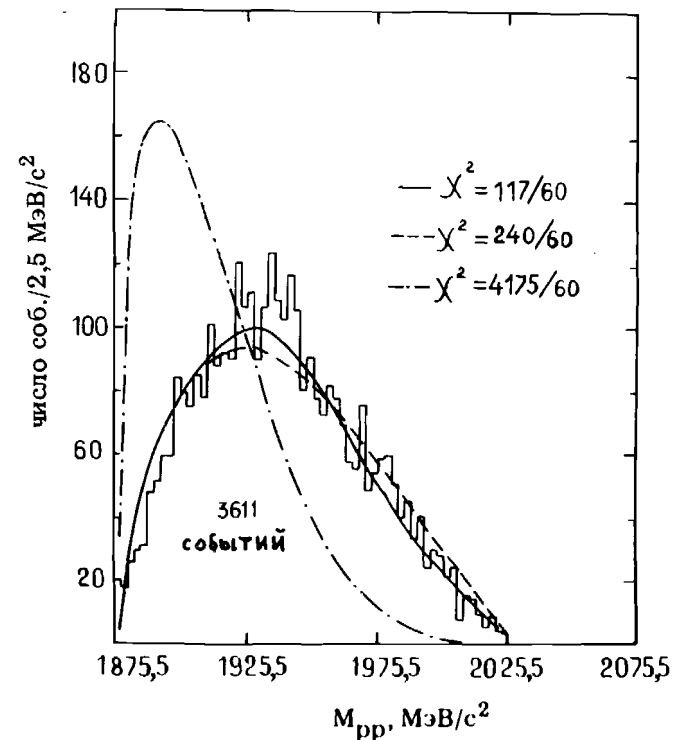


Рис. 2. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $p p \rightarrow p p \pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с (3611 событий). Штрих-пунктирная кривая получена методом перемешивания протонов из разных событий, пунктирная — расчет по модели одночастичного обмена; сплошная кривая — моделирование эксперимента в лаб. системе (МЭЛС).

конфигураций, где протоны имеют близкие импульсы и углы, и, следовательно, небольшие эффективные массы. χ^2 для описания экспериментального распределения такой фоновой кривой равен 4175 на 60 точек; это показывает, что данный фон не имеет отношения к делу.

Пунктирная кривая представляет фоновую кривую, рассчитанную по модели одночастичного обмена^{/9/}. Учитывая обмен π -мезонами, нуклонами и Δ -изобарами. Наилучшее описание экспериментальных данных дает некоторая смесь 43% пионного обмена и 57% обмена Δ -изобарами. χ^2 для описания эксперимента значительно ближе к среднему значению, равному 60 ($\chi^2 = 240$). Однако при таком описании трудно учесть вклад других диаграмм, эффектов интерференции между

ними и т.д. Кроме того, в расчеты надо вводить поправки на возможные искажения, вносимые экспериментальным материалом (например, потери событий, у которых импульс протона < 80 МэВ/с и другие).

Третий вид фона представлен в виде сплошной кривой — моделирование с учетом экспериментальных распределений в лабораторной системе (МЭЛС). В этом методе точка из графика P_1 vs P_2 в л.с. (P_1 и P_2 — импульсы двух протонов в звезде) сопоставляется случайным образом с точкой на графике угла между двумя протонами в л.с. Вычисленная после этого эффективная масса двух протонов заносится в график фоновое распределение.

Исследовались также фоновые распределения, получаемые при моделировании с учетом экспериментальных распределений в общей системе центра масс и системе покоя π^-p . Однако наименьший χ^2 (117 на 60 точек), т.е. фоновое распределение, наиболее близкое к эксперименту, получается в методе МЭЛС.

Этот вывод справедлив и для реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при импульсах первичных нейтронов 1,43; 1,72 и 2,23 ГэВ/с. Везде в дальнейшем в качестве фона используется кривая, полученная методом МЭЛС.

Следующий вопрос связан с видом функции разрешения по массам, и, следовательно, с видом резонансных кривых, используемых при подгонке экспериментальных данных, и процедурой определения истинной ширины резонанса.

