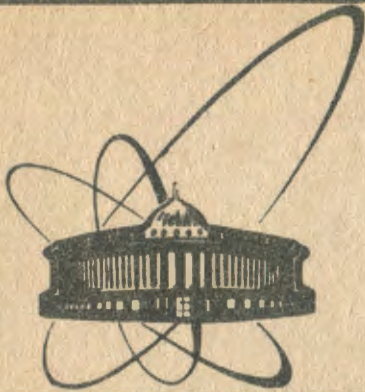


90-139



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

97

Т 769

P1-90-139

Ю.А.Троян, В.Н.Печенов

КРИТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОДНОЙ ПОПЫТКИ  
ОПИСАНИЯ СПЕКТРОВ ДИПРОТОННЫХ МАСС

1990

В работе В.Н.Емельяненко, В.А.Никитина и М.Г.Шафрановой<sup>1/1</sup> сделана попытка описать распределение эффективных масс двух протонов, полученных из реакции  $pn \rightarrow ppp^-$ , взятой при разных энергиях падающих нейтронов<sup>1/2/1</sup>, без привлечения узких дипротонных резонансов.

При этом использовалась довольно экзотическая функция

$$F_0(T) \approx \exp[-|T/\phi(T)|^{(A_4/\phi_1(T))}] \quad (1)$$

Здесь  $T$  — линейная функция от массы двух протонов,  $A_4$  — постоянный параметр,  $\phi(T)$  и  $\phi_1(T)$  — функции от  $T$ , равные единице при  $T = 0$  (т.е. в точке максимума  $F_0(T)$ ). Параметр  $A_4$  для описания распределения эффективных масс из реакции  $pn \rightarrow ppp^-$  при  $P_n = 1,25$  ГэВ/с (рис.5 работы<sup>1/2/1</sup>) равен 2,12, для описания распределения из реакции  $pn \rightarrow ppp^-$  при  $P_n = 1,43; 1,72; 2,23$  ГэВ/с (рис.7 работы<sup>1/2/1</sup>) он составляет 1,57.

При этом, т.к. одна функция (1) не описывала распределение рис.7 работы<sup>1/2/1</sup>, к ней добавлен резонансно-подобный член  $F_1$  в виде гауссова распределения.

При описании распределения рис.7 работы<sup>1/2/1</sup> получено значение  $\chi^2/d.f. = 1,00$ ; при описании распределения рис.5 работы<sup>1/2/1</sup>  $\chi^2/d.f. = 1,21$ .

Отсюда авторами работы<sup>1/1</sup> сделан вывод об отсутствии резонансных эффектов в обоих случаях; кроме того, они не находят ни одной точки в распределениях, которая отклонялась бы от их подгоночной кривой больше, чем на 3 ошибки измерения.

В связи с появлением работы<sup>1/1</sup> мы хотели бы сделать несколько замечаний.

1. Первое замечание носит общий характер о классе функций, выбираемых для описания любых физических распределений. Наиболее употребительными для описания фонов в распределениях эффективных масс являются описания с использованием метода Монте-Карло в разных модификациях (метод МЭЛС в нашей работе<sup>1/2/1</sup>), расчеты с использованием теоретических моделей, аппроксимация полиномами. Полученные во всех трех методах фоновые кривые имеют вид монотонных функций, не имеющих разрывов

в производных. Это соответствует физическому требованию аналитичности используемых математических функций в существенных точках фонового распределения. Употребление неаналитических функций требует серьезного физического обоснования. В противном случае это — математическая игра, не имеющая отношения к реальным физическим процессам.

Легко видеть из структуры функции  $F_0(T)$ , что при  $A_4 = 1,57$  все производные, начиная со второй, — разрывны в существенной физической точке  $T = 0$  (точке максимума), при  $A_4 = 2,12$  — разрывны все производные, начиная с третьей. Таким образом, функция  $F_0(T)$  не аналитична.

Одновременно не является строго математическим и утверждение авторов работы<sup>11</sup> о гладкости этой функции. Ее гладкость только первого или второго порядка. Если бы это было отмечено в<sup>11</sup>, то вопрос об аналитичности функции не оказался бы затуманенным.

