

УДК 539.17

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ СО СТРАННОСТЬЮ $S = +1$ В СИСТЕМЕ nK^+ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow npK^+K^-$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ НАЛЕТАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

$$P_n = (5,20 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$$

Ю. А. Троян^{a,1}, А. В. Беляев^a, А. Ю. Троян^a, Е. Б. Плеханов^a,
А. П. Иерусалимов^a, Г. Б. Пискалева^a, С. Г. Аракелян^b

^a Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^b Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

В реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при импульсе налетающих нейтронов $P_n = (5,20 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$ исследовано образование и свойства барионных резонансов со странностью $S = +1$ в системе nK^+ . Обнаружен ряд особенностей в спектре эффективных масс указанной системы. Все резонансы имеют высокую статистическую значимость. Их ширины сравнимы с разрешением по массам. Произведена оценка спинов резонансов и построена ротационная полоса, связывающая массы резонансов с их спинами.

The production and properties of the resonances with the strangeness $S = +1$ in the nK^+ system were studied in the reaction $np \rightarrow npK^+K^-$ at the momentum of incident neutrons $P_n = (5.20 \pm 0.12) \text{ GeV}/c$. A number of peculiarities were found in the effective mass spectrum of the system mentioned above. All these resonances have a large statistical significance. Their widths are comparable with the mass resolution. The estimation of the spins of resonances was carried out, and the rotational band connecting the resonance masses and their spins was constructed.

В работах [1, 2] Д. Дьяконов, В. Петров и М. Поляков предложили развитие схемы $SU(3)$ -симметрии на состояния с положительной странностью $S = +1$. Было провозглашено существование антидекуплета $\overline{10}$, в который входят состояния, содержащие пять кварков ($uudd\bar{s}$). Динамика новых резонансов основана на модели кирального солитона. Это дало возможность оценить массы, ширины и квантовые числа ожидаемых новых эффектов, предложить формулу ротационного ряда, дающую зависимость масс резонансов от их спинов. В вершине антидекуплета в работе [1] стоит Θ -резонанс с массой $M = 1,530 \text{ ГэВ}/c^2$, шириной $\Gamma \leq 15 \text{ МэВ}/c^2$, гиперзарядом $Y = 2$, изотопическим спином $I = 0$, со спин-четностью $J^P = 1/2^+$.

Гипотеза авторов [1] детально обсуждается в целом ряде теоретических исследований, число которых приближается к 50. Подробные обзоры теоретических работ вместе с рядом критических замечаний можно найти в публикациях [3–5]. В работах [6, 7] развиваются совсем другие подходы к проблеме указанных резонансов: в [6] — объединение

¹E-mail: atroyan@jinr.ru

кварков в дикварки с возникновением сверхпроводящих слоев, в [7] представлена чисто кварковая картина, в которой могут возникнуть изоскалярные, изовекторные и изотензорные состояния из пяти кварков (и обычных, и странных), что сильно расширяет как возможный набор квантовых чисел и масс искомым резонансов, так и вероятности их распадов (например, Θ -частица может иметь набор квантовых чисел $1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$).

Предсказанные в [1, 2] свойства частиц из антидекуплета таковы, что позволяют осуществлять прямой поиск эффектов. Это и сравнительно небольшие массы, и доступные для прямого измерения ширины. Поэтому появился целый ряд экспериментальных работ [8], в каждой из которых обнаружен резонанс в системах nK^+ или pK_s^0 с массой $\sim 1,540 \text{ ГэВ}/c^2$ и шириной $3\text{--}25 \text{ МэВ}/c^2$. Пока ни в одной из них не только не наблюдался ротационный ряд, но не наблюдалось даже и более одного резонансного состояния в указанных системах. Также не определялись ни спин резонанса, ни его четность. Это связано в первую очередь с небольшими статистиками экспериментов, недостаточными точностями и наличием разного рода выборок.

В предлагаемой работе мы попытались, по возможности, изучить более подробно характеристики наблюдаемых эффектов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на материале с однометровой водородной пузырьковой камеры (hydrogenous bubble chamber — НВС) ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками квазимонохроматических нейтронов из синхрофазотрона ЛВЭ. После ускорения дейтронов в синхрофазотроне ЛВЭ в 1972 г. был создан нейтронный канал на 1-м НВС. Целью экспериментов с нейтронами было изучение пентакварков в системах $\Delta^{++}\pi^+$.

Квазимонохроматические нейтроны ($\Delta P_n/P_n \approx 2,5\%$) получались в результате стриппинга ускоренных дейтронов на 1-см Al-мишени, размещенной внутри вакуумной камеры синхрофазотрона. Нейтроны выводились из ускорителя под углом 0° к траектории ускоренных дейтронов. Очистка пучка нейтронов от заряженных частиц производилась магнитным полем ускорителя, в котором нейтроны проходили около 12 м, прежде чем выйти из синхрофазотрона. Пузырьковая камера находилась на расстоянии 120 м от Al-мишени. Пучок нейтронов был хорошо коллимирован и имел угловой разброс $\Delta\Omega_n \approx 10^{-7}$ ср. В пучке не было примесей ни от заряженных частиц, ни от γ -квантов. Подробное описание канала — в работе [9].

1-м НВС была размещена в магнитном поле величиной $\sim 17 \text{ кГс}$. В результате мы имеем хорошую точность измерения импульсов вторичных заряженных частиц (импульсы протонов в реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ измерялись со средней точностью $\approx 2\%$, K^+ , $K^- \approx 3\%$). Углы вылета частиц измерялись с точностью $\leq 0,5^\circ$.

