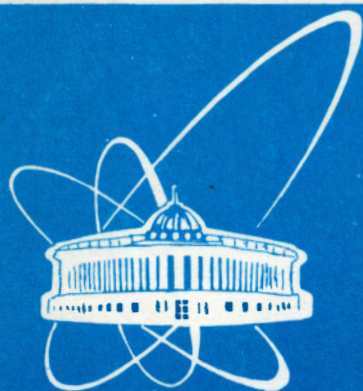


98-325



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-325

P1-98-325

Ю.А.Троян, В.Н.Печенов, Е.Б.Плеханов, А.Ю.Троян,
С.Г.Аракелян, В.И.Мороз, А.П.Иерусалимов

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ
УЗКИХ ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
С ИЗОТОПИЧЕСКИМ СПИНОМ $I=2$
В np -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НАЛЕТАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ
 $P_n = (5,20 \pm 0,13)$ ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1998

ВВЕДЕНИЕ

Наличие цветовых степеней свободы у кварков приводит к предсказанию большого числа резонансных состояний. Например, в работе французских теоретиков [1], посвященной анализу резонансных состояний $NN\pi$, в модели двух цветных мешков, соединенных струной, предсказывается около 20 резонансов в $pp\pi^+$ - комбинациях в диапазоне эффективных масс $2 \div 3 \text{ ГэВ}/c^2$. Как будет видно из дальнейшего изложения, мы наблюдаем большую часть из них [18]. Но тогда ясно, что ширины этих новых резонансов должны быть, по крайней мере, на порядок меньше, чем ширины обычных резонансов. Это качество экзотических резонансов в системах pp , $\pi^-\pi^-$ уже наблюдалось нами (см. [2] - [13]). Некоторые теоретические соображения, основанные на представлении больших размеров изучаемых систем, изложены в работе [12], посвященной анализу узких pp - резонансов. Подходы, основанные на использовании КХД-правил сумм, изложены в работах [14, 15], посвященных анализу свойств скалярных глюолов. Общий вывод, пока еще довольно интуитивный, заключается в том, что мы имеем дело, в случае узких экзотических резонансов, с непертурбативными эффектами, связанными со структурой КХД - вакуума на больших расстояниях. Законченной теории здесь пока не существует.

Сложность изучаемых объектов значительно повышает требования к эксперименту, не только в смысле статистической его обеспеченности, но и в смысле чистоты и точности изучаемого материала. Использование уникального нейтронного пучка из синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ ($\Delta P_n/P_n \approx 2,5\%$, угловое расхождение пучка $\Delta\Omega \approx 10^{-7}$ ср. около 0° , легко регулируемый начальный импульс в диапазоне $1,25 \div 5,20 \text{ ГэВ}/c$, большая загрузка камеры нейтронами) в сочетании с 1-метровой жидководородной пузырьковой камерой ЛВЭ (4π - геометрия, достаточно высокие точности измерения импульсов и углов треков) позволило с хорошей статистической точностью в эксклюзивной постановке эксперимента практически без каких-либо выборок исследовать ряд экзотических явлений, в том числе и представляемые в данной работе резонансы в системе $pp\pi^+$ (трижды экзотические состояния: дибарион, изотопический спин $I = 2$, электрический заряд $Q = 3$).

Ввиду отмеченных высоких требований к эксперименту, в нескольких первых разделах статьи рассмотрены методические вопросы, далее изложены

физические результаты и приведено сравнение с имеющимися другими, довольно скудными пока, экспериментальными данными. Мы не ставим себе целью подробное сравнение результатов с теоретическими моделями ввиду крайней неопределенной теоретической ситуации в данной области явлений.

Предварительные результаты доложены на XII и XIII Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий и опубликованы в работах [16, 17, 18].

МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ

В данной работе использованы пятилучевые звезды, полученные в пяти сеансах облучения 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ квазимонохроматическими нейтронами, образовавшимися при стриппинге дейтронов на внутренней мишени синхрофазотрона [19]. Использование нейтронного пучка позволило примерно на порядок увеличить плотность потока первичных частиц на камеру по сравнению с облучениями заряженными частицами. Распределения относительных ошибок измерения треков имеют максимум и полуширину на полувысоте $(2,0 \pm 0,8)\%$ - для импульсов положительно заряженных треков и $(1,9 \pm 0,7)\%$ - для импульсов отрицательно заряженных треков; значения $0,0013 \pm 0,0009$ и $0,0023 \pm 0,0014$ - для ошибок измерения тангенсов углов погружения ($\Delta tg\alpha$) положительных и отрицательных треков соответственно; $(0,0008 \pm 0,0005)$ рад и $(0,0013 \pm 0,0008)$ рад - для ошибок измерения соответствующих азимутальных углов β .

Отбор материала для физической обработки производился с условием, чтобы измерения данной группы событий не отличались более чем на $2,5\sigma$ от среднего значения измеренной величины по всем группам измерений. Здесь σ - среднее квадратичное отклонение соответствующей величины по всем группам событий.

Определение параметров пучка падающих нейтронов

Величина импульса и направление падающих нейтронов в 1-метровой водородной камере в каждом сеансе облучения определялись по распределениям суммарных импульсов заряженных частиц и направлениям этого импульса для событий, в которых родились только заряженные частицы и кото-

рые были выделены итерационной процедурой, заключающейся в следующем:

Для каждого события вычислялись суммарный импульс заряженных частиц ($\vec{P}_s = \sum_{i=1}^5 \vec{P}_i$) и баланс энергии $F = \sqrt{P_s^2 + m_n^2} + m_p - E_s$, где m_n — масса нейтрона, m_p — масса протона мишени, $E_s = \sum_{i=1}^5 E_i$ — сумма энергий вторичных заряженных частиц. Для событий без нейтральных частиц в конечном состоянии (реакция $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$) среднее значение баланса энергии (\bar{F}) должно быть равно нулю. Поскольку неизвестно, какая из трех вторичных положительно заряженных частиц является π^+ , баланс энергии F вычисляется для трех гипотез: $p_1 p_2 \pi_3^+$, $p_1 \pi_2^+ p_3$ и $\pi_1^+ p_2 p_3$ (нижний индекс указывает номер положительного трека). Выбиралась та гипотеза, у которой значение F наиболее близко к нулю. Далее вычислялись среднее значение суммарных импульсов \bar{P}_s и среднеквадратичное отклонение σ_{P_s} , среднее значение балансов энергий \bar{F} и σ_F , среднее значение азимутальных углов $\bar{\beta}$ направлений суммарных импульсов \vec{P}_s и σ_β , среднее значение тангенсов углов погружения $\overline{tg\alpha}$ суммарных импульсов \vec{P}_s и $\sigma_{tg\alpha}$. Из первоначально отобранной группы событий выбирались такие события, которые одновременно удовлетворяют четырем условиям:

$$\begin{aligned} |P_s - \bar{P}_s| &\leq 3 \cdot \sigma_{P_s}; \\ |F - \bar{F}| &\leq 3 \cdot \sigma_F; \\ |\beta - \bar{\beta}| &\leq 3 \cdot \sigma_\beta \text{ и} \\ |tg\alpha - \overline{tg\alpha}| &\leq 3 \cdot \sigma_{tg\alpha}. \end{aligned}$$

Эта процедура повторяется до тех пор, пока на следующей итерации ни одно событие не будет отброшено или добавлено. Распределения величин P_s , F , β и $tg\alpha$ до и после итераций показаны на рисунке 1.

Полученные в конце итерационной процедуры значения величин \bar{P}_s , $\bar{\beta}$ и $\overline{tg\alpha}$ принимаются за параметры пучка падающих нейтронов.

Значительное отличие от нуля среднего значения баланса энергии (\bar{F}), определенное по группе событий, выделенной итерационной процедурой, или искаженный (несимметричный) вид распределения F может означать неправильно заложенное в программу геометрической реконструкции значение магнитного поля в камере или наличие неучтенной ложной кривизны. В этом случае вводились поправки на эти величины.