2. Введение в описание распределения рис.7 работы<sup>12</sup> резонансно-подобного члена является непоследовательным. Если авторы задались целью исключить резонансы из рассмотрения, то введение резонанса нарушает логику работы. Если же введена гипотеза присутствия любого резонанса, то необходимо было испытать гипотезы присутствия нескольких резонансов с различными параметрами. Введение члена типа гауссова потребовалось только потому, что одна функция  $F_0(T)$  совершенно не описывает всего распределения. Это видно из ее структуры с резко спадающими краями. Гауссов член призван как раз возместить недостаток описания на правом краю распределения рис.7 работы<sup>12</sup>.

3. Единственным критерием согласия описания и эксперимента авторы работы<sup>11</sup> считают значение  $\chi^2/d.f.$

Однако близость этой величины к 1 вовсе не означает корректного статистического описания. Наряду со значениями  $\chi^2$  необходимо рассмотреть дисперсии при описании эксперимента.

Известно, что при правильном описании чисто статистического распределения распределение квадратов нормированных отношений  $[(N_{\text{э}i} - N_{\text{ф}i})/\sigma_{\text{э}i}]^2$  подчиняется распределению  $\chi_1^2$  с одной степенью свободы. Здесь  $N_{\text{э}i}$  — число экспериментальных событий в  $i$ -м бине распределения,  $N_{\text{ф}i}$  — число фоновых событий,  $\sigma_{\text{э}i}$  — ошибка в числе экспериментальных событий, равная  $\sqrt{N_{\text{э}i}}$  в нашем случае. При этом  $\overline{\chi_1^2} = 1$  и  $\sqrt{D_{\chi_1^2}} = \sqrt{2} = 1,41$ . Эти значения должны получаться в любых интервалах полного экспериментального распределения. Одного критерия  $\overline{\chi_1^2} = 1$  недостаточно, т.к. это значение может быть получено и для распределения, сильно отличающегося от  $\chi_1^2$ -распределения.

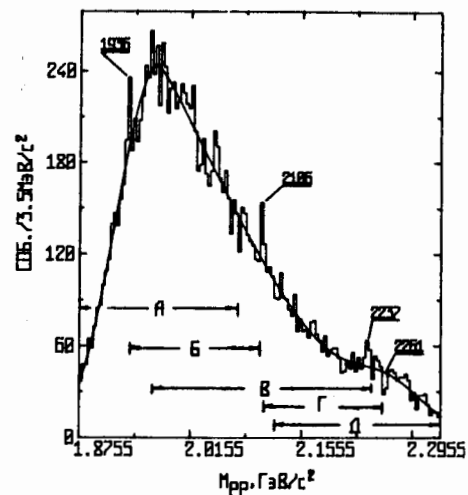
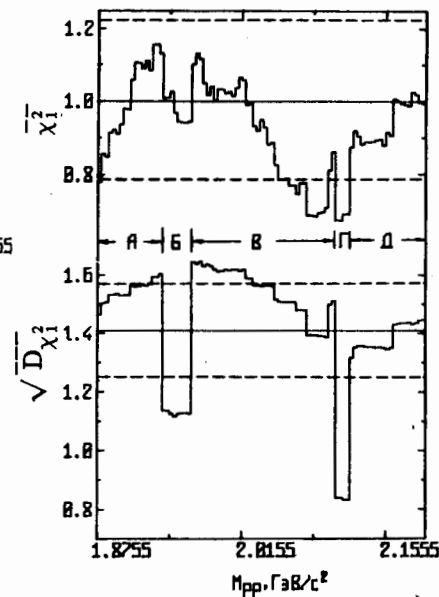


Рис.2. Распределения  $\overline{\chi_1^2}$  и  $\sqrt{D_{\chi_1^2}}$ , вычисленные в различных интервалах дипротонных масс рис.1. Сплошные горизонтальные линии — ожидаемые теоретические значения. Пунктирные линии — коридоры ошибок для теоретических значений.

Рис.1. Распределение эффективных масс пр из реакций  $pp \rightarrow pp\pi^-$  при  $P_n = 1,43; 1,72$  и  $2,23$  ГэВ/с. Сплошная линия — аппроксимация суммой функций  $F_0$  и  $F_1$ .