Функция разрешения определяется обычным образом

$$R(\Delta M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(\Delta M)^2/2\sigma^2] P(\sigma) d\sigma / \int P(\sigma) d\sigma, \quad (1)$$

где ΔM — разность между экспериментальным значением эффективной массы двух протонов в данном событии и значением массы, полученной при изменении измеренных параметров треков на величину, кратную ошибкам измерений. При этом предполагается, что ошибки измерений параметров имеют гауссово распределение, σ — ошибка измерения массы в данном событии.

На рис. 3 приведен вид функции разрешения для всего диапазона масс двух протонов в реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. Функция разрешения описывалась брейт-вигнеровской кривой (χ^2 описания равно 72 для 66 точек) и гауссовой кривой ($\chi^2 = 162$).

Видно, что брейт-вигнеровская форма хорошо описывает функцию разрешения. Это остается справедливым и для описания функций разрешения для различных диапазонов эффективных масс двух протонов. Изменение полных ширины функций разрешения в реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с для различных диапазонов эффективных масс двух протонов показано на рис. 4

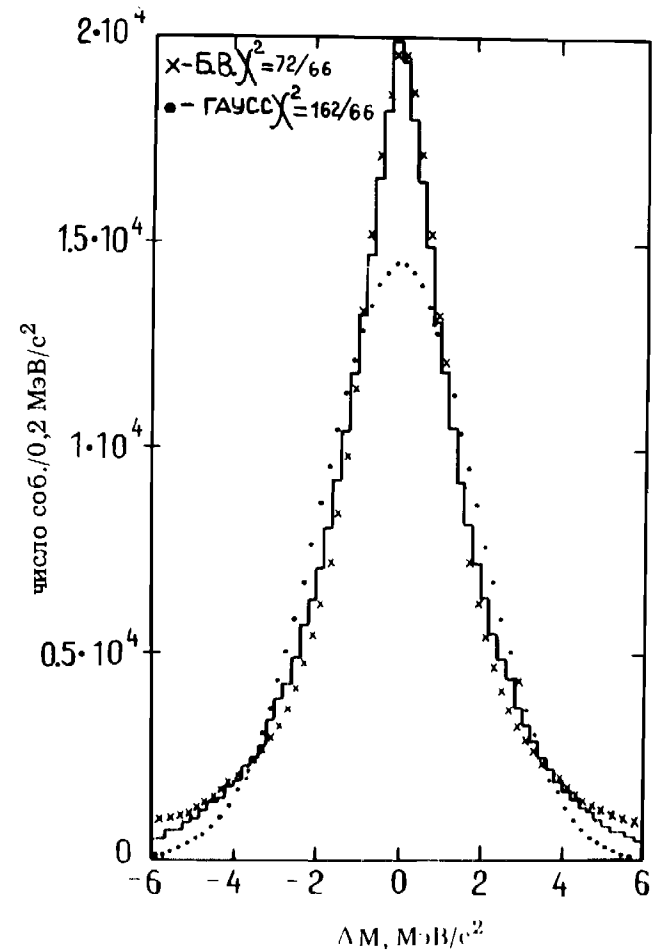


Рис. 3. Вид функции разрешения по массам во всем диапазоне эффективных масс двух протонов в реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. Ширина функции на полувысоте $\Gamma_{\text{разр}} = 2,8$ МэВ/с².

Далее известно, что свертка истинной резонансной кривой, имеющей брейт-вигнеровскую форму, с функцией разрешения, также имеющей эту форму, дает снова брейт-вигнеровскую форму экспериментальной резонансной кривой с $M_{\text{экс}} = M_{\text{ист}}$ и $\Gamma_{\text{экс}} = \Gamma_{\text{ист}} + \Gamma_{\text{разр}}$. Таким образом в данном случае при подгонке к эксперименту резонансные кривые надо выдавать в виде брейт-вигнеровских кривых, а истинные ширины резонансов можно определить как $\Gamma_{\text{ист}} = \Gamma_{\text{экс}} - \Gamma_{\text{разр}}$, где $\Gamma_{\text{экс}}$

