

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3254 / 2-81

29/н-81
Д1-81-210

Б.А.Шахбазян, П.П.Темников, А.А.Тимонина

Лр -ДИВАРИОНЫ

1981

Исследованы спектры инвариантных масс сорока девяти систем, гиперзаряд, странность и барионное число которых варьировались в следующих пределах: $0 \leq Y \leq 6$, $-2 \leq S \leq +1, 0 \leq B \leq 6$. Резонансные пики обнаруживаются в спектрах масс лишь тех систем, гиперзаряд которых не превышает единицы: $Y \leq 1$. Этому же условию удовлетворяют все установленные табличные резонансы^{/1/}. Направляется правило отбора по гиперзаряду: "В слабых гравитационных полях гиперзаряд адронных резонансов не может превышать единицы: $Y \leq 1$ ". Это правило определяет условия и классы взаимодействий, при которых в слабых гравитационных полях возможно образование адронов. Поэтому не исключено, что оно основано на новом, неизвестном ранее принципе симметрии^{/2/}.

В последние годы появился ряд теоретических исследований мультикварковых резонансов, основанных на модели мешков^{/3-23/}. Значения масс резонансных пиков и особенностей, обнаруженных в наших экспериментах, находятся в удивительном согласии с предсказаниями работ Дж.Дж. де Сварта и коллег^{/3,5-8,11-13,20-23/}. Ниже приведено это сопоставление. Настоящая работа выполнена с помощью пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ, облученной нейтронами со средним импульсом 7,0 ГэВ/с и отрицательными пионами с импульсом 4,0 ГэВ/с. Изучалось рождение мультикварковых адронов на ядрах углерода ^{12}C . Детали эксперимента и анализа данных приведены в более ранних публикациях^{/23-p/}. Напомним, тем не менее, что массы Λ^0 -и K^0 -частиц, а также известных резонансов Σ^\pm (1385) и K^\pm *(892), наблюдавшихся в этих экспериментах, весьма близки к табличным значениям. Кроме того, разрешение по инвариантным массам системы $\Lambda\rho$ /среднеквадратичное отклонение/ равно 3,00 МэВ/с² в начальной части спектра; 4,25 МэВ/с² в области пика 2128 МэВ/с² и 6,40 МэВ/с² в области пика 2256 МэВ/с². Разрешение по инвариантным массам системы $\Lambda\Lambda$ вблизи пика 2365 МэВ/с² составляет $\Delta M_{\Lambda\Lambda} = 10,0 \pm 2,4$ МэВ/с².

Λρ-ДИБАРИОНЫ (I=1/2; Y=1; B=2; S=-1)

Информацию об этом классе дибарионов удалось получить в результате успешного анализа экспериментального спектра инвариантных масс системы $\Lambda\rho$, полученного прежде всего из нейтронного облучения. Для этой цели была разработана модель, способная имитировать все конечные состояния, наблюдавшиеся в нашем экс-

перименте. Она основана на двух гипотезах. Первая предполагает справедливость импульсного приближения при $\langle p_n \rangle = \bar{p}, 0$ ГэВ/с. Согласно второй гипотезе любой пик или особенность в спектрах масс систем, изученных в этой работе, в данном случае в спектрах масс Λ_p , есть результат внутриядерного взаимодействия гиперон-нуклон. В соответствии с этим сечение упругого Λ_p -рассеяния, которое доминирует над неупругим в рассмотренной области спектра инвариантных масс Λ_p , параметризовано в виде суммы сечений рассеяния при низких энергиях в приближении эффективного радиуса, потенциального и резонансного рассеяния при одиннадцати значениях энергий гиперона или, что то же самое, инвариантных масс Λ_p , предсказываемых моделью мешков. Последние одиннадцать брейт-вигнеровы члены зависят от полного спина и орбитального момента резонанса, что в принципе может дать информацию об этих квантовых числах.

Согласно вышеуказанной второй гипотезе сечения упругого Λ_p -рассеяния, вычисленные при помощи наилучших параметров, полученных в результате подгонки спектра инвариантных масс, должны быть в хорошем согласии с соответствующими значениями сечений, измеренных в прямых опытах. Ввиду этого спектр инвариантных масс Λ_p до значений масс $2553,8796$ МэВ/с² и сечения упругого Λ_p -рассеяния, измеренные в интервале импульсов $p_\Lambda = 1,0, 1-2,0$ ГэВ/с, подгонялись одновременно с помощью общего функционала χ_n^2 .

Процедуры моделирования и совместной подгонки теоретического спектра масс и сечения упругого Λ_p -рассеяния под соответствующие данные описаны ранее^{/2М-р/}.

Спектр инвариантных масс Λ_p подгонялся одновременно 1/ с сечениями упругого рассеяния, измеренными тремя группами^{/24-26/} в диапазоне импульсов $0,11 \leq p_\Lambda \leq 2,0$ ГэВ/с и 2/ с данными ранних экспериментов^{/24-26/} и последнего по времени проведения эксперимента^{/27/}.

На рис.1 и 2 черными точками изображены наилучшие подогнанные гистограммы, вычисленные в рамках нашей модели с учетом эффективности детектирования и погрешностей измерения импульсов частиц. Подгонка выполнена при помощи программы MINUIT. Ниже экспериментальной гистограммы