На рис.1 приведено экспериментальное распределение эффективных масс двух протонов (см.рис.7 работы<sup>12</sup>). Сплошная линия — описание, полученное в работе<sup>11</sup> при помощи функции  $F_0(T)$  с добавлением резонансного члена.

На рис.2 приведены значения  $\overline{\chi_1^2}$  и  $\sqrt{D_{\chi_1^2}}$ , вычисленные по 40 точкам распределения рис.1. Первая точка на рис.2 — точки с номера 1 по 40, вторая с номера 2 по 41 и т.д. Пунктирные линии — коридор ошибок для соответствующей величины.

Здесь область "А" включает в себя пик при массе 1936 МэВ/с<sup>2</sup>, область "Б" — область, когда 40-биновые интервалы движутся между пиками с массами 1936 и 2106 МэВ/с<sup>2</sup>, область "В" включает пик при массе 2106 МэВ/с<sup>2</sup>, область "Г" — область между пиком 2106 МэВ/с<sup>2</sup> и областью действия резонансно-подобного члена, область "Д" — область действия резонансно-подобного члена. Соответствующие области отмечены и на рис.1.

В областях "А" и "В" большие дисперсии обусловлены наличием резонансных пиков при массах 1936 и 2106 МэВ/с<sup>2</sup>. В обла-

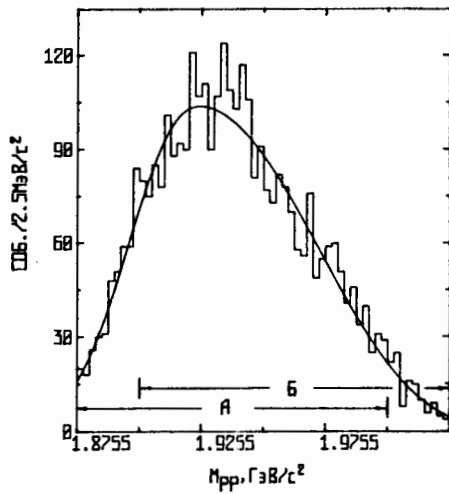
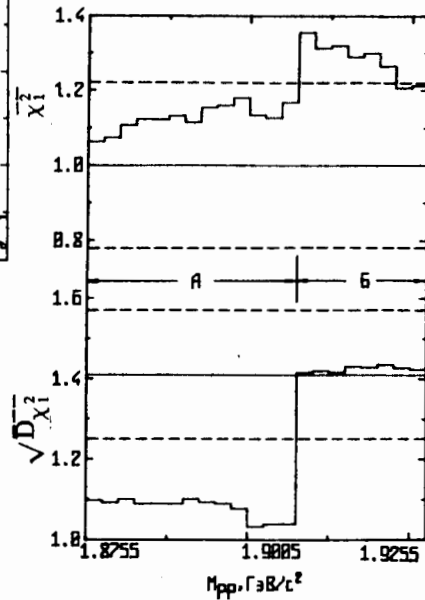


Рис.3. Распределение эффективных масс  $pp$  из реакций  $p p \rightarrow p p \pi \pi$  при  $P_n = 1,25$  ГэВ/с. Сплошная линия — аппроксимация функцией  $F_0$ .

Рис.4. Распределения  $\chi_1^2$  и  $\sqrt{D_{\chi_1^2}}$ , вычисленные в различных интервалах дипротонных масс рис.3. Сплошные горизонтальные линии — ожидаемые теоретические значения. Пунктирные линии — коридоры ошибок для теоретических значений.



стях "Б" и "Г" статистическое требование на величину дисперсии  $\chi_1^2$ -распределения резко нарушено, и, таким образом, распределение сильно отличается от статистического.

На рис.3 приведено экспериментальное распределение эффективных масс двух протонов рис.5 работы<sup>12</sup>. Там же нанесена аппроксимирующая кривая  $F_0(T)$  из работы<sup>12</sup>.

На рис.4 построены распределения  $\chi_1^2$  и  $\sqrt{D_{\chi_1^2}}$  по интервалам, содержащим по 40 точек распределения рис.3, так же, как это сделано для рис.2.

В области "А", относящейся к первым 54 точкам распределения, статистические соотношения резко нарушены. В области "Б" они выполняются лишь в пределах двойной ошибки.