Правильность введения поправок на магнитное поле в камере и на ложную кривизну тестировалась разными способами: проверкой положения масс

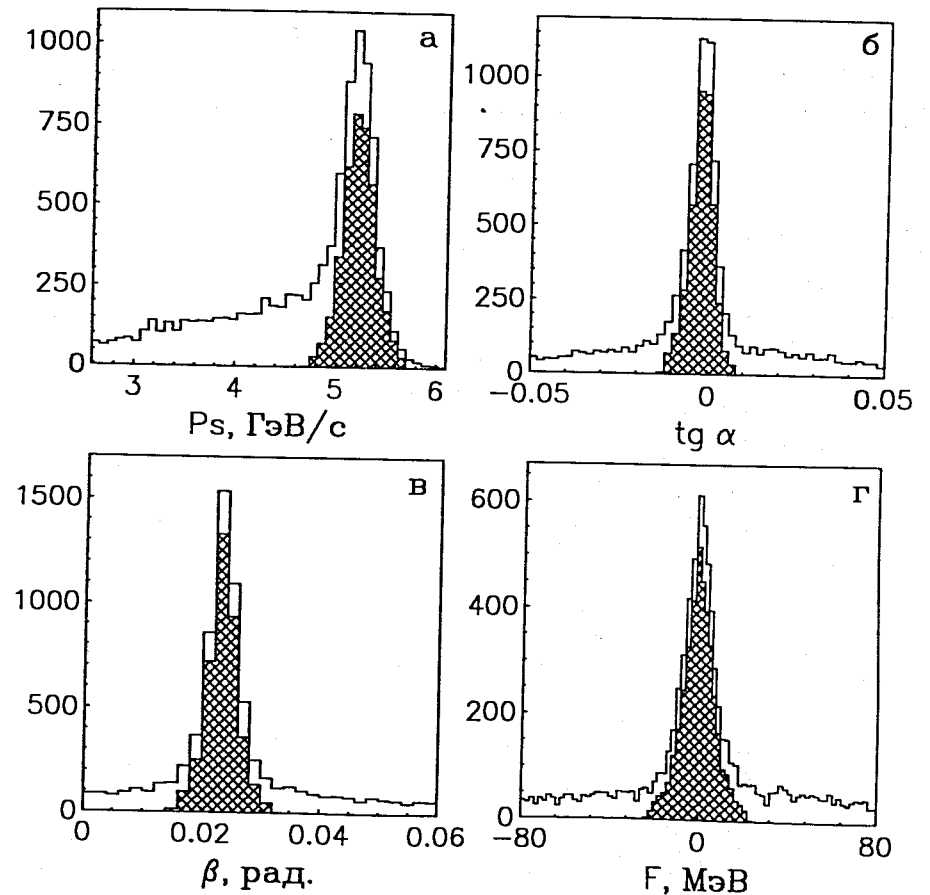


Рис. 1: Распределения суммарных импульсов P_s заряженных частиц (а), тангенсов углов погружения $tg\alpha$ суммарных импульсов (б), азимутальных углов β направлений суммарных импульсов (в) и балансов энергий F (г) до и после (заштрихованные гистограммы) отбора событий итерационной процедурой

η - и ω - мезонов, хорошо наблюдающихся в спектре эффективных масс комбинации $\pi^+\pi^-\pi^0$ в реакции $nr \rightarrow rrp^+\pi^-\pi^-\pi^0$ и проверкой выполнения изотопической симметрии в реакции $nr \rightarrow rp^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ (в этой реакции для изотопически симметричных частиц в общей системе центра масс импульсные спектры должны совпадать, а распределения углов вылета частиц Θ^* должны быть зеркально симметричны) и др. Параметры нейтральных частиц π^0 и n были восстановлены программой кинематического фита, о которой будет сказано ниже. На рисунке 2 представлено распределение эффективных масс

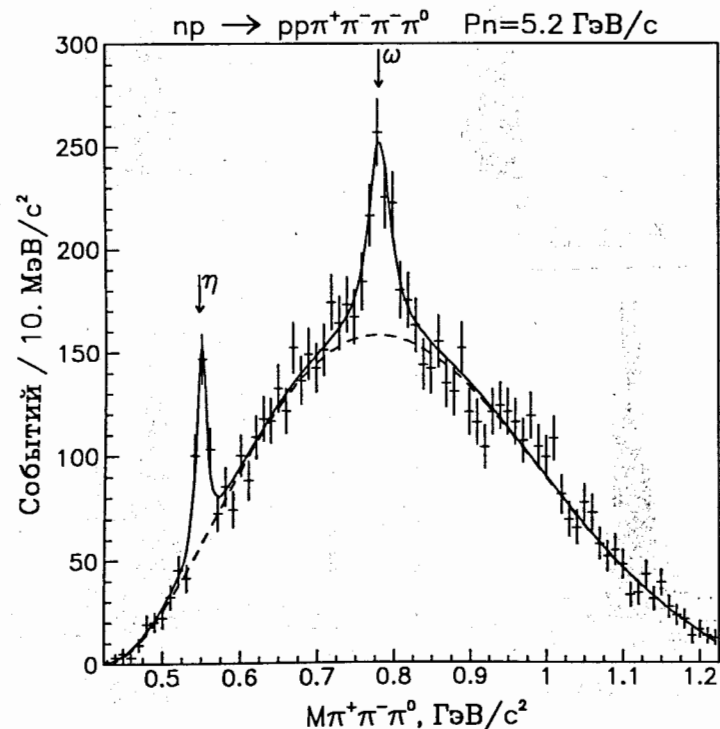


Рис. 2: Распределение эффективных масс комбинаций $\pi^+\pi^-\pi^0$ из реакции $nr \rightarrow rrp^+\pi^-\pi^-\pi^0$ при $P_n \approx 5,2$ ГэВ/с. Сплошная кривая – аппроксимация распределения некогерентной суммой фоновой кривой (пунктирная кривая) и двумя резонансными кривыми, взятыми в брейт – вигнеровской форме. Стрелки соответствуют табличным значениям масс η - и ω - мезонов

комбинаций $\pi^+\pi^-\pi^0$ из реакции $nr \rightarrow rrp^+\pi^-\pi^-\pi^0$ при $P_n \approx 5,2$ ГэВ/с (сумма всех сеансов облучения). Распределение аппроксимировалось некоге-

рентной суммой фоновой кривой, взятой в виде суперпозиции полиномов Лежандра до пятой степени включительно (коэффициенты при полиномах более высоких степеней незначимы), и двумя резонансными кривыми, взятыми в брейт – вигнеровской форме. Доля фона составляет 91,0%. Фон описывает области вне резонансов с χ^2 на одну степень свободы равным $1,03 \pm 0,11$, и квадратным корнем из дисперсии χ^2 – распределения $\sqrt{D} = 1,47 \pm 0,08$, что близко к значениям для чисто статистического распределения ($\chi^2 = 1$; $\sqrt{D} = 1,41$).

Полученные данные об η - и ω - мезонах приведены в таблице 1.

Таблица 1

	$(M_T \pm \Delta M_T)$ МэВ/с ²	$(M_0 \pm \Delta M_0)$ МэВ/с ²	$(\Gamma_0 \pm \Delta \Gamma_0)$ МэВ/с ²	$(\sigma \pm \Delta \sigma)$ мкб	S.D.
η	547.45 ± 0.19	$548,6 \pm 2,1$	$11,2_{+2,6}^{-3,1}$	$15,4 \pm 2,1$	13,4
ω	781.94 ± 0.12	$783,1 \pm 2,5$	$32,8_{+7,7}^{-6,6}$	$34,6 \pm 5,0$	10,7

В первой колонке таблицы приведены типы частиц; во второй – табличные значения масс частиц [20]; в третьей – экспериментальные значения масс резонансов; в четвертой – их экспериментальные ширины; в пятой – значения сечений образования резонансов в реакции $nr \rightarrow rrp^+\pi^-\pi^-\pi^0$ с ошибками, включающими ошибку в определении сечения этой реакции (см. [21]); в шестой колонке – число стандартных отклонений от фона.

Число стандартных отклонений рассчитывалось по формуле $S.D. = (N_e - N_b)/\sqrt{N_b}$, где N_e – число событий в эксперименте, N_b – число событий в фоне в рассматриваемой области масс. Из таблицы 1 видно, что массы этих мезонов, определенные из нашего эксперимента, совпадают с табличными значениями с точностью до $1,5$ МэВ/с² ($\leq 0,3\%$).

Значения эффективных масс, ширин и сечений η - и ω - мезонов, определенные для разных сеансов облучения водородной камеры, совпадают в пределах экспериментальных ошибок.

Разделение событий по каналам реакции

Кинематический фит событий производился с помощью программы, написанной специально для нейтронного облучения по алгоритму, изложенному в работе [22]. Разброс импульсов нейтрона принимается равным 2,5% от

среднего значения импульса. Такая величина разброса получена из теоретического расчета спектра нейтронов при стриппинге дейтонов [19] и хорошо согласуется с экспериментально определенной величиной $\sigma_{P_n}^*$. Ошибки в тангенсе угла погружения и азимутальном угле β направления пучка нейтронов в камере, рассчитанные геометрически по расположению и размерам алюминиевой мишени и второго коллиматора, равны 0,00033 рад.

Пятилучевые звезды аппроксимировались тремя каналами реакций: канал "0" – $nr \rightarrow rpp^+\pi^-\pi^-$ (4С-фит – четыре уравнения связи), канал " π^0 " – $nr \rightarrow rpp^+\pi^-\pi^-\pi^0$ (1С-фит – одно уравнения связи) и канал "N" – $nr \rightarrow rp^+\pi^+\pi^-\pi^-n$ (1С-фит – одно уравнения связи). Поскольку в общем случае неизвестно, какие из трех положительно заряженных частиц являются протонами, а какие – π^+ – мезонами, то в каждом канале аппроксимировалось три гипотезы и выбиралась та, которая имеет наименьший χ^2 . Оценка доли событий с неправильно выбранной гипотезой внутри одного канала реакции показала, что в канале "0" содержится 1,1% таких событий, в канале " π^0 " – 2,9%, в канале "N" – 2,2%.