Разделение каналов реакций производилось стандартным χ^2 -методом с учетом имеющихся уравнений связи [10]. В случае изучаемой реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ имеется одно уравнение связи на параметры (закон сохранения энергии) и экспериментальное χ^2 -распределение должно подчиняться теоретическому распределению χ^2 с одной степенью свободы.

На рис. 1, а представлены экспериментальное (гистограмма) и теоретическое (сплошная кривая) распределения χ^2 для указанной реакции. Видно хорошее совпадение вплоть до величины $\chi^2 = 1$. Для событий с $\chi^2 > 1$ имеется расхождение теоретического и

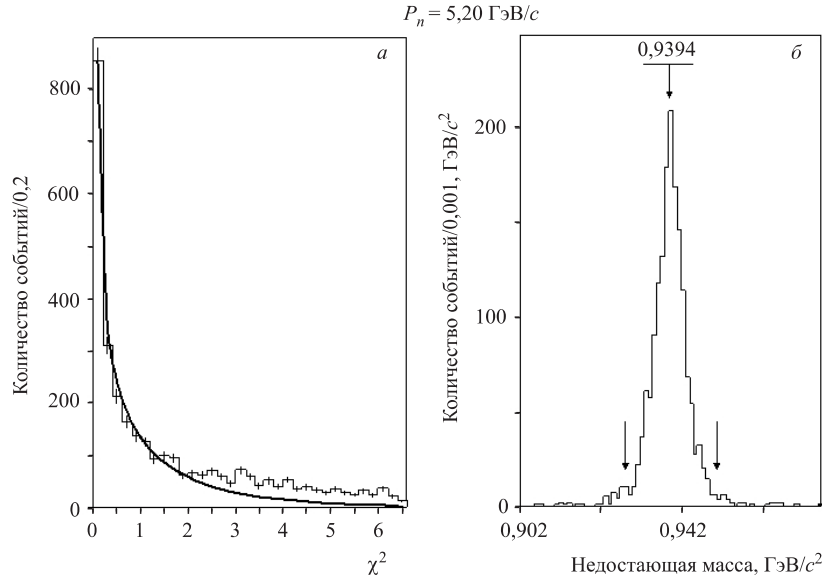


Рис. 1. *а*) Экспериментальное (гистограмма) и теоретическое (сплошная кривая) распределения χ^2 для реакции $np \rightarrow npK^+K^-$. *б*) Распределение недостающих масс для реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ в событиях $\chi^2 \leq 1$

экспериментального распределений. Поэтому в дальнейшем мы используем события, для которых $\chi^2 \leq 1$. В 15% случаев события с таким ограничением удовлетворяют двум гипотезам: канал $np \rightarrow npK^+K^-$ и канал $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$. При этом χ^2 для гипотезы с K -мезонами (« K ») всегда меньше, чем χ^2 для гипотезы с π -мезонами (« π »). Все данные события отнесены к гипотезе « K ». Отличия разных тестовых распределений в однозначных ($\chi_{\langle K \rangle}^2 < 1$, $\chi_{\langle \pi \rangle}^2 > 6,5$) и двузначных ($\chi_{\langle K \rangle}^2 < 1$, $\chi_{\langle \pi \rangle}^2 < 1$) событиях не обнаружено.

На рис. 1, *б* изображено распределение недостающих масс в событиях с $\chi^2 \leq 1$. Видно, что распределение имеет максимум при значении недостающей массы, равной массе нейтрона с точностью 0,1 МэВ/ c^2 , и симметрично относительно массы нейтрона. В дальнейшем, для большей чистоты материала, отброшено малое число событий со значениями недостающей массы вне интервала, отмеченного на графике стрелками.

В результате этих отборов имеем 1558 событий реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/ c в условиях 4 π -геометрии (отсутствие угловых выборов), результаты обработки которых и приведены ниже.

ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показано распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из всех событий реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/ c . Распределение аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 8-й степени, и десятью резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Стрелками от-

Рис. 2. Распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из всех событий реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5, 20 \pm 0, 12)$ ГэВ/с. Пунктирная линия — фоновая кривая, взятая в виде полинома Лежандра 8-й степени; сплошная линия — сумма фоновой кривой и десяти резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера; нижняя гистограмма — распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций, отобранных с условием $\{\cos \Theta_n^* < -0,85 \cup \cos \Theta_n^* > 0,85\}$

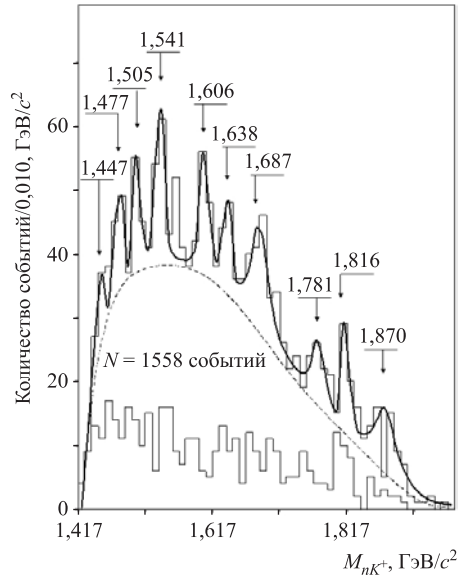
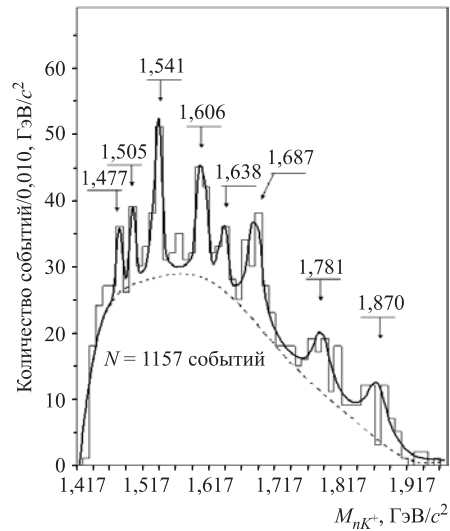