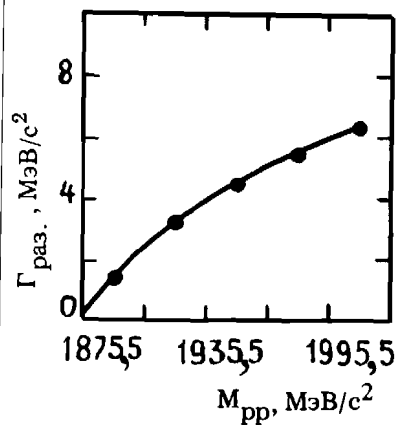
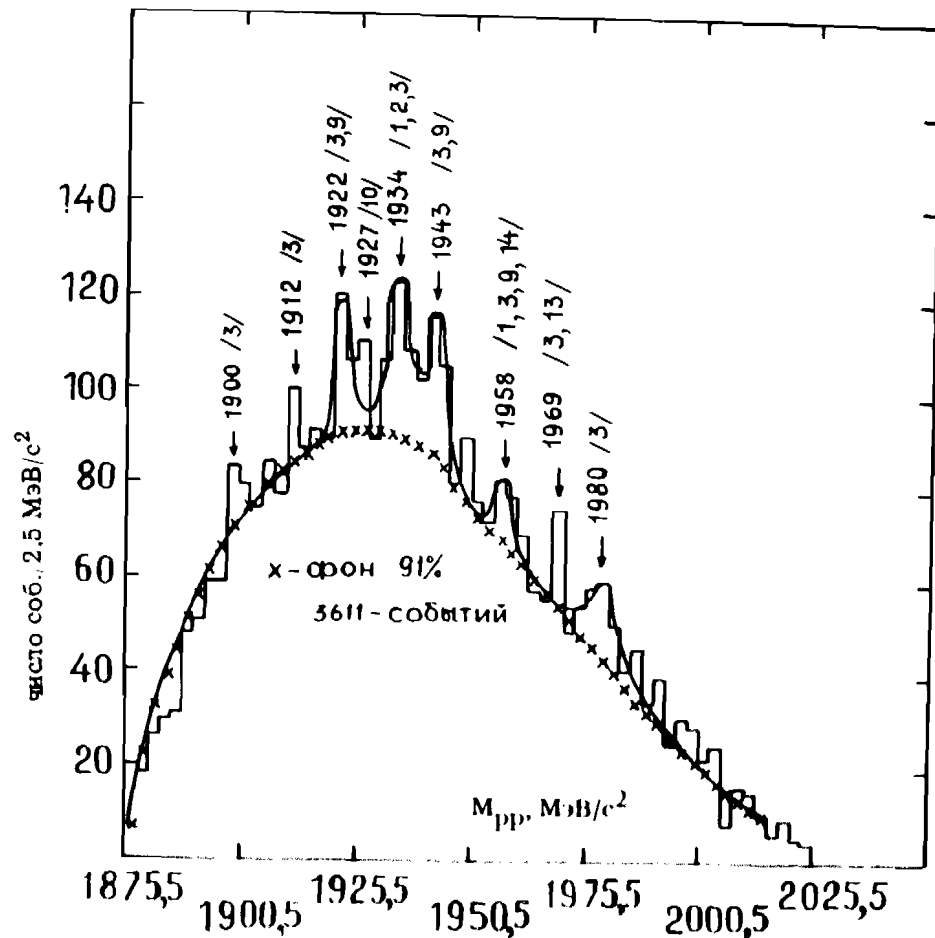


Рис. 4. Изменение полной ширины функции разрешения в зависимости от значения эффективной массы двух протонов в реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с.

Рис. 5. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. Сплошная кривая — некогерентная смесь 5 брейт-вигнеровских резонансных кривых и фоновой кривой в виде МЭЛС. Крестики — вклад фоновой кривой (91%).



ширины резонансных кривых, полученные при подгонке к эксперименту.