При разделении событий по каналам реакций использовался χ^2 – критерий (отбирались события с $\chi^2 \leq \chi_{гр}^2$). Для канала "0" $\chi_{гр}^2$ был взят равным 12,5, для каналов реакций с рождением одной нейтральной частицы – равным 6,5. Такие границы по χ^2 соответствуют приблизительно однопроцентному доверительному уровню. Если событие удовлетворяло критерию $\chi^2 \leq \chi_{гр}^2$ в гипотезе канала "0", то оно относилось к этому каналу независимо от значений χ^2 в других каналах (правило предпочтения [23]). Когда для одного события одновременно проходили гипотезы канала " π^0 " и канала "N", выбиралась та гипотеза, у которой χ^2 меньше. Оценка показала, что в канале "0" примесь событий канала " π^0 " составляет не более 3,2%, канала "N" – 0,5%; в канале " π^0 " примесь событий канала "N" – 3,9%; в канале "N" примесь событий канала " π^0 " – 2,1%.

Кроме этого, использовались дополнительные критерии отбора событий в различных каналах реакций: по ошибке суммарного импульса всех заряженных частиц ($\Delta P_s/P_s \leq 3\%$) и по недостающей массе ($M_{мин}^2 < M_{пед}^2 < M_{max}^2$) – для всех каналов реакций; по косинусу угла вылета π^0 в общей системе центра масс (требование гладкости распределения по $\cos\theta_{\pi^0}^*$) – для канала " π^0 "; по импульсу π^+ в лабораторной системе (исходя из требования

dN_{π^+}/dP_{π^+} (лаб.) = dN_{π^-}/dP_{π^-} (антилаб.)) – для канала "N".

Для иллюстрации надежного разделения событий по каналам реакций на рисунке 3 показано выполнение изотопической симметрии для событий реакции $nr \rightarrow rp^+\pi^+\pi^-\pi^-n$: рис. 3а – распределения импульсов протона и нейтрона (сплошная линия) в общей системе центра масс; рис. 3б – распределения квадратов перпендикулярных импульсов p и n (сплошная линия) в с.д.м.; рис. 3в – распределения косинусов углов вылета p и n (сплошная линия) относительно оси реакции в с.д.м.; рис. 3г – распределения импульсов π^+ и π^- (сплошная линия) в с.д.м.; рис. 3д – распределения квадратов перпендикулярных импульсов π^+ и π^- (сплошная линия) в с.д.м.; рис. 3е – распределения косинусов углов вылета π^+ и π^- (сплошная линия) относительно оси реакции в с.д.м.; рис. 3ж – распределения эффективных масс комбинаций rp^+ и $n\pi^-$ (сплошная линия); рис. 3з – распределения эффективных масс комбинаций $rp^+\pi^+$ и $n\pi^-\pi^-$ (сплошная линия), рис. 3и – распределения эффективных масс комбинаций $\pi^+\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$ (сплошная линия).

В таблице 2 приводятся средние значения и стандартные отклонения для

Таблица 2

	Среднее значение	σ
P_p (МэВ/с)	$532,6 \pm 2,3$	$194,3 \pm 1,7$
P_n (МэВ/с)	$527,1 \pm 2,3$	$193,2 \pm 1,6$
$P_{\perp p}^2$ (ГэВ/с) ²	$0,491 \pm 0,0017$	$0,1419 \pm 0,0012$
$P_{\perp n}^2$ (ГэВ/с) ²	$0,437 \pm 0,0017$	$0,1411 \pm 0,0012$
$\cos\theta_p^*$	$-0,0489 \pm 0,0082$	$0,6827 \pm 0,0058$
$\cos\theta_n^*$	$+0,0253 \pm 0,0083$	$0,6933 \pm 0,0059$
P_{π^+} (МэВ/с)	$268,6 \pm 1,0$	$123,1 \pm 0,7$
P_{π^-} (МэВ/с)	$270,3 \pm 1,1$	$123,5 \pm 0,7$
$P_{\perp \pi^+}^2$ (ГэВ/с) ²	$0,0534 \pm 0,0005$	$0,0537 \pm 0,0003$
$P_{\perp \pi^-}^2$ (ГэВ/с) ²	$0,0530 \pm 0,0005$	$0,0530 \pm 0,0003$
$\cos\theta_{\pi^+}^*$	$-0,0431 \pm 0,005$	$0,5881 \pm 0,0035$
$\cos\theta_{\pi^-}^*$	$+0,0685 \pm 0,005$	$0,5896 \pm 0,0035$
$M_{p\pi^+}$ (МэВ/с ²)	$1268,4 \pm 1,1$	$124,4 \pm 0,7$
$M_{n\pi^-}$ (МэВ/с ²)	$1270,3 \pm 1,1$	$125,1 \pm 0,8$
$M_{p\pi^+\pi^+}$ (МэВ/с ²)	$1596,4 \pm 1,8$	$149,1 \pm 1,3$
$M_{n\pi^-\pi^-}$ (МэВ/с ²)	$1597,4 \pm 1,8$	$153,6 \pm 1,3$
$M_{\pi^+\pi^+}$ (МэВ/с ²)	$474,0 \pm 1,6$	$130,6 \pm 1,1$
$M_{\pi^-\pi^-}$ (МэВ/с ²)	$471,4 \pm 1,6$	$130,5 \pm 1,1$

распределений, показанных на рис. 3. Из рисунка и таблицы видно хорошее

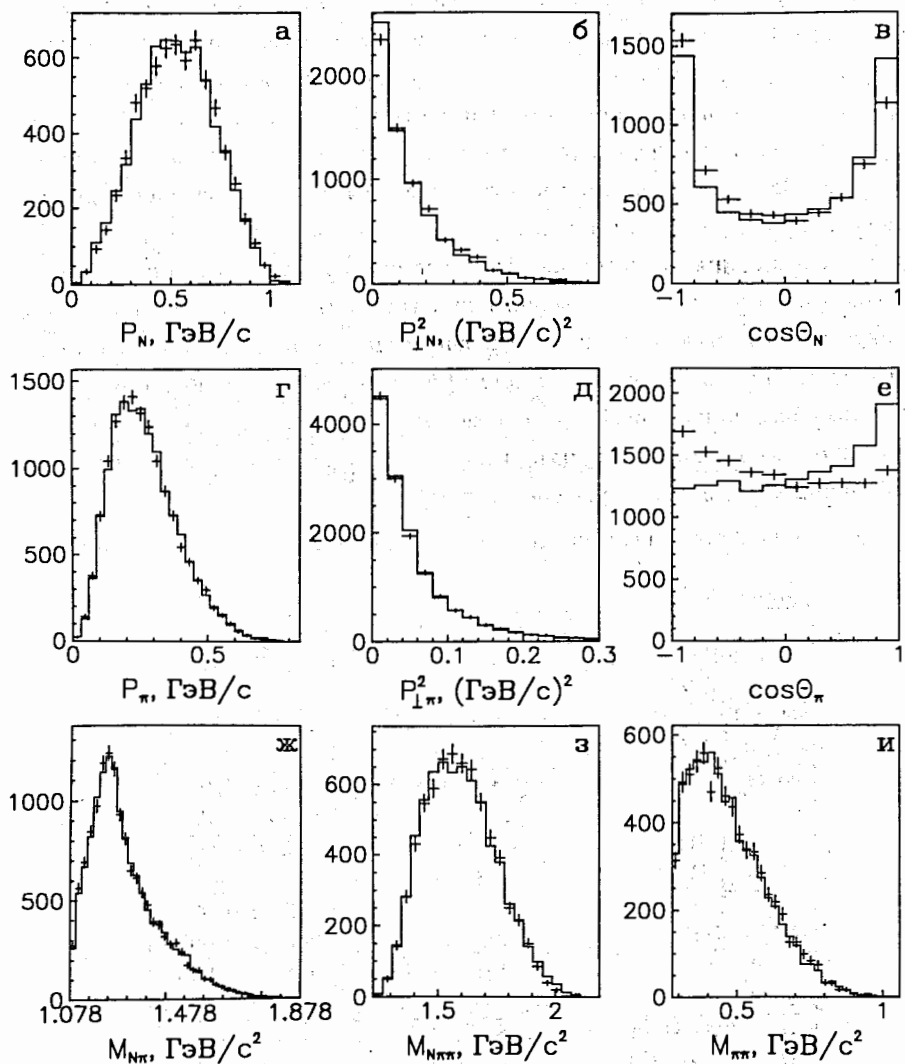


Рис. 3: Распределения, демонстрирующие выполнение изотопической симметрии в реакции $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-n$

совпадение распределений для изотопически симметричных частиц.

После разделения каналов реакции и выполнения условий, налагаемых дополнительными критериями в реакции $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-$ остается 8394 событий, в реакции $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ - 3884 событий, в реакции $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-n$ - 6680 событий. Такое распределение событий между каналами реакции согласуется с сечениями этих каналов, определенными в работе [21].