Рис. 3. Распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5, 20 \pm 0, 12)$ ГэВ/с для событий, отобранных с условием $\{-0,85 < \cos \Theta_n^* < 0,85\}$. Пунктирная линия — фоновая кривая, взятая в виде полинома Лежандра 8-й степени; сплошная линия — сумма фоновой кривой и восьми резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера



мечены подобранные значения масс резонансов. Доля фона в этом распределении составляет 75,8%. Требования к фоновой кривой заключаются, во-первых, в том, чтобы ошибки в коэффициентах каждого члена полинома при его подборе были не более 50%, и, во-вторых, чтобы полином описывал экспериментальное распределение после «выбрасывания» резонансных областей с $\chi^2 = 1,0$ и $\sqrt{D} = 1,4$ (характеристики χ^2 -распределения с одной степенью свободы). Для распределения на рис. 2 $\chi^2 = 0,92 \pm 0,29$ и $\sqrt{D} = 1,33 \pm 0,20$. Эти же значения для фоновой кривой, нормированной на 100% событий в графике (с резонансными областями), равны $\chi^2 = 1,40 \pm 0,19$ и $\sqrt{D} = 2,38 \pm 0,14$. Статистическая значимость резонанса с $M = 1,541$ ГэВ/с² равна 4,5 S.D.

На том же графике (рис.2) представлено распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций, отобранных с условием $\{\cos \Theta_n^* < -0,85 \cup \cos \Theta_n^* > 0,85\}$, где Θ_n^* — угол вылета нейтрона в общей системе центра масс. Видно, что это распределение не имеет существенных выбросов и устранение данных событий может снизить уровень фона для резонансов.

На рис.3 приведено распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций для событий, отобранных с условием $\{-0,85 < \cos \Theta_n^* < 0,85\}$. Распределение аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 8-й степени, и восемью резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Статистическая значимость резонансов, расположенных справа от массы $M = 1,541$ ГэВ/ c^2 , несколько выросла, а узких резонансов слева от $M = 1,541$ ГэВ/ c^2 несколько упала.

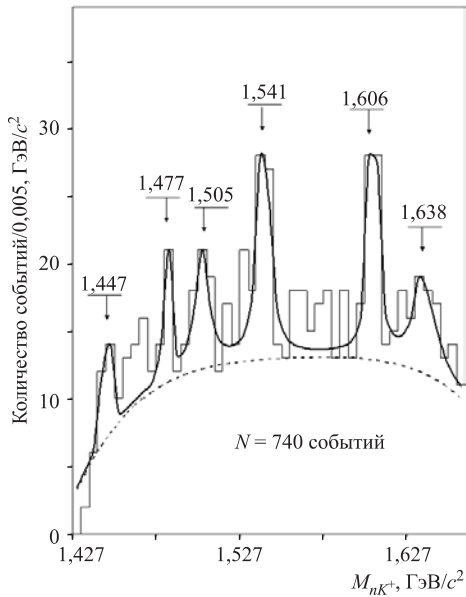


Рис. 4. Распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5,20 \pm 0,12)$ ГэВ/ c для событий, отобранных с условием $\{-0,85 < \cos \Theta_n^* < 0,85\}$. Пунктирная линия — фоновая кривая в виде полинома Лежандра 4-й степени; сплошная линия — сумма фоновой кривой и шести резонансных кривых в форме Брейта-Вигнера

Для лучшего изучения маломассовых резонансов построено распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций с шагом 5 МэВ/ c^2 (до массы $\sim 1,663$ ГэВ/ c^2). Это распределение (рис. 4) аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра 4-й степени, и шестью резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера. Резонанс с массой $M = 1,541$ ГэВ/ c^2 превышает фон на 5,2 S. D., с $M = 1,605$ ГэВ/ c^2 — на 5,4 S. D., с $M = 1,505$ ГэВ/ c^2 — на 3,1 S. D. Из данного графика более точно определяются ширины резонансов (сводку данных о резонансах см. в табл. 1).

Нами была предпринята попытка увеличить статистическую значимость некоторых резонансов. Она основана на предположении, что резонансы образуются при помощи механизмов K -обменов: в одной из вершин соответствующей диаграммы образуется известный резонанс (Σ^* или Λ^*), распадающийся на p и K^- -мезон, в другой — один из искомым резонансов в системе nK^+ . При этом K^- -мезон от распада известного резонанса может быть скоррелирован с резонансом в системе nK^+ чисто кинематически. В результате в системе nK^+K^- в распределении эффективных масс могут возникать пики кинематического происхождения.

На рис. 5 представлено распределение эффективных масс nK^+K^- -комбинаций. В распределении отчетливо виден ряд особенностей. Соответствующих нуклонных резонансов, распадающихся по схеме $R \rightarrow NK\bar{K}$, в таблицах мировых данных нет. Это как раз те кинематические отражения, о которых шла речь выше. На рис.5 приведено также распределение эффективных масс nK^+K^- , отобранных так, чтобы эффективная масса

nK^+ лежала в полосе резонанса с $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$. В этом распределении ясно видны два сгущения в районах масс nK^+K^- $2,020 \div 2,150$ и $2,240 \div 2,280 \text{ ГэВ}/c^2$. Соответствующие сгущения существуют и для резонансов в системе nK^+ с $M = 1,606 \text{ ГэВ}/c^2$ и $M = 1,687 \text{ ГэВ}/c^2$.