На рис. 5 представлено распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. На этом рисунке сплошная кривая — описание эксперимента некогерентной суммой пяти резонансных кривых и фоновой кривой, полученной МЭЛС-методом; крестиками обозначен вклад фоновой кривой, остающийся после подгонки (91%). χ^2 на 1 степень свободы для сплошной кривой равен 1,3.

В табл. 1 суммированы полученные данные: в первой колонке приведено значение массы резонанса, во второй — значение экспериментальной ширины, полученной при подгонке, в третьей — истинная ширина резонанса (все величины даны в $\text{МэВ}/c^2$), в четвертой — сечение образования резонанса (при этом сечение реакции $pp \rightarrow pp \pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с равно $(0,89 \pm 0,15) \text{ мб}^{18/}$). В пятой колонке таблицы указано число стандартных отклонений от фона, в шестой — вероятность того, что данный эффект является случайным выбросом.

Таблица 1

| $M_R \pm \Delta M$ | $\Gamma_{\text{EXP}} \pm \Delta \Gamma$ | $\Gamma_R - \Gamma_{\text{EXP}} - \Gamma_{\text{ФОН}}$ | $G(\text{мб})$ | SD | P |
|--------------------|---|--|----------------|-----|---------------------|
| 1922 ± 1 | $4,0 \pm 1,5$ $0,5$ | $0,6 \pm 1,5$ $0,5$ | 15 ± 5 | 3,2 | $3,5 \cdot 10^{-2}$ |
| 1934 ± 1 | $5,0 \pm 1,5$ $1,0$ | $1,0 \pm 1,5$ $1,0$ | 19 ± 5 | 3,6 | $7,1 \cdot 10^{-3}$ |
| 1943 ± 1 | $5,0 \pm 1,5$ $1,0$ | $0,8 \pm 1,5$ $0,8$ | 16 ± 5 | 3,6 | $8,1 \cdot 10^{-3}$ |
| 1958 ± 1 | $4,6 \pm 3,0$ $2,0$ | $0,0 \pm 3,0$ | 6 ± 3 | 2,1 | $1,7 \cdot 10^{-1}$ |
| 1980 ± 2 | $6,0 \pm 6,0$ $4,0$ | $0,6 \pm 6,0$ $0,6$ | 14 ± 4 | 4,0 | $1,3 \cdot 10^{-3}$ |

Вероятность случайного выброса определена в соответствии с методикой, разработанной в^{19/}, где учитывается влияние на эффект всех точек изучаемого распределения.

На рис. 5 отмечено положение еще четырех выбросов при массах 1900, 1912, 1927 и 1969 $\text{МэВ}/c^2$, которые наблюдались в работах^{3, 10, 13/}.

Возле каждого значения массы приведены ссылки на работы, в которых наблюдались пики при близких (в пределах ошибок измерений) значениях масс.

2. РЕАКЦИЯ $pp \rightarrow pp \pi^-$ ПРИ $P_n = 1,43; 1,72$ И $2,23$ ГэВ/с

Цель этого раздела — представить доказательства существования большого числа узких дидротонных резонансов. Случай реакции $pp \rightarrow$

$\rightarrow pp\pi^-$ при указанных импульсах первичных нейтронов отбиралась при использовании метода χ^2 с четырьмя степенями свободы, как и в разделе 1. Всего отобрано 4847, 4568 и 5521 случай реакции $pp\pi^-$ при $P_n = 1,43$; 1,72 и 2,23 ГэВ/с соответственно.

На рис. 6 представлены распределения эффективных масс двух протонов отдельно для каждой энергии — гистограмма I для $P_n = 1,43$; гистограмма II — для $P_n = 1,72$; гистограмма III — для $P_n = 2,23$ ГэВ/с. Вертикальными линиями отмечены некоторые районы эффективных масс двух протонов, в которых наблюдаются особенности при всех трех энергиях. Повторяемость эффектов служит сильным доказательством резонансного их происхождения и дает основание для суммирования всех трех распределений.