ИССЛЕДОВАНИЕ УЗКИХ ДИБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С ИЗОТОПИЧЕСКИМ СПИНОМ $I = 2$ В pr - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

При поиске и исследовании узких резонансов в спектрах эффективных масс $rp\pi^+$ - комбинаций использованы реакции:

- | | | | |
|---|---------------------------------------|--------------|-----|
| $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-$ | $P_n \approx 5, 20 \text{ ГэВ/с}$ | (8365 соб.), | (1) |
| $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ | $P_n \approx 5, 20 \text{ ГэВ/с}$ | (3822 соб.), | (2) |
| $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-$ | $P_n = 4, 43 \pm 0, 11 \text{ ГэВ/с}$ | (742 соб.), | (3) |
| $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ | $P_n = 4, 43 \pm 0, 11 \text{ ГэВ/с}$ | (215 соб.), | (4) |
| $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-$ | $P_n = 3, 88 \pm 0, 10 \text{ ГэВ/с}$ | (388 соб.), | (5) |
| $pr \rightarrow rp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ | $P_n = 3, 88 \pm 0, 10 \text{ ГэВ/с}$ | (65 соб.), | (6) |

На рисунке 4 представлено распределение эффективных масс $rp\pi^+$ - комбинаций из реакции (1). Распределение аппроксимировалось некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде суперпозиции полиномов Лежандра до четвертой степени включительно (коэффициенты при полиномах более высоких степеней незначимы) и восьмью резонансными кривыми, взятыми в брейт - вигнеровской форме. Доля фона составляет 93,1%. Фон описывает области вне резонансов со значением χ^2 на одну степень свободы, равным $0, 89 \pm 0, 12$, и квадратным корнем из дисперсии χ^2 -распределения $\sqrt{D} = 1, 34 \pm 0, 08$, что очень близко к значениям для чисто статистического распределения ($\chi^2 = 1$; $\sqrt{D} = 1, 41$): Фоновая кривая, нормированная на полное число событий (на 100%), описывает экспериментальное распределение со значением $\chi^2 = 1, 14 \pm 0, 10$ на одну степень свободы и $\sqrt{D} = 1, 65 \pm 0, 07$, что заметно отличается от теоретических значений для чисто статистического распределения.

Полученные данные представлены в таблице 3.

В первой колонке таблицы приведены центральные значения масс резонансов; во второй – их экспериментальные ширины; в третьей – истинные ширины резонансов, полученные квадратичным вычитанием из экспериментальной ширины соответствующего разрешения по эффективным массам $pp\pi^+$ – комбинаций, в четвертой колонке приведены значения сечений образования резонансов в реакции (1) с ошибками, включающими ошибку в определении сечения реакции (1) (см. [21]); в пятой колонке – число стандартных отклонений от фона; в шестой – произведение вероятности того, что данные особенности являются фоновыми флуктуациями, на отношение числа бинов во всем распределении к числу бинов в области соответствующего резонанса.

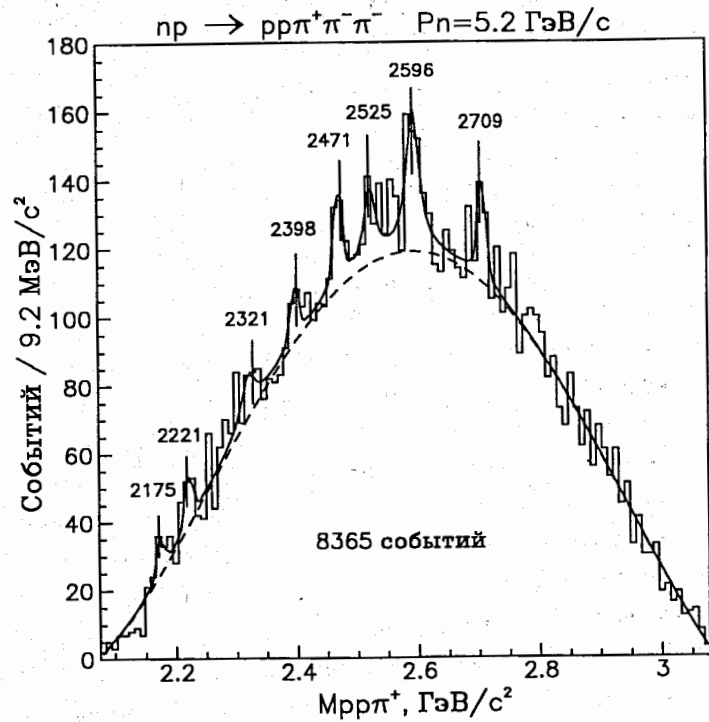


Рис. 4: Распределение эффективных масс $pp\pi^+$ – комбинаций из реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ при $\sqrt{s} \approx 5,2$ ГэВ/с. Сплошная кривая – аппроксимация фоном и восемью брейт-вингеровскими функциями, пунктирная линия – вклад фона (полином Лежандра четвертой степени).

Число стандартных отклонений рассчитывалось по формуле

Таблица 3

$(M_e \pm \Delta M_e)$ МэВ/с ²	$(\Gamma_e \pm \Delta \Gamma_e)$ МэВ/с ²	$(\Gamma_R \pm \Delta \Gamma_R)$ МэВ/с ²	$(\sigma \pm \Delta \sigma)$ мкб	S.D.	P
2175 ± 6	17,6 ^{-5,5} _{+13,9}	12,8 ^{-5,5} _{+13,9}	1,7 ± 0,7	2,8	7,4 · 10 ⁻²
2221 ± 6	18,5 ^{-5,3} _{+12,8}	12,1 ^{-5,3} _{+12,8}	2,5 ± 0,8	3,5	9,2 · 10 ⁻³
2321 ± 24	35,1 ^{-15,5} _{+62,4}	30,0 ^{-15,5} _{+62,4}	2,2 ± 1,1	3,2	1,0 · 10 ⁻²
2398 ± 8	19,7 ^{-6,8} _{+23,4}	0,0 ^{-6,8} _{+23,4}	2,9 ± 1,4	2,3	3,3 · 10 ⁻¹
2471 ± 5	21,9 ^{-4,7} _{+9,6}	0,0 ^{-4,7} _{+9,6}	4,1 ± 1,3	3,4	1,1 · 10 ⁻²
2525 ± 7	28,6 ^{-10,7} _{+31,7}	10,1 ^{-10,1} _{+31,7}	4,0 ± 1,4	3,2	2,6 · 10 ⁻²
2596 ± 6	31,5 ^{-9,1} _{+18,0}	10,3 ^{-9,1} _{+18,0}	9,2 ± 1,9	5,6	1,9 · 10 ⁻⁷
2709 ± 6	19,2 ^{-5,8} _{+15,4}	0,0 ^{-5,8} _{+15,4}	4,9 ± 1,6	3,5	7,1 · 10 ⁻³

$S.D. = (N_e - N_b)/\sqrt{N_b}$, где N_e – число событий в эксперименте, N_b – число событий в фоне в рассматриваемой области масс.

Экспериментальное разрешение $\sigma_{res}(M)$ по эффективным массам $pp\pi^+$ – комбинаций хорошо аппроксимируется формулой:

$\sigma_{res} = 2,1 \cdot [(M - M_0)/0,1] + 2,7$, где M – эффективная масса резонанса в ГэВ/с², M_0 – сумма масс покоя двух протонов и π^+ – мезона в ГэВ/с², σ_{res} – в МэВ/с². Из формулы видно, что разрешение по массам линейно растет от 2,7 до 17 МэВ/с² при изменении масс от суммы масс до $\approx 2,7$ ГэВ/с².

Резонансы, обнаруженные в реакции (1), могут проявляться и в реакции (2). На рисунке 5 представлено распределение эффективных масс $pp\pi^+$ – комбинаций из реакций (1) и (2). Это распределение так же, как и распределение на рис. 5, аппроксимировалось некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде суперпозиции полиномов Лежандра до четвертой степени включительно (коэффициенты при полиномах более высоких степеней не значимы) и восемью резонансными кривыми, взятыми в брейт – вингеровской форме. Доля фона составляет 93,9%. Фон описывает области вне резонансов со значением $\chi^2 = 0,89 \pm 0,12$ на одну степень свободы и $\sqrt{D} = 1,41 \pm 0,09$. На этом же рисунке приведено распределение (нижняя гистограмма) эффективных масс $pp\pi^+$ – комбинаций только из реакции (2). Вертикальными линиями из точек показано положение масс резонансов. Результаты аппроксимации представлены в таблице 4. Обозначения колонок такие же, как и в таблице 3.

Из сопоставления таблиц 3 и 4 видно, что статистические значимости особенностей, расположенных в области масс $pp\pi^+$ от 2200 МэВ/с² до 2500 МэВ/с², выросли приблизительно в соответствии с увеличением стати-

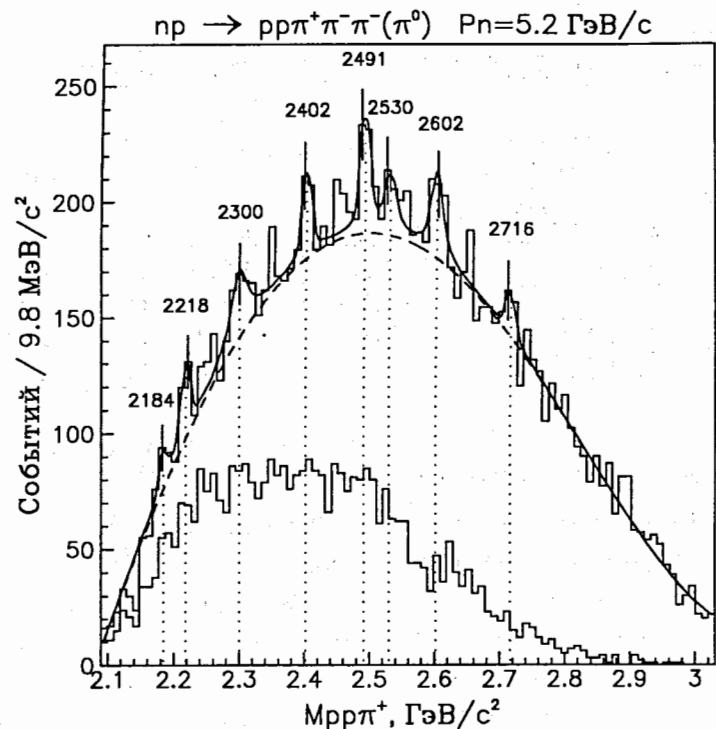


Рис. 5: Распределение эффективных масс $pp\pi^+$ – комбинаций из реакций (1) и (2). Сплошная кривая – аппроксимация фоном и восемью брейт-вигнеровскими функциями, пунктирная линия – вклад фона (полином Лежандра четвертой степени). Нижняя гистограмма – распределение из реакций (2). Вертикальные линии из точек соответствуют подобранным массам резонансов

стики в этой области масс.