4. Требование авторов работы<sup>11</sup>, чтобы в распределениях присутствовали точки, отклоняющиеся от фона на 3 ошибки, что явилось бы для них свидетельством существования эффекта, не является математически корректным. Если речь идет об однобино-

вых выбросах, то граничное значение  $\chi_{гр}^2$  для 130 точек, выше которого должна быть одна точка, равно  $\chi_{гр}^2 = 7$  (для рис.1). Таких точек на рис.1 имеется 3. Однако из-за конечной ширины резонансов и конечного разрешения аппаратуры резонанс занимает область, содержащую несколько бинов. В работе<sup>12</sup> мы выбирали шаг гистограммы так, чтобы эффекты обязательно располагались в нескольких бинах. При этом в отдельных бинах, входящих в резонанс, число ошибок над фоном не обязательно должно превышать 3. Важно общее превышение целой области, содержащей резонанс, над фоном. Граничное значение  $\chi_{гр}^2$  для 65 двухбиновых точек рис.1 равно 5,9. В распределении должна быть лишь одна двухбиновая точка с  $\chi^2$ , превышающим это значение. Однако таких точек в распределении рис.1 имеется 4. Вероятность появления такого числа точек при среднем, равном единице, рассчитанная по Пуассону, составляет всего 1,3%. Эти точки содержат пики при массах 1936, 2106 и 2237 МэВ/с<sup>2</sup>, одна точка — провал при массе 2261 МэВ/с<sup>2</sup>. Если выбросить три из этих четырех двухбиновых особенностей, то суммарные  $\chi_1^2$  и  $\sqrt{D_{\chi_1^2}}$  по всему распределению равны 0,7 и 0,93 соответственно, что значительно отличается от теоретически ожидаемых значений. Это говорит о несоответствии предложенного описания экспериментальному распределению.

## ВЫВОДЫ

Мы постарались показать, что ни сама математическая модель, использованная в работе<sup>11</sup> для описания полученных нами в работе<sup>12</sup> распределений, ни статистическое описание с ее помощью не удовлетворительны.

Как бы ни широк был возможный класс функций, используемых для описания физических распределений, они все же не должны противоречить нашим представлениям о конструкции матричных элементов, используемых в физике элементарных частиц.

Что касается статистического анализа получаемых результатов, то в поисковых работах они должны быть сделаны со всей тщательностью, с одной стороны, и при этом не содержать слишком жестких критериев для принятия или отбрасывания эффекта, т.к. это остановило бы поиск. На наш взгляд, в работах поискового типа должны быть подробно описаны способы получения результатов и приведены их статистические значимости. Это открывало бы возможность обсуждения, но не закрывало дальнейшую работу по увеличению статистики и улучшению фоновых условий.

С большей статистикой и тщательно обсужденным полиномиальным фоном мы представили новые результаты об узких дипротонных резонансах в работах<sup>13,41</sup>.

Нам кажется необходимым детальный анализ обсуждаемой попытки описания эксперимента, сделанный в данной работе, несмотря на его кажущуюся очевидность. Буквально во всех опубликованных работах, как и в работе<sup>11</sup>, отсутствует тщательная статистическая обработка результатов. Это приводит как к необоснованным открытиям, так и отрицаниям эффектов. Если учесть, что мы имеем дело всегда с ограниченной статистикой и чаще с неизвестным фоном, то тщательная статистическая обработка крайне необходима, особенно в случае ожидаемого большого числа резонансов, с неизвестными, вообще говоря, амплитудами и ширинами.

Авторы благодарят профессора Л.Александрова за предложение проведения поинтервального статистического анализа и полезное обсуждение, а также доктора физ.-мат.наук В.И.Илющенко за обсуждение проблем статистической обработки и помощь в работе.

### Л и т е р а т у р а

1. Емельяненко В.Н., Никитин В.А., Шафранова М.Г. — Краткие сообщения ОИЯИ, № 6 (39)-89, Дубна, 1989, с.5.
2. Троян Ю.А. и др. — Сообщение ОИЯИ Д1-88-329, Дубна, 1988.
3. Троян Ю.А. и др. — Препринт ОИЯИ P1-90-78, Дубна, 1990.
4. Троян Ю.А. и др. — Препринт ОИЯИ P1-90-79, Дубна, 1990.

Рукопись поступила 13 февраля 1990 года.