На рис. 7 приведено распределение эффективных масс двух протонов, суммированное по всем трем энергиям. Сплошная линия — подгоночная кривая, составленная из некогерентной смеси фоновой кри-

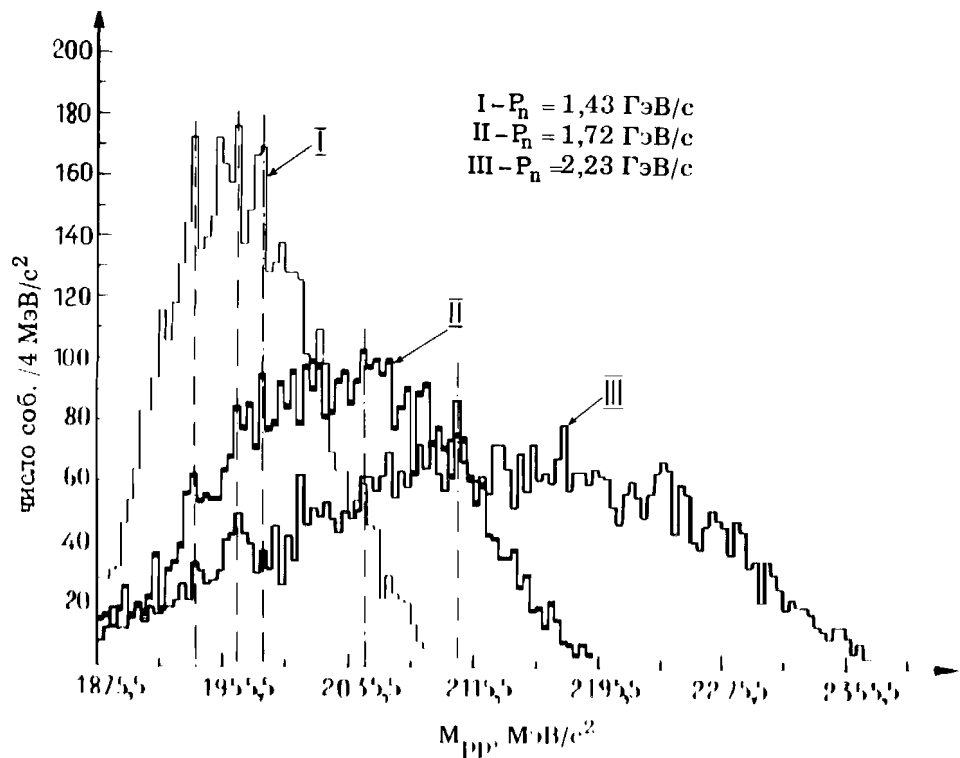


Рис. 6. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp\pi^-$ для $P_n = 1,43$ (гистограмма I), $P_n = 1,72$ (гистограмма II), $P_n = 2,23$ (гистограмма III)