В то же время значимости резонансов с массами около 2184 МэВ/с², 2602 МэВ/с² и 2716 МэВ/с² упали. Как видно из нижней гистограммы на рисунке 5, эти резонансы располагаются на концах фазового объема реакции (2). Распределение эффективных масс $pp\pi^+$ из реакции (2) имеет более резко обрывающиеся края (до массы 2200 МэВ/с² и после массы 2550 МэВ/с²). Поэтому поведение фонового полинома, описывающего суммарное распределение из реакций (1) и (2), определяется в этих областях в основном, реакцией (1), что приводит к завышению фона в районе этих масс.

На рисунке 6 представлено распределение эффективных масс $pp\pi^+$ – ком-

бинаций из реакций (3)–(6). Заштрихованные области на этом рисунке соответствуют положению и экспериментальной ширине резонансов, обнаружен-

Таблица 4

$(M_e \pm \Delta M_e)$ МэВ/с ²	$(\Gamma_e \pm \Delta \Gamma_e)$ МэВ/с ²	$(\Gamma_R \pm \Delta \Gamma_R)$ МэВ/с ²	S.D.	P
2184 ± 7	17,2 ^{-6,8} _{+21,7}	11,6 ^{-6,8} _{+21,7}	2,5	2,3 · 10 ⁻¹
2218 ± 5	21,0 ^{-5,5} _{+12,4}	15,8 ^{-5,5} _{+12,4}	4,1	1,1 · 10 ⁻³
2300 ± 8	37,4 ^{-14,8} _{+45,2}	32,7 ^{-14,8} _{+45,2}	3,7	2,5 · 10 ⁻³
2402 ± 5	21,3 ^{-5,5} _{+12,6}	0,0 _{+12,6}	3,6	8,3 · 10 ⁻³
2491 ± 5	23,8 ^{-4,0} _{+6,7}	0,0 _{+6,7}	4,8	3,0 · 10 ⁻⁵
2530 ± 8	29,5 ^{-8,2} _{+18,7}	10,6 ^{-8,2} _{+18,7}	3,2	1,8 · 10 ⁻²
2602 ± 7	26,7 ^{-8,6} _{+20,6}	0,0 _{+20,6}	4,1	5,9 · 10 ⁻⁴
2716 ± 6	20,6 ^{-9,7} _{+6,9}	0,0 _{+6,9}	2,0	7,4 · 10 ⁻¹

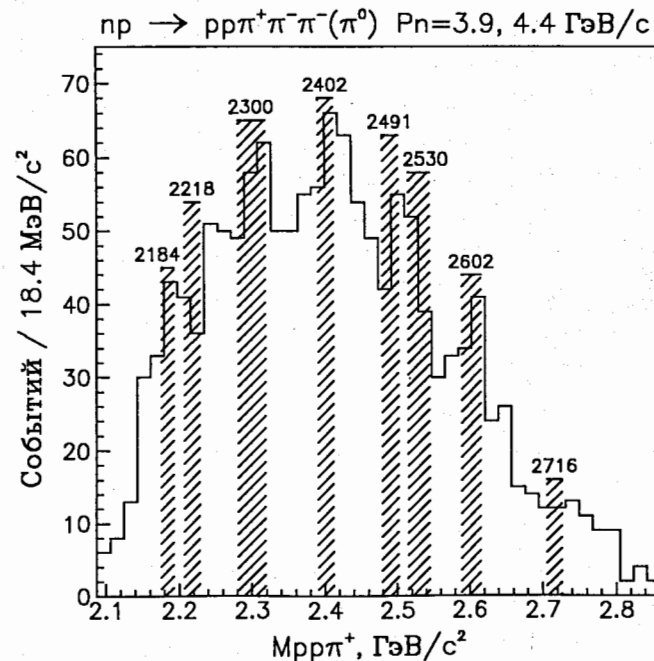


Рис. 6: Распределение эффективных масс $pp\pi^+$ – комбинаций из реакций (3)–(6). Заштрихованные области соответствуют положениям и экспериментальной ширине резонансов, обнаруженных в реакциях (1) и (2).

ных в реакциях (1) и (2) (рис. 5, табл. 4). Видно хорошее совпадение этих резонансов с выбросами в экспериментальном распределении из реакций (3)-(6).

Эти факты подтверждают существование особенностей, обнаруженных в реакции (1).

Определение мод распада резонанса в системе $pp\pi^+$ с массой $2596 \text{ МэВ}/c^2$

Для дальнейшего анализа использовалась только реакция (1).

Для определения относительных весов различных мод распада резонанса с массой $2596 \text{ МэВ}/c^2$ были проанализированы три возможных канала: $(BB)_{2596}^{+++} \rightarrow pp\pi^+$; $(BB)_{2596}^{+++} \rightarrow \Delta_{33}^{++}p$; $(BB)_{2596}^{+++} \rightarrow (BB)^{++}\pi^+$, где $(BB)^{++}$ – резонанс в системе pp . Сигналы от pp -резонансов отмечались в наших работах [2, 3, 4, 6, 8, 12] и в ряде других экспериментов (см. обзор [24]). На рисунке 7а и 7б показаны распределения эффективных масс $p\pi^+$ - и pp -комбинаций для событий из области резонанса с массой $2596 \text{ МэВ}/c^2$ ($2582 < M_{pp\pi^+} < 2628 \text{ МэВ}/c^2$). Фоновые распределения, представленные на рисунках 7в и 7г, получены линейной интерполяцией соответствующих распределений из областей слева ($2536 < M_{pp\pi^+} < 2582 \text{ МэВ}/c^2$) и справа ($2628 < M_{pp\pi^+} < 2683 \text{ МэВ}/c^2$) от резонанса. Вычитая из распределений 7а и 7б распределения 7в и 7г, соответственно, получаем спектры масс $p\pi^+$ - и pp -комбинаций при распаде резонанса с массой $2596 \text{ МэВ}/c^2$ (рисунки 7д и 7е). В спектре масс $p\pi^+$ -комбинаций видна Δ_{33}^{++} -изобара, а в спектре масс pp – особенность в районе $M_{pp} \approx 2095 \text{ МэВ}/c^2$.

Далее были смоделированы (программа GENBOD) распады системы $pp\pi^+$ при полных энергиях, равных экспериментальным значениям масс $M_{pp\pi^+}$ по трем каналам:

- а) трехчастичный фазовый объем;
- б) рождение изобары Δ_{33}^{++} и протона ($M_{\Delta_{33}^{++}} = 1204 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{\Delta_{33}^{++}} = 101 \text{ МэВ}/c^2$);
- в) рождение резонанса $(BB)^{++}$ и π^+ ($M_{(BB)^{++}} = 2095 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{(BB)^{++}} = 10 \text{ МэВ}/c^2$).

Масса и ширина Δ_{33}^{++} и $(BB)^{++}$ были подобраны по наилучшему одновременному описанию спектров эффективных масс комбинаций $p\pi^+$ и pp . После

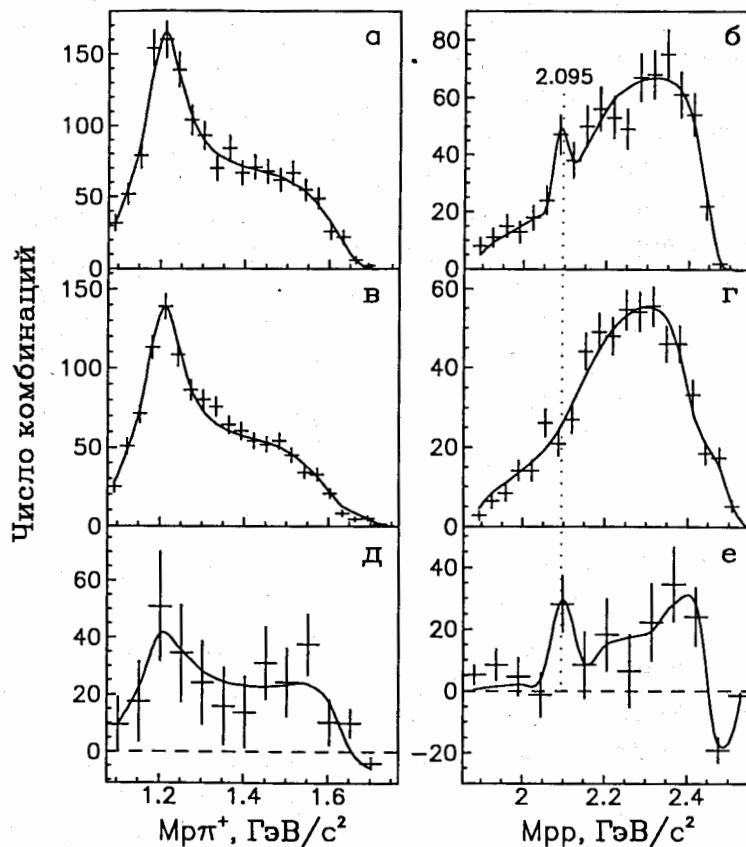


Рис. 7: а,б – распределение эффективных масс комбинаций $p\pi^+$ и pp из области резонанса с массой $2596 \text{ МэВ}/c^2$; в,г – фоновые распределения в области резонанса, определенные линейной интерполяцией соответствующих распределений из областей справа и слева от резонанса; д,е – разница между распределениями из области резонанса и фоновыми распределениями. Сплошные кривые – моделированные распределения