Выбирая области масс nK^+K^- , соответствующие отражениям резонансов в системе nK^+ с этими массами, получаем распределения эффективных масс nK^+ , представленные на рис. 6.

Под каждым графиком приведены значения выбранных по массам nK^+K^- -областей и указаны дополнительные ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с. ц. м. Эти дополнительные ограничения по углам несколько уменьшают фон, но основной эффект усиления происходит из-за выборок по массам nK^+K^- .

Каждое из полученных распределений аппроксимировано некогерентной суммой фоновой кривой, взятой в виде полинома Лежандра, и резонансными кривыми в форме Брейта-Вигнера.

В результате мы имеем значительное усиление эффектов от трех обработанных таким образом резонансов (величины стандартных отклонений приведены на графиках рис. 6). При этом число событий в пиках не уменьшается по сравнению с обработками, представленными на рис. 2–4.

На рис. 7 приведены распределения эффективных масс pK^- -комбинаций с теми же условиями выборок, что и на рис. 6. Видны особенности в распределении эффективных масс pK^- , соответствующих известным Σ^* -, Λ^* -резонансам (эти особенности хорошо видны и в распределении эффективных масс pK^- , построенном без указанных ограничений).

Нами сделаны оценки спинов наблюдаемых резонансов в системе nK^+ . Для этого были построены распределения углов вылета нейтронов от распада резонансов по отношению к направлению полета резонанса в общей с. ц. м. реакции. Все величины переведены в систему покоя резонанса (спиральная система координат). В спиральной системе координат угловые распределения распадной частицы описываются суммой полиномов Лежандра четных степеней, максимальная степень которых равна $(2J - 1)$, где J — спин резонанса (для полуцелых спинов). Таким способом оценивается значение нижней границы спина резонанса. Авторы благодарны В. Л. Любошицу за написание соответствующих формул. На рис. 8 приведены угловые распределения для шести резонансов, массы которых лежат в указанных на графиках интервалах. Фоновые распределения строятся

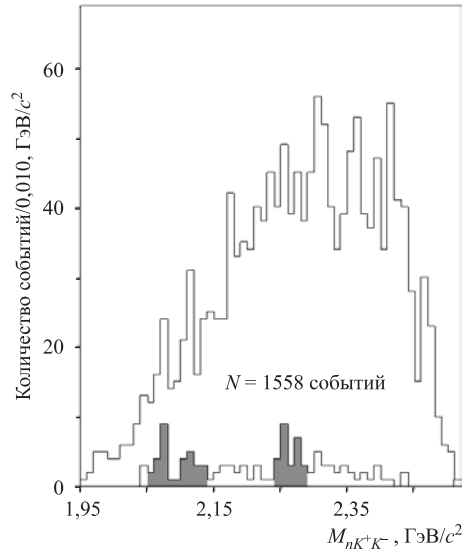


Рис. 5. Распределение эффективных масс nK^+K^- -комбинаций из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5, 20 \pm 0, 12) \text{ ГэВ}/c$. Нижняя гистограмма — распределение эффективных масс nK^+K^- , отобранных так, чтобы эффективная масса nK^+ лежала в полосе резонанса с $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$

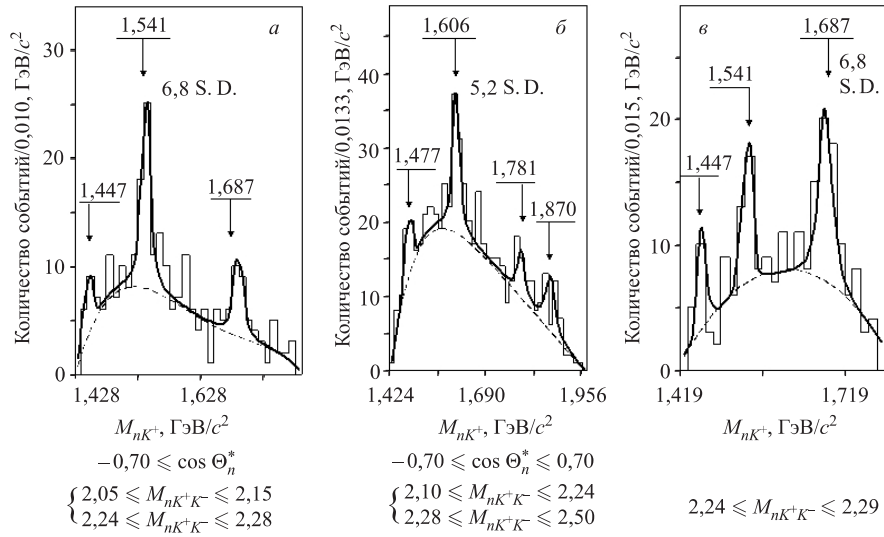


Рис. 6. Распределение эффективных масс nK^+ -комбинаций из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5, 20 \pm 0, 12)$ ГэВ/с для резонанса с массой: а) 1, 541 ГэВ/с²; б) 1, 606 ГэВ/с²; в) 1, 687 ГэВ/с². Под графиками приведены значения выбранных областей по массам nK^+K^- и указаны границы дополнительного ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с. ц. м. Пунктирными линиями обозначены фоновые кривые, сплошные линии — аппроксимирующие кривые