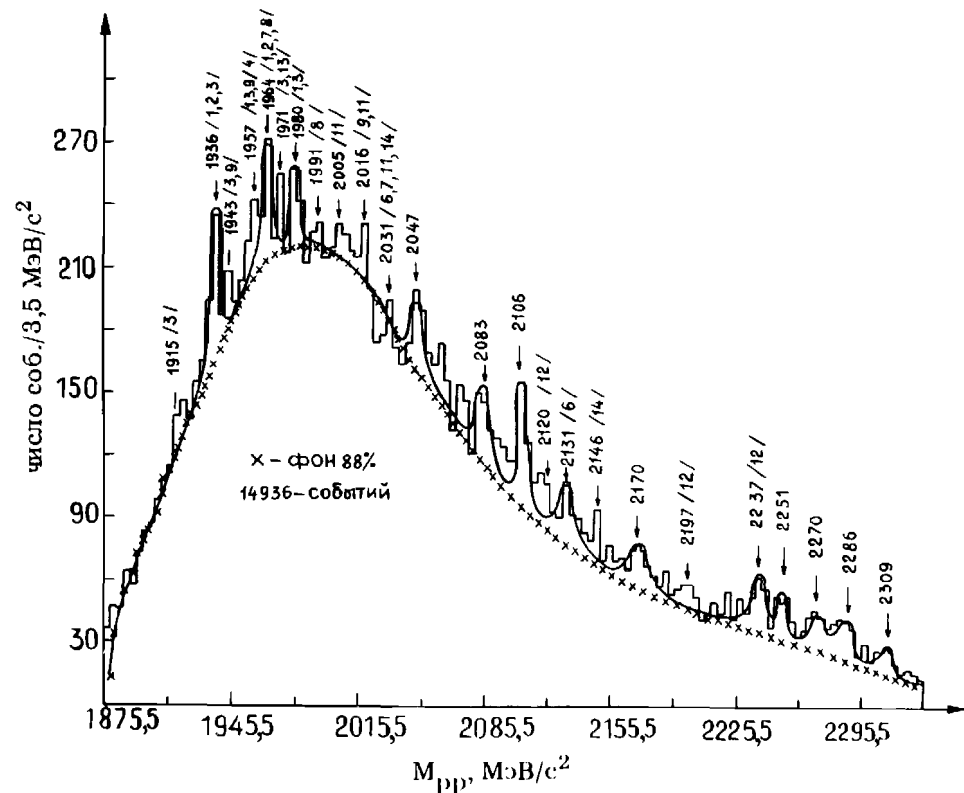
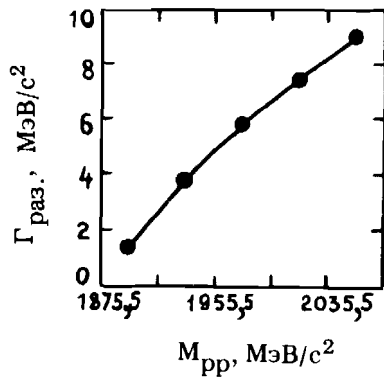


Рис. 7. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp\pi^-$ при $P_n = 1,43$; 1,72 и 2,23 ГэВ/с (сумма по всем энергиям). Сплошная кривая — некогерентная сумма 13 брейт-виннеровских резонансных кривых и фоновой кривой в виде МЭЛС. Крестики — вклад фоновой кривой (88%).

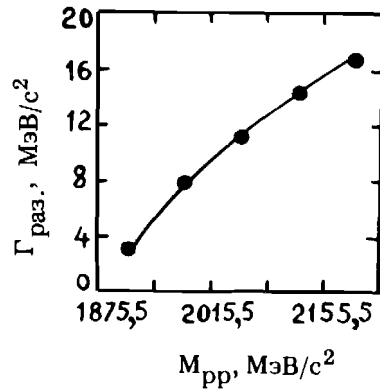
ной, полученной методом МЭЛС отдельно для каждой энергии и просуммированной с соответствующим весом, пропорциональным числу экспериментальных событий при каждой энергии, и 13 резонансных брейт-виннеровских кривых. Крестиками отмечена фоновая кривая, оставшаяся после подгонки (ее вклад составляет 88%).

На графике отмечены также положения эффективных масс, при которых наблюдаются выбросы, статистически не значимые в данном распределении и поэтому не включенные нами в процедуру подгонки, но обсуждаемые в других экспериментах. Возле каждого значения массы приведены ссылки на работы, в которых наблюдались пики при близких значениях масс.

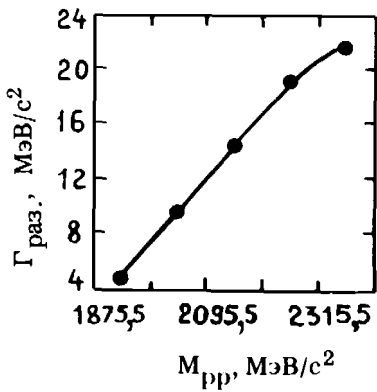
На рис. 8 показаны графики изменения полной ширины функции разрешения в зависимости от эффективной массы двух протонов при трех значениях первичного импульса нейтронов. При дальнейшем определении истинных ширины резонансов ширина функции разрешения при данном



а)



б)



в)

Рис. 8. Изменение полной ширины функции разрешения в зависимости от значения эффективной массы двух протонов в реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$: а) — для $P_n = 1,43$ ГэВ/с; б) для $P_n = 1,72$ ГэВ/с; в) для $P_n = 2,23$ ГэВ/с.