этого, аппроксимируя экспериментальные распределения эффективных масс комбинаций $p\pi^+$ и pp смоделированными распределениями, мы определили вклады процессов с рождением Δ_{33}^{++} -изобары и $(BB)_{2095}^{++}$ -резонанса (в области справа и слева от пика этот резонанс вклада не дает) для каждой из трех областей масс $M_{pp\pi^+}$. Результаты моделирования и аппроксимации изображены на рисунке 7 сплошными линиями.

Зная вклады процесса с рождением Δ_{33}^{++} в области масс $M_{pp\pi^+}$ справа и слева от резонанса, определили (линейной интерполяцией) долю этого процесса в фоновой части области резонанса. Вычитая эту долю из вклада Δ_{33}^{++} во всю область пика, получаем долю распада резонанса на Δ_{33}^{++} и p . Определение вероятности распада резонанса на $(BB)_{2095}^{++}$ и π^+ не представляет сложности, т.к. в фоновых областях $(BB)_{2095}^{++}$ не наблюдается (см. рис. 7г). В результате мы получили:

$$(BB)_{2596}^{+++} \rightarrow \Delta_{33}^{++}p \quad (83 \pm 23)\%,$$

$$(BB)_{2596}^{+++} \rightarrow (BB)_{2095}^{++}\pi^+ \quad (10 \pm 3)\%,$$

$$\quad \quad \quad \rightarrow pp$$

$$(BB)_{2596}^{+++} \rightarrow pp\pi^+ \quad (7_{-7}^{+15})\%.$$

В нашей последней работе [12], посвященной поиску узких дибарийных резонансов в системе pp , в районе массы 2095 МэВ/ c^2 обнаружены две особенности при массах 2087 и 2106 МэВ/ c^2 . В этой работе исследовался спектр эффективных масс pp в np -взаимодействиях при $P_n = 1, 2 \div 5, 2$ ГэВ/с в трех- и пятилучевых звездах на общей статистике 38915 событий. В данной работе мы приводим распределение (рисунок 8) эффективных масс pp только из изучаемого здесь канала реакции – $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ при $P_n \approx 5, 2$ ГэВ/с (реакция (1)). Распределение обработано аналогично гистограммам 4 и 5. Фон (полином четвертой степени) описывает области вне резонансов с $\chi^2 = 1, 17 \pm 0, 15$ на одну степень свободы и $\sqrt{D} = 1, 48 \pm 0, 10$. Фоновая кривая, нормированная на полное число событий, описывает экспериментальное распределение с $\chi^2 = 1, 37 \pm 0, 11$ на одну степень свободы и $\sqrt{D} = 1, 78 \pm 0, 08$. Результаты обработки приведены в таблице 5. Обозначения в таблице такие же, как и в таблице 3. Шаг построения гистограммы на рисунке 8 в четыре раза больше (из-за значительно меньшей статистики), чем в работе [12], поэтому один пик на этом рисунке соответствует 1 \div 3 резонансам, обнаруженным ранее.

С учетом этого замечания наблюдается хорошее согласие положения пиков на рисунке 8 с положениями резонансов из работы [12]. Кроме того, наблюдается резонанс с $M_{pp} = 2373$ ГэВ/ c^2 , ранее нами не отмечавшийся. Стрелкой на рисунке 8 отмечено положение массы $M_{pp} = 2095$ МэВ/ c^2 .

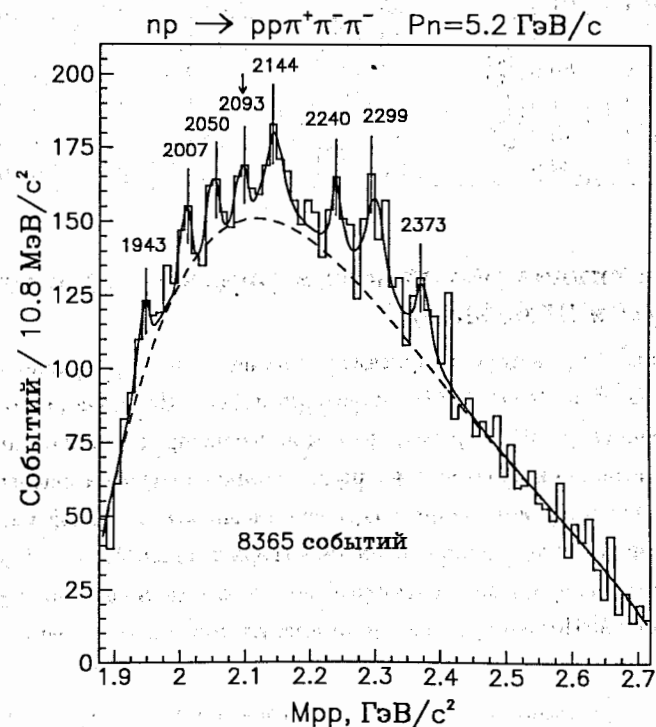


Рис. 8: Распределение эффективных масс pp - комбинаций из реакции $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ при $P_n \approx 5, 2$ ГэВ/с. Сплошная кривая – аппроксимация фоном и восемь брейт-вигнеровскими кривыми, пунктирная линия – вклад фона (полином Лежандра четвертой степени)

Таблица 5

$(M_e \pm \Delta M_e)$ МэВ/ c^2	$(\Gamma_e \pm \Delta \Gamma_e)$ МэВ/ c^2	$(\Gamma_R \pm \Delta \Gamma_R)$ МэВ/ c^2	$(\sigma \pm \Delta \sigma)$ мкб	S.D.	P
1943 ± 7	$25,5_{-8,3}^{+21,4}$	$24,6_{-21,4}^{+8,3}$	$3,4 \pm 1,3$	2,9	$5,1 \cdot 10^{-2}$
2007 ± 5	$19,5_{-2,6}^{+5,2}$	$16,8_{-5,2}^{+2,6}$	$2,6 \pm 1,2$	2,4	$3,4 \cdot 10^{-1}$
2050 ± 5	$21,5_{-2,7}^{+5,6}$	$17,9_{-5,6}^{+2,7}$	$2,9 \pm 1,5$	2,1	$5,1 \cdot 10^{-1}$
2093 ± 5	$19,8_{-3,0}^{+6,8}$	$14,0_{-3,0}^{+6,8}$	$2,9 \pm 1,5$	2,1	$5,1 \cdot 10^{-1}$
2144 ± 8	$40,6_{-14,7}^{+37,1}$	$37,1_{-37,1}^{+14,7}$	$6,7 \pm 2,0$	3,7	$1,8 \cdot 10^{-3}$
2240 ± 9	$21,6_{-8,1}^{+20,1}$	$4,9_{-4,9}^{+20,1}$	$5,2 \pm 1,7$	3,4	$7,8 \cdot 10^{-3}$
2299 ± 9	$45,9_{-13,3}^{+26,1}$	$39,2_{-26,1}^{+13,3}$	$9,3 \pm 1,9$	5,7	$1,1 \cdot 10^{-7}$
2373 ± 8	$34,9_{-10,4}^{+23,3}$	$21,6_{-23,3}^{+10,4}$	$5,5 \pm 1,5$	4,1	$4,6 \cdot 10^{-4}$

Оценка спинов резонансов в системе $pp\pi^+$ с массами 2596 МэВ/ c^2 и 2709 МэВ/ c^2

На рисунке 9 приведены результаты анализа спинов резонансов с массами 2596 МэВ/ c^2 и 2709 МэВ/ c^2 из реакции (1). Известно, что в сильных трехчастичных распадах резонансов угловые распределения по $\cos\Theta_{\vec{n}, \vec{P}_{Res}}$ угла между нормалью к плоскости распада резонанса (\vec{n}) и направлением его полета (\vec{P}_{Res}) в общей системе центра масс описываются суммой четных полиномов Лежандра, максимальная степень которых равна $2J$, где J – полный спин [25]. На имеющейся у нас статистике невозможно однозначно определить спины резонансов. Поэтому дальнейший анализ носит качественный характер.