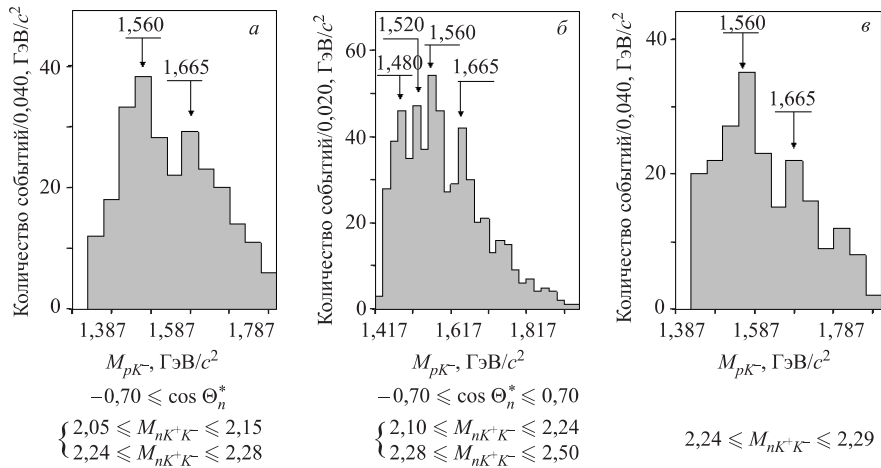


Рис. 7. Распределение эффективных масс pK^- -комбинаций из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5, 20 \pm 0, 12)$ ГэВ/с. Под графиками приведены значения выбранных областей по массам nK^+K^- и указаны границы дополнительного ограничения по углам вылета вторичного нейтрона в общей с. ц. м. (а–в соответствуют рис. 6)

из интервалов справа и слева от соответствующей полосы резонанса и вычитаются с коэффициентом, соответствующим доле фона в резонансной области. При построении этих распределений никаких ограничений по углам вылета частиц не применялось (использование ограничений по углу вылета вторичного нейтрона не изменяет результатов). При аппроксимации распределений требовалось, чтобы погрешности в коэффициентах подобранных полиномов Лежандра не превышали 50 %.

Из приведенных на рис. 8 графиков видно, что для резонанса с $1,467 \leq M \leq 1,487$ ГэВ/ c^2 распределение изотропно и полиномов высших степеней для его описания не требуется и, следовательно, его спин $J \geq 1/2$. Для резонанса с $1,500 \leq M \leq 1,510$ ГэВ/ c^2 наиболее вероятное значение спина $J \geq 3/2$, хотя и оценка $J \geq 1/2$

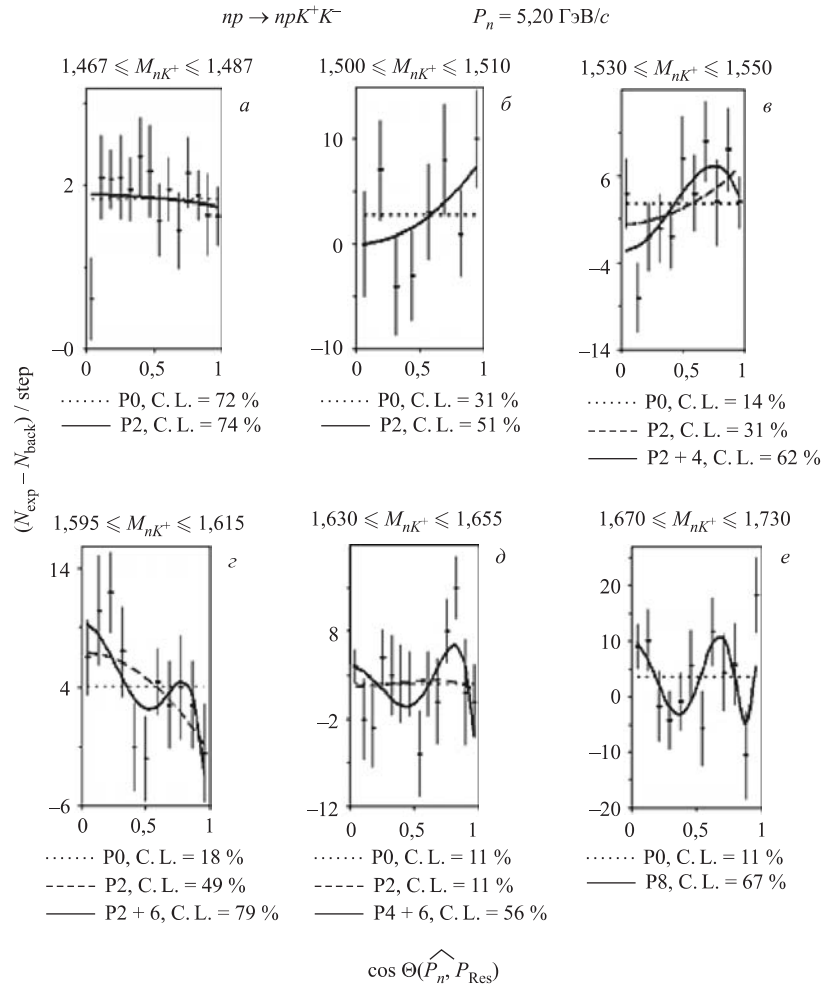


Рис. 8. Распределения углов вылета вторичных нейтронов в спиральной системе координат для резонансов с массой: а) 1,477 ГэВ/ c^2 ; б) 1,505 ГэВ/ c^2 ; в) 1,541 ГэВ/ c^2 ; з) 1,606 ГэВ/ c^2 ; д) 1,638 ГэВ/ c^2 ; е) 1,687 ГэВ/ c^2

тоже имеет довольно большой доверительный уровень. Для резонанса с $1,530 \leq M \leq 1,550$ ГэВ/ c^2 (резонанс, наиболее широко обсуждаемый в публикациях) мы имеем для спина $J \geq 1/2$ доверительный уровень значительно меньший, чем для более высоких значений спина. Наибольший доверительный уровень имеет оценка спина $J \geq 5/2$. Резонанс с $1,595 \leq M \leq 1,615$ ГэВ/ c^2 имеет довольно уверенную оценку $J \geq 7/2$.