значение массы вычислялась как среднее из ширин при каждой энергии с весом, пропорциональным вкладу по числу событий в данный интервал масс от каждой энергии.

Все функции разрешения имеют вид, близкий к брейт-вигнеровским формам,

и поэтому процедура определения истинных ширин такая же, как в разделе 1, т.е. $\Gamma_{\text{ист}} = \Gamma_{\text{экср}} - \Gamma_{\text{разр}}$.

В таблице 2 суммированы полученные данные. Обозначения те же, что и в таблице 1.

ВЫВОДЫ

В представленной работе приведены доказательства существования большого числа узких дипротонных резонансов. Исследован большой диапазон масс (от 1876 до 2300 МэВ/с²). Резонансы существуют во всем этом диапазоне. Статистическая значимость наблюдаемых эффектов довольно высока, особенно если учесть повторяемость эффектов в разных экспериментах и перемножить соответствующие вероятности

| $M_R \pm \Delta M$ | $\Gamma_{\text{экср}} \pm \Delta \Gamma$ | $\Gamma_R = \Gamma_{\text{экср}} - \Gamma_{\text{разр}}$ | SD | P |
|--------------------|--|--|-----|---------------------|
| 1936 ± 1 | $7 \pm 1,5$ | $2,6 \pm 1,5$ | 5,2 | $14 \cdot 10^{-5}$ |
| 1964 ± 1 | $7 \pm 0,5$ $1,0$ | $1,0 \pm 1,0$ | 3,5 | $20 \cdot 10^{-2}$ |
| 1980 ± 1 | $7 \pm 0,5$ $1,0$ | $0,2 \pm 0,5$ | 2,7 | $24 \cdot 10^{-1}$ |
| 2047 ± 1 | $9 \pm 2,0$ | $0,0 \pm 2,0$ | 3,8 | $1,1 \cdot 10^{-2}$ |
| 2083 ± 2 | $14 \pm 2,5$ $1,5$ | $1,8 \pm 1,5$ | 3,7 | $1,5 \cdot 10^{-2}$ |
| 2106 ± 1 | $12,3 \pm 2,0$ $1,5$ | $0,0 \pm 2,0$ | 5,8 | $9,7 \cdot 10^{-8}$ |
| 2130 ± 2 | $17,0 \pm 3,5$ | $2,0 \pm 3,5$ $2,0$ | 4,2 | $2,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 2171 ± 2 | $16,0 \pm 5,0$ $3,5$ | $0,8 \pm 5,0$ $0,8$ | 4,1 | $2,2 \cdot 10^{-3}$ |
| 2237 ± 1 | $18,0 \pm 3,0$ $4,0$ | $0,0 \pm 3,0$ | 5,8 | $9,2 \cdot 10^{-7}$ |
| 2251 ± 1 | $18,0 \pm 2,0$ $1,5$ | $0,0 \pm 2,0$ | 3,3 | $8,3 \cdot 10^{-2}$ |
| 2270 ± 2 | $18,0 \pm 4,0$ $3,0$ | $0,0 \pm 4,0$ | 3,8 | $1,1 \cdot 10^{-2}$ |
| 2286 ± 2 | $21,0 \pm 3,0$ | $1,0 \pm 3,0$ | 5,3 | $1,4 \cdot 10^{-5}$ |
| 2310 ± 2 | $21,0 \pm 3,5$ | $1,0 \pm 3,5$ | 3,7 | $1,5 \cdot 10^{-2}$ |

случайных выбросов (например, для резонанса с массой 1935 $P = P_{1,25} \times P_{1,43} \cdot 1,72 \cdot 2,23 = 10^{-7}$, как следует из таблиц 1 и 2 данной работы).

Суммарный вклад таких резонансов в реакцию $pp \rightarrow pp\pi^-$ составляет примерно 10% при изученных энергиях. Ширины резонансов — порядка ошибок в их определении.