На рис. 9в представлено фоновое распределение по $\cos\Theta_{\vec{n}, \vec{P}_{Res}}$ для резонанса с массой 2596 МэВ/ c^2 , полученное линейной интерполяцией распределений из областей справа и слева от резонанса в область пика. На рисунке 9г – аналогичное распределение для резонанса с массой 2709 МэВ/ c^2 . На этих рисунках пунктирные горизонтальные линии соответствуют описанию распределений полиномом Лежандра нулевой степени (изотропное распределение), непрерывные линии – описание полиномом Лежандра второй степени. Соответствующие доверительные уровни описаний приведены на рисунках. Поскольку наилучшее описание дают полиномы второй степени, мы выбрали их в качестве фоновых распределений для областей резонансов. На рисунках 9а и 9б приведены распределения по $\cos\Theta_{\vec{n}, \vec{P}_{Res}}$ для событий из областей резонансов с массой 2596 МэВ/ c^2 и 2709 МэВ/ c^2 , соответственно, после вычи-

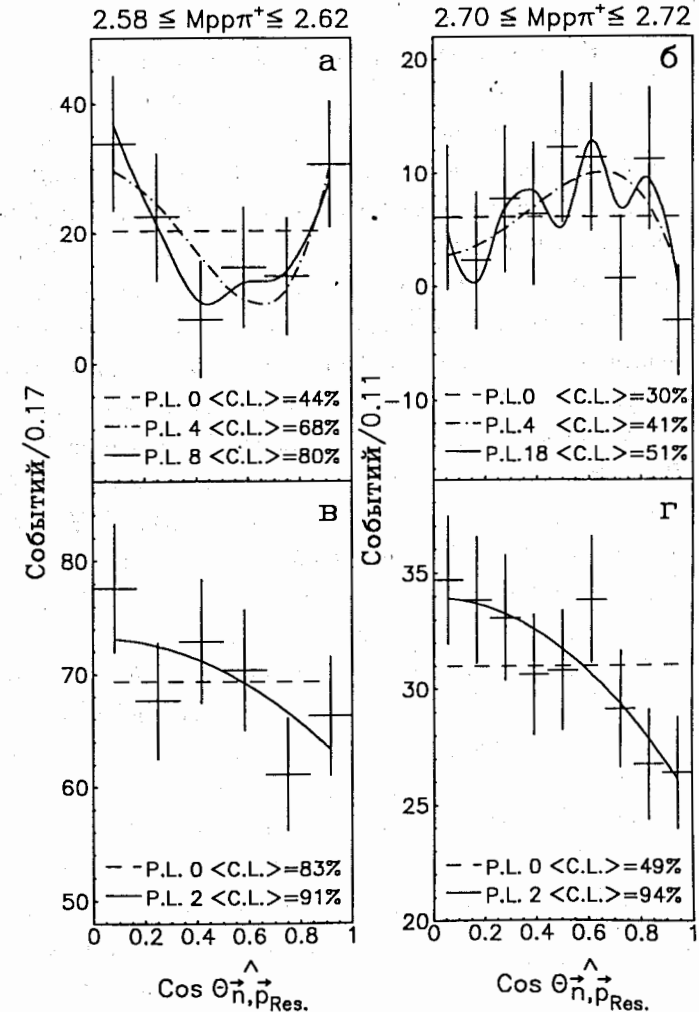


Рис. 9: а – распределение по $\cos\Theta_{\vec{n}, \vec{P}_{Res}}$ событий из области резонанса с массой 2596 МэВ/ c^2 после вычитания фона. Горизонтальная пунктирная линия – полином Лежандра нулевой степени, штрих-пунктирная линия – сумма полиномов 0 и 4-й степеней, сплошная линия – сумма полиномов 0, 4-й и 8-й степеней; б – распределение по $\cos\Theta_{\vec{n}, \vec{P}_{Res}}$ событий из области резонанса с массой 2709 МэВ/ c^2 после вычитания фона. Горизонтальная пунктирная линия – полином Лежандра нулевой степени, штрих-пунктирная линия – сумма полиномов 0 и 4-й степеней, сплошная линия – сумма полиномов 0, 4-й и 18-й степеней; в, г – фоновые распределения в областях резонансов с массами 2596 и 2709 МэВ/ c^2 , соответственно, определенные линейной интерполяцией соответствующих распределений из областей справа и слева от резонансов. Пунктирные горизонтальные линии – описания распределений полиномом Лежандра нулевой степени, непрерывные линии – описания полиномом 2-й степени

тания фона. Видно, что эти распределения отличаются от фоновых и имеют более сложную структуру.

Дальнейший анализ заключался в следующем. Строились распределения по $\cos\Theta_{\pi, p}^{Res.}$ от 0 до 1 для событий из резонанса с разбиением на 11, 12, ..., 30 бинов (по 20 гистограмм для каждого резонанса). Каждое разбиение аппроксимировалось набором полиномов Лежандра четных степеней. Максимальная степень полинома постепенно увеличивалась. После каждой аппроксимации находился коэффициент при полиноме Лежандра степени i (C_i), имеющий наибольшую относительную ошибку $\Delta C_i/C_i$. Если относительная ошибка была больше 50%, этот параметр устанавливался равным нулю, и процедура повторялась. Таким образом в конце итераций остаются только те степени полиномов, у которых $\Delta C_i/C_i \leq 50\%$. Большая ошибка в коэффициенте говорит о том, что вклад соответствующего полинома незначителен и им можно пренебречь. После этого были выбраны полиномы тех степеней, которые уверенно "проходят" ($\Delta C_i/C_i \leq 50\%$) в большинстве случаев построения. Так, для резонанса с массой 2596 МэВ/с², полиномы 2-й и 6-й степеней выбрасываются всегда, а полиномы 4-й и 8-й степени проходят в 100% и 90% случаев, соответственно. Результаты аппроксимации этими полиномами представлены на рисунке 9а, где горизонтальная пунктирная линия – полином Лежандра нулевой степени, штрихпунктирная линия – сумма полиномов 0 и 4-й степеней, сплошная линия – сумма полиномов 0, 4-й и 8-й степеней. Для резонанса с массой 2709 МэВ/с² (рисунок 9в), обработанного аналогичным образом, остались полиномы 4-й (штрихпунктирная линия – сумма полиномов 0 и 4-й степеней) и 18-й степеней (сплошная линия – сумма полиномов 0, 4-й и 18-й степеней). На этих же рисунках приведены средние доверительные уровни описания распределений для построений с 12÷18 бинами. Видно, что хотя и нельзя отрицать изотропного распределения, но наиболее вероятное значение спина резонанса с массой 2596 МэВ/с² – $J \geq 4$, а для резонанса с массой 2709 МэВ/с² – $J \geq 9$.

Обзор экспериментальных данных по поиску дибарионных резонансов с изотопическим спином $I = 2$

Опубликовано пока очень мало работ по экспериментальному поиску и исследованию резонансов подобного рода.

В работах [26, 27] статистически значимых ($> 3\sigma$) особенностей не об-

наружено, но обсуждаются выбросы в спектре эффективной массы $pp\pi^+$ при 2160 МэВ/с². Работа [26] базируется на данных, полученных при облучении протонами ядер ⁴⁰Ar (гибридная газожидкостная камера) при $P_p \approx 1,7$ ГэВ/с, и имеет малую статистику. В работе [27] эта особенность изучалась в реакции $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ при $T_p = 2,1$ ГэВ (π^- -мезоны регистрировались под углом 13,8°) и имеет статистическую значимость – 2,6 σ . В этой же работе [27] отмечается узкий выброс в районе массы 2460 МэВ/с² (2σ) (та же реакция при $T_p = 2,7$ ГэВ). В работе [28] не найдено никаких особенностей, но там исследовались либо связанные состояния системы $pn\pi^-$, либо область эффективных масс той же системы в районе, близкой к сумме масс $NN\pi$.

Ряд работ (см., например, [29] и ссылки в ней) посвящен исследованию резонансного выхода π^+ -мезонов при взаимодействии протонов с $T \approx 350$ МэВ с различными ядрами. Эффект допускает толкование с точки зрения образования и последующего распада резонансов с изотопическим спином $I = 2$ во взаимодействии протонов с ядрами, но имеются не менее убедительные альтернативные объяснения без привлечения экзотических резонансов.

В реакциях двойной перезарядки π^- на различных ядрах при энергии мезона меньше порога образования Δ_{33} -изобары обнаружена (см. ссылки к статье [30]) резонансно-подобная структура. Одно из объяснений эффекта – существование резонанса в системе πNN , названного d' , имеющего массу $m \approx 2,06$ ГэВ/с², $\Gamma_{NN\pi} \approx 0,5$ МэВ/с² и $I(J^P) = \text{четный}(0^-)$. Для проверки гипотезы существования такого резонанса была выполнена работа [30], в которой изучалась реакция $pp \rightarrow pp\pi^-\pi^+$ при $T_p = 750$ МэВ. В ней обнаружен выброс в спектре эффективных масс системы $pp\pi^-$ в районе $M_{pp\pi^-} = 2,063$ ГэВ/с² (четыре стандартных отклонения). В спектре масс системы $pp\pi^+$ авторы такой особенности не наблюдают, но отмечают, что для этой системы экспериментальное разрешение по массам значительно хуже, чем для системы $pp\pi^-$, поэтому вопрос об изотопическом спине резонанса с $M \approx 2,06$ ГэВ/с² остается открытым. Набор статистики в эксперименте, продолжается. В работе [31] в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ при $T_p = 920$ МэВ методом эффективных масс исследовались комбинации $pp\pi^-$ и $pp\pi^+$. В системе $pp\pi^-$ обнаружено указание на особенность при массе $(2,057 \pm 0,002)$ ГэВ и ширине $\Gamma = (10,8 \pm 2,1)$ МэВ. В системе $pp\pi^+$ особенностей не найдено.