Качественную оценку можно сделать из вида графиков: они должны иметь $(2J - 3)/2$ экстремумов плюс один «тривиальный» при $\cos \Theta = 0$. Т.е. для спина $J \geq 7/2$ экстремумов должно быть два и «тривиальный» при $\cos \Theta = 0$, что довольно хорошо (в пределах погрешностей) просматривается на графике рис. 8, г.

На рис. 8, д, е представлены результаты исследования спинов для более тяжелых резонансов. Для $1,630 \leq M \leq 1,655$ ГэВ/ c^2 с хорошим уровнем доверия имеем $J \geq 7/2$, для $1,670 \leq M \leq 1,730$ ГэВ/ c^2 с еще большей уверенностью имеем $J \geq 9/2$. Тяжелый резонанс с $1,760 \leq M \leq 1,790$ ГэВ/ c^2 имеет слабые оценки, что связано с довольно плохим в этой области разрешением по массам и увеличивающимся здесь влиянием фона на оценки спина.

Результаты настоящей работы представлены в табл. 1.

Таблица 1

$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}, \text{ГэВ}/c^2$	$\Gamma_{\text{exp}} \pm \Delta \Gamma_{\text{exp}}, \text{ГэВ}/c^2$	$\Gamma_{\text{res}} \pm \Delta \Gamma_{\text{res}}, \text{ГэВ}/c^2$	J_{exp}	S. D.
1	2	3	4	5
1,447 ± 0,007	0,005 ± 0,004	0,004 ± 0,004	—	3,2
1,467 ± 0,003	0,008 ± 0,003	0,008 ± 0,004	—	2,3
1,477 ± 0,002	0,005 ± 0,003	0,002 ^{+0,006} _{-0,002}	1/2	3,0
1,505 ± 0,004	0,008 ± 0,003	0,005 ± 0,005	3/2	3,5
1,541 ± 0,004	0,011 ± 0,003	0,008 ± 0,004	5/2	6,8
1,606 ± 0,005	0,014 ± 0,005	0,011 ± 0,006	7/2	5,2
1,638 ± 0,005	0,016 ± 0,011	0,012 ^{+0,015} _{-0,012}	7/2	3,6
1,687 ± 0,007	0,027 ± 0,007	0,024 ± 0,008	9/2	6,8
1,781 ± 0,008	0,029 ± 0,012	0,023 ± 0,015	—	4,1
1,870 ± 0,019	0,036 ± 0,010	0,032 ± 0,011	—	5,9

В первой колонке помещены экспериментальные значения масс резонансов с их погрешностями, во второй — экспериментальные значения полных ширин резонансов, в третьей — значения истинных ширин резонансов с их погрешностями.

Истинные ширины резонансов получаются после квадратичного вычитания из экспериментальной ширины значения функции разрешения по массам, которая увеличивается с ростом массы по закону

$$\Gamma_{\text{res}}(M) = 4,2 \left[\left(M - \sum_{i=1}^2 m_i \right) / 0,1 \right] + 2,8,$$

где M — масса резонанса; m_i — масса покоя входящей в резонанс частицы i ; M и m_i взяты в единицах ГэВ/ c^2 , величины 4,2 и 2,8 — в единицах МэВ/ c^2 [11]. Например, величина полной ширины функции разрешения для резонанса с $M = 1,541$ ГэВ/ c^2 получается ≈ 7 МэВ/ c^2 .

В четвертой колонке табл. 1 приведены значения спинов резонансов. Это нижние границы спинов, как объяснялось при обсуждении процедуры оценки спинов.

В пятой колонке табл. 1 приведены статистические значимости резонансов, определенные как отношение числа событий в резонансе к корню квадратному из числа фоновых событий под резонансом.

Оценка сечения образования резонанса с $M = 1,541$ ГэВ/ c^2 в системе nK^+ из реакции $np \rightarrow npK^+K^-$ при $P_n = (5, 20 \pm 0, 12)$ ГэВ/ c дает $\sigma = (3, 5 \pm 0, 7)$ мкб.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Мы попытались систематизировать полученные результаты, используя формулу для ротационных уровней, предложенную в работах Дьяконова и др. [1, 2]:

$$M_J = M_0 + kJ(J + 1). \quad (1)$$

Здесь M_J — масса резонанса; J — его спин; M_0 — масса покоя солитона; k — величина, обратная удвоенному моменту инерции солитона (мы используем терминологию работы [2]).

Если внимательно посмотреть на графики распределения эффективных масс nK^+ -комбинаций (особенно на рис. 4, где построение выполнено с шагом 5 МэВ/ c^2), то можно заметить, что наряду с сильными особенностями имеются и более слабые: слабая особенность при $M = 1,467$ ГэВ/ c^2 , выброс при массе в районе $M = 1,565$ ГэВ/ c^2 и другие. Поэтому мы производили аппроксимацию распределений масс в зависимости от спина в двух вариантах. Оба они представлены в табл. 2. Видно хорошее согласие экспериментальных данных с формулой (1). В табл. 2, а самая большая предсказанная масса 1,901 ($J = 13/2$) может обрезаться справа фазовым объемом и в эксперименте проявляться при меньшей массе. В табл. 2, б в третьей и пятой строках отсутствуют сведения об экспериментальных значениях масс и спинов. При этих массах имеются выбросы, которые не обеспечены статистически как резонансы.