Таким образом, можно думать, что мы имеем дело с новым физическим явлением, природа которого еще не ясна. Гипотеза о том^{12/}, что малые ширины таких резонансов можно объяснить образованием на промежуточной стадии реакции состояния с изотопическим спином $I = 2$, которое затем при помощи u -переходов реализуется узкие резонансы в системе двух протонов, по-видимому, не подтверждается имеющимися экспериментами^{12/}. С другой стороны, если бы эта гипотеза и была справедлива, вопрос просто переместился бы в другую плоскость, а именно: как объяснить большое число таких резонансов уже в состоянии с другим изотопическим спином?

Поэтому естественно искать решение проблемы в учете цветных степеней свободы, который может дать и большое число таких состояний, и правило запрета на их распады.

Авторы благодарят А.Б.Кайдалова, Л.А.Кондратюка, Б.З.Копелиовича, В.Л.Любошица за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бешлиу К. и др. ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983.
2. Бешлиу К. и др. ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
3. Троян Ю.А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ № 13-85, Дубна, 1985, с.12.
4. Троян Ю.А. ОИЯИ, Р2-86-35, Дубна, 1986.
5. Доркин С.М. и др. – ЯФ, 1982, т.36, вып. 5 (11), с.1244.
6. Зеленский Р. и др. ОИЯИ, Р1-83-566, Дубна, 1983;
Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, Е1-83-59, Дубна, 1983.
7. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983; ЯФ, 1984, т.39, вып. 1, с.44.
8. Абдинов О.Б. и др. Краткие сообщения ОИЯИ № 15-86, Дубна, 1986, с. 34.
9. Азимов С.А. и др. ФТИ, 24-84-ФВЭ, Ташкент, 1984; Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, вып. 7, с.316; ЯФ, 1985, т.42, вып.4, с.913.
10. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-84-103, Дубна, 1984.
11. Bock V. et al. – Nucl. Phys., A459, 1986, p.573.
12. Tatischeff V. et al. – Europh. Lett, 41987, 4(6), p.671.
13. Tatischeff V. et al. – Z. Phys. A – Atomic Nuclei, 1987, 32b, p.147.
14. Andreev V.P. et al. – Z. Phys. A – Atomic Nuclei, 1987, 327, p.363.
15. Lisowski P.W. et al. – PRL, 1982, v.49, p.255.
16. Garçon M. et al. Nucl. Phys., 1985, v.445, p.669.
17. Воробьев Л.С. и др. ИТЭФ, № 125, 1987.
18. Бешлиу К. и др. ЯФ, 1986, т.43, вып.4, с.888.
19. Виноградов В.Б. и др. ОИЯИ, Р1-7155, Дубна, 1973.
20. Абаев В.В. и др. Препринт ЛИЯФ, № 1318, Ленинград, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1988 года.

Троян Ю.А. и др.

Д1-88-329

Узкие дипротонные резонансы в реакции $np \rightarrow pp\pi^-$

Представлены распределения эффективных масс двух протонов из реакции $np \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25; 1,43; 1,72$ и $2,23$ ГэВ/с (всего около 19 тыс. событий). Материал получен с однометровой водородной камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной монохроматическими нейтронами ($\Delta P_n / P_n \approx 3\%$) от синхрофазотрона ЛВЭ. С достаточно высокой статистической достоверностью обнаружены 16 дипротонных резонансов с истинными ширинами порядка 1 МэВ/с². Вклад резонансов составляет около 10% при каждой энергии. Исследован диапазон эффективных масс от 1876 до ~ 2300 МэВ/с². Резонансные эффекты существуют во всем этом диапазоне.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Troyan Yu.A. et al.

D1-88-329

Narrow Diproton Resonances
in the Reaction of $np \rightarrow pp\pi^-$

The effective mass distributions of two protons from the reaction $np \rightarrow pp\pi^-$ at $P_n = 1.25; 1.43, 1.72$ and 2.23 GeV/c (about 19000 events) are presented. The data have been obtained in an exposure of the 1m HBC of the High Energy Laboratory, JINR to monochromatic neutrons ($\Delta P_n / P_n \approx 3\%$). Sixteen diproton resonances with the true width of 1 MeV/c² are found out using rather high statistics. The effective mass range from 1876 to ~ 2300 MeV/c² has been investigated. Resonance effects are present in the whole range.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988