Подчеркнем, что эффекты из работ [26]–[31], обсуждавшиеся выше, нахо-

дятся в основном в областях масс, значительно более низких, чем изучаемые в нашем эксперименте.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Впервые в системе $pp\pi^+$ в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ при $P_n \approx 5,2$ ГэВ/с обнаружена серия узких резонансов. Показано, что в канале $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ наблюдаются такие же особенности. Эти данные хорошо согласуются с выбросами в спектре эффективных масс $pp\pi^+$ из реакций $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ и $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ при $P_n \approx 4,4$ ГэВ/с и при $P_n \approx 3,9$ ГэВ/с, изученных нами же.

Определены вероятности распада резонанса в системе $pp\pi^+$ с массой 2596 МэВ/с² по различным каналам: с вероятностью $(83 \pm 23)\%$ резонанс распадается по каналу $\rightarrow \Delta_{33}^{++}p$, с вероятностью $(10 \pm 3)\%$ – по каналу $\rightarrow (BB)_{2095}^{++}\pi^+$ и с вероятностью $(7 \pm 15)\%$ – по каналу $\rightarrow pp\pi^+$. Здесь $(BB)_{2095}^{++}$ – дибарион в системе 2-х протонов с массой в районе 2095 МэВ/с². Приводится спектр эффективных масс pp из той же реакции, в котором наблюдаются пики в областях масс, совпадающих с pp -резонансами, обнаруженными нами ранее.

Оценка спинов резонансов с массами 2596 и 2709 МэВ/с² в системе $pp\pi^+$ дала наиболее вероятные значения $J \geq 4$ и $J \geq 9$, соответственно.

Литература

- [1] В. Tatischeff IPNO-DRE. 94-19, 1994.
- [2] С. Besliu et al. Preprint JINR, D1-83-815, Dubna, 1983;
Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях" (М-11470 Ленинград, 23-25 апреля 1984г., стр. 592).
- [3] К. Бешлиу и др. Препринт ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
- [4] Ю.А. Троян и др. Краткие сооб. ОИЯИ, No.13-85, 1985, стр. 12.

- [5] Ю.А. Троян и др. Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях" (М-26011 Ленинград, 21-23 апреля 1986г., стр. 60).
- [6] Ю.А. Троян и др. Препринт ОИЯИ, Д1-88-329, Дубна, 1988;
IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. (Д1,2-88-272, Дубна, 14-19 сентября 1988г., стр. 30).
- [7] В.В. Авдейчиков и др. Препринт ОИЯИ P1-90-52, Дубна, 1990;
ЯФ т.54, в.1[7], 1991, стр. 111.
- [8] Ю.А. Троян и др. Препринт ОИЯИ, P1-90-78, Дубна, 1990.
- [9] Ю.А. Троян и др. Препринт ОИЯИ P1-90-79, Дубна, 1990;
ЯФ т.54, в.5[11], 1991, стр. 1301.
- [10] Ю.А. Троян и др. Proc. of the X Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. (D1,2-90-456 Dubna, Sept., 1990, p. 26).
- [11] Ю.А. Троян, В.Н. Печенов Препринт ОИЯИ, P1-90-139, Дубна, 1990.
- [12] Ю.А. Троян, В.Н. Печенов Препринт ОИЯИ P1-92-290, Дубна, 1992;
Proc.of the XIth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. (E1,2-92-371 Dubna, Russia, Sept., 1992, p.65).
ЯФ, т.56, в.4, 1993. с.191.
- [13] Yu.A. Troyan et al. JINR Rapid Communications No.6[80]-96, 1996, p. 73.
- [14] Y. Bordes et al. Phys.Lett. v 233, No.2 (1989), p.251.
- [15] Y. Ellis and J.Lanik, Phys.Lett. 150B, 289 (1989).
- [16] Yu.A. Troyan et al. Proc. of Seminar on High Energy Phys. Probl. Relat. Nucl. Phys. and Quantum Chromodynamics, (Dubna, Sept., 1994, p.358).
- [17] Yu.A. Troyan et al. JINR Rapid Comm., No.4[67], 1994. p.67.
- [18] Yu.A. Troyan et al. Proc. of Seminar on High Energy Phys. Probl. Relat. Nucl. Phys. and Quantum Chromodynamics, (Dubna, Sept., 1996, p.79).

- [19] А.П. Гаспарян и др., ПТЭ, No.2, p.37, 1977;
Сообщение ОИЯИ 1-9111, Дубна, 1975.
- [20] Physical Review D, particles and fields, v. 54, No. 1, 1996.
- [21] К. Бешлиу и др. ЯФ, т.43, в.4, 1986. с.888.
- [22] J. Peter Berge et al. The Review of Scientific Instruments, v.32, No. 5, 1961, p.538.
- [23] А. Абдивалиев и др. Препринт ОИЯИ, 1-10669, Дубна, 1977.
- [24] Ю.А. Троян ЭЧАЯ, 24 (3), Май-Июнь 1993, сс. 683-730,
(Phys.Part.Nucl., 24 (3), May-June 1993, pp. 294-316).
- [25] А.М. Балдин и др. "Кинематика ядерных реакций", "Атомиздат", М, 1968.
- [26] К.Н. Ермаков и др. Препринт ЛИЯФ-1158, Л., 1986(7).
- [27] M.P. Combes-Comets et al. PRC, v.43, No.3, 1991, p.973.
- [28] B. Parker et al. PRL, v.63, No.15, 1989, p.1570.
- [29] J. Julien et al. Z.Phys.A 347, 1994, p.181.
- [30] W. Brodowski et al. Z.Phys.A 355, 1996, p.5.
- [31] Л.В. Воробьев и др. ЯФ, т.61, в.5, 1998, с.855.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1998 года.

Троян Ю.А. и др.

P1-98-325

Поиск и исследование узких дибарионных резонансов с изотопическим спином $I=2$ в np -взаимодействиях при импульсе налетающих нейтронов $P_n = (5,20 \pm 0,13)$ ГэВ/с

Приводятся результаты поиска и исследования узких резонансов с изотопическим спином $I=2$ в спектре эффективных масс $pp\pi^+$ -комбинаций из реакции $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,13)$ ГэВ/с. Экспериментальный материал получен при облучении 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ квазимонохроматическими нейтронами.

Обнаружены узкие особенности в спектре эффективных масс $pp\pi^+$ -комбинаций при значениях 2175, 2221, 2321, 2398, 2471, 2525, 2596 и 2709 МэВ/с². Полная экспериментальная ширина резонансов определяется, в основном, аппаратным разрешением.

Определены вероятности распада резонанса с массой 2596 МэВ/с² по различным каналам: с вероятностью (83 ± 23) % резонанс распадается по каналу $\rightarrow \Delta_{33}^{++} p$, с вероятностью (10 ± 3) % — по каналу $\rightarrow (BB)_{2095}^{++} \pi^+$ и с вероятностью (7_{-7}^{+15}) % — по каналу $\rightarrow pp \pi^+$. Здесь $(BB)_{2095}^{++}$ — дибарион в системе двух протонов с массой ~ 2095 МэВ/с².

Оценка спинов резонансов с массами 2596 и 2709 МэВ/с² дала наиболее вероятные значения $J \geq 4$ и $J \geq 9$, соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Перевод авторов

Troyan Yu.A. et al.

P1-98-325

Search and Investigation of the Narrow Resonances with Isotopic Spin $I=2$ in np -Interactions at the Momentum of Incident Neutrons $P_n = (5,20 \pm 0,13)$ GeV/c

The result of search and investigation of the narrow resonances with isotopic spin $I=2$ in the effective mass spectrum of $pp\pi^+$ -combinations from the reaction $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ at $P_n = (5,20 \pm 0,13)$ GeV/c are presented in this paper. The experimental data were obtained in an exposure of the 1-m H₂ bubble chamber of LHE JINR by monochromatic neutrons.

Narrow enhancements were found in the effective mass spectrum of $pp\pi^+$ -combinations at the values of 2175, 2221, 2321, 2398, 2471, 2525, 2596 and 2709 MeV/c². The full experimental width of the resonances mainly depends on an apparatus resolution.

There were determined the probabilities of the decay modes for the resonance at the mass of 2596 MeV/c²: into $\rightarrow \Delta_{33}^{++} p$ with the probability of (83 ± 23) %, into $\rightarrow (BB)_{2095}^{++} \pi^+$ with the probability of (10 ± 3) % and into $\rightarrow pp \pi^+$ with the probability of (7_{-7}^{+15}) %. Here, $(BB)_{2095}^{++}$ is the dibaryon in the pp -system near the mass of ~ 2095 MeV/c².

The estimations of the spins of the resonances at the 2596 and 2709 MeV/c² gave the most probable values $J \geq 4$ and $J \geq 9$, respectively.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies and at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998