Таблица 2

а) $M_0 = 1,462$ ГэВ/ c^2 , $k = 0,0090$				б) $M_0 = 1,471$ ГэВ/ c^2 , $k = 0,0107$			
J	M_J	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	J_{exp}	J	M_J	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	J_{exp}
1/2	1,469	$1,467 \pm 0,003$	—	1/2	1,471	$1,477 \pm 0,002$	1/2
3/2	1,496	$1,505 \pm 0,004$	3/2	3/2	1,511	$1,505 \pm 0,004$	3/2
5/2	1,541	$1,541 \pm 0,004$	5/2	5/2	1,565	—	—
7/2	1,604	$1,606 \pm 0,005$	7/2	7/2	1,640	$1,638 \pm 0,005$	7/2
9/2	1,685	$1,687 \pm 0,007$	9/2	9/2	1,736	—	—
11/2	1,784	$1,781 \pm 0,008$	—	11/2	1,854	$1,870 \pm 0,019$	—
13/2	1,901	$1,870 \pm 0,019$	—				

Беря моменты инерции в виде $I = M_0 r^2$ и используя значения $k = 1/2I$ из табл. 2, можно определить радиус солитона. Он оказывается равным $\approx 1,2$ фм, т. е. близок к π -мезонному радиусу ($\approx 1,35$ фм).

Мы сделали другую аппроксимацию наблюдавшихся нами ротационных полос, где масса возбужденного состояния зависит не от спина резонанса, а от его орбитального момента l :

$$M_l = M_0 + kl(l + 1). \quad (2)$$

Результаты представлены в табл. 3: *a* — для «сильных» резонансов, *b* — для «слабых» (как и табл. 2). Значения орбитальных моментов выбраны произвольно, но так, чтобы они не противоречили оценкам спинов. Эти описания лучше удовлетворяют экспериментальным данным. Кроме того, учтен и резонанс при $M = 1,447 \text{ ГэВ}/c^2$, который проявляется в большинстве наших распределений и о котором неоднократно говорится при теоретическом анализе.

Таблица 3

<i>a) $M_0 = 1,481 \text{ ГэВ}/c^2, k = 0,010$</i>			<i>б) $M_0 = 1,447 \text{ ГэВ}/c^2, k = 0,010$</i>		
ℓ	M_ℓ	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$	ℓ	M_ℓ	$M_{\text{exp}} \pm \Delta M_{\text{exp}}$
0	1,481	$1,477 \pm 0,002$	0	1,447	$1,447 \pm 0,007$
1	1,501	$1,505 \pm 0,004$	1	1,467	$1,467 \pm 0,003$
2	1,541	$1,541 \pm 0,004$	2	1,507	$1,505 \pm 0,004$
3	1,601	$1,606 \pm 0,005$	3	1,567	—
4	1,681	$1,687 \pm 0,007$	4	1,647	$1,638 \pm 0,005$
5	1,781	$1,781 \pm 0,008$	5	1,747	—
6	1,901	$1,870 \pm 0,019$	6	1,867	$1,870 \pm 0,019$

При сделанных предположениях об орбитальных моментах четность резонанса с $M = 1,541 \text{ ГэВ}/c^2$ отрицательна. Если учесть еще значение его спина $J = 5/2$, то можно прийти к выводу, что этот резонанс не находится в вершине антидекуплета, предложенного в [1, 2]. Но есть вероятность, что в вершине находится резонанс с $M = 1,501 \text{ ГэВ}/c^2$, у которого положительная четность и спин, равный $1/2$. Наше определение спина резонанса при $M \approx 1,505 \text{ ГэВ}/c^2$ не противоречит тому, что в этом месте могут находиться два резонанса с массами $M = 1,501 \text{ ГэВ}/c^2$ и спин-четностью $J^P = 1/2^+$ и резонанс с $M = 1,507 \text{ ГэВ}/c^2$ со спин-четностью $J^P = 3/2^-$. При этом оба они очень узкие, но сдвинуты друг относительно друга, что в результате дает среднее значение экспериментальной массы $M = 1,505 \text{ ГэВ}/c^2$. В области малых масс, таким образом, требуются очень точные и по разрешению, и по статистике эксперименты.

Мы считаем необходимым сделать еще одно замечание.

Проблема пентакварков возникла еще в 1960-е гг. прошлого столетия. Я. Б. Зельдович и А. Д. Сахаров [12] впервые трактовали наблюдавшиеся тогда эффекты в системе $p\pi^+\pi^+$ как проявление пентакварковых состояний. Наши первые работы [13] на эту тему стимулировали создание уникального нейтронного пучка [9] на 1-м НВС ЛВЭ после ускорения дейтронов на синхрофазотроне ЛВЭ. В 1979 г. в журнале «Ядерная физика» [14] была опубликована наша работа по наблюдению довольно узкого ($\Gamma = 43 \text{ МэВ}/c^2$) резонанса в эффективных массах $\Delta^{++}\pi^+(\Delta^-\pi^-)$ -комбинаций при $M = 1,440 \text{ ГэВ}/c^2$ со статистической значимостью $5,5 \text{ S.D.}$ Эти резонансы можно было трактовать как пятикварковые состояния — $uuu\bar{d}(ddd\bar{u})$ для $\Delta^{++}\pi^+$ ($\Delta^-\pi^-$). В той же работе построена траектория Редже для состояний с $J = T$ и показано, что на ней находятся N, Δ, E_{55} ($M = 1,440 \text{ ГэВ}/c^2$, обнаруженный нами). Наклон траектории был около $1,680 (\text{ГэВ}/c^2)^{-2}$.

Существование таких новых резонансов с $J = T$ предсказывалось в работах А. А. Григоряна и А. Б. Кайдалова [15] при исследовании ими свёрхсходящихся правил сумм для рассеяния реджеонов на частицах. Их предсказания совпали с нашими данными.

В 1983 г. нами была опубликована следующая работа на эту тему [16] с увеличенной статистикой. Зафиксировано еще два состояния с массами $M = 1,522 \text{ ГэВ}/c^2$ и $M = 1,894 \text{ ГэВ}/c^2$.

Таким образом, вопрос о состояниях с числом кварков больше трех обсуждается давно и есть схемы, имеющие предсказательную силу.

По нашему мнению, вопрос о числе кварков не является важным в предложениях Д. Дьяконова, В. Петрова и М. Полякова. Симметричный подход вообще не использует понятие «кварк». Этот подход очень общий, а потому и гораздо более важный, чем модельные соображения.

Что касается экспериментальной ситуации, то она представляется нам чрезвычайно сложной. Во всех экспериментах, где наблюдались эффекты в системах nK^+ или pK_s^0 , видят только один пик при массе в районе $1,530 \div 1,550 \text{ ГэВ}/c^2$. Это связано, по-видимому, с низкой первичной энергией, недостаточным разрешением по массам, малой статистикой и наличием различных выборок в экспериментах.

Нам представляется, что наиболее существенным сейчас является наблюдение еще хотя бы одного резонанса, определение спинов хотя бы двух резонансов и точное определение их ширин. Предсказываемый закон роста ширин резонансов с ростом их спина $\Gamma \sim J^3/M^2$ [2] очень жесткий. При увеличении спина в 5 раз ширина возрастает в 125 раз и увидеть что-либо на эксперименте можно, если и массы резонансов сильно возрастут, что трудно для наблюдения и вызывает вопросы о справедливости нерелятивистского подхода, используемого в модели кирального солитона.

Благодарности. Авторы благодарят В. Л. Любошица за постоянную помощь в работе, которую он оказывает на протяжении многих лет. Мы благодарны также Е. А. Строковскому и М. В. Токареву, которые не только привлекли наше внимание к данной физической проблеме, но и постоянно предоставляют важную физическую информацию.

Благодарим Е. Н. Кладницкую за ряд полезных замечаний.

Мы признательны всем сотрудникам ОИЯИ, помогающим нам в обработке материала: лаборантам ЛВЭ, инженерам ЛИТ, обслуживающим соответствующую аппаратуру.

Работа выполнена в рамках темы 03-1-0983092/2004 в ЛВЭ ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Diakonov D., Petrov V., Polyakov M.* // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 305–314.
2. *Diakonov D.* // Acta Phys. Polon. B. 1994. V. 25, No. 1–2.
3. *Ellis J., Karliner M., Praszalowich M.* hep-ph/0401127.
4. *Borisyuk D., Faber M., Kobushkin A.* hep-ph/0307370.
5. *Borisyuk D., Faber M., Kobushkin A.* hep-ph/0312213.
6. *Jaffe R., Wilczek F.* hep-ph/0307341.
7. *Capstick S., Page P. R., Roberts W.* hep-ph/0307019.

8. *Nakano T. et al. (LEPS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 012002; hep-ex/0301020;*
Barmin V. V. et al. (DIANA Collab.) // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1715; Yad. Fiz. 2003. V. 66. P. 1763; hep-ex/0304040;
Stepanyan S. et al. (CLAS Collab.). hep-ex/0307018;
Barth J. et al. (SAPHIR Collab.). hep-ex/0307083;
Kubarovsky V., Stepanyan S. (CLAS Collab.). hep-ex/0307088;
Asratyan A. E., Dolgolenko A. G., Kubantsev V. A. hep-ex/0309042;
Kubarovsky V. et al. (CLAS Collab.). hep-ex/0311046;
Airapetian A. et al. (HERMES Collab.). hep-ex/0312044;
Chekanov S. (ZEUS Collab.). <http://www.desy.de/f/seminar/Checanov.pdf>;
Togoo R. et al. // Proc. Mongol. Acad. Sci. 2003. V. 4. P. 2;
Aleev A. et al. (SVD Collab.). hep-ex/0401024.
9. *Gasparian A. P. et al. JINR, 1-9111. Dubna, 1975; Pribory i Tekn. Eksp. 1977. V. 2. P. 37.*
10. *Troyan Yu. A. et al. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63, No. 9. P. 1562–1573; Yad. Fiz. 2000. V. 63, No. 9. P. 1648–1659.*
11. *Troyan Yu. A. et al. // JINR Rapid Commun. 1996. No. 6[80]. P. 73.*
12. *Zeldovich Ya. B., Saharov A. D. // Yad. Fiz. 1966. V. 4. P. 395.*
13. *Moroz V. I., Nikitin A. V., Troyan Yu. A. JINR, E1-3940. Dubna, 1968; Yad. Fiz. 1969. V. 9, No. 2.*
14. *Abdivaliev A. et al. // Yad. Fiz. 1979. V. 29, No. 6.*
15. *Grigorian A., Kaidalov A. // Yad. Fiz. 1980. V. 32. P. 540;*
Grigorian A., Kaidalov A. // JETP Lett. 1978. V. 28, No. 318.
16. *Abdivaliev A. et al. // Yad. Fiz. 1983. V. 37, No. 3.*

Получено 9 апреля 2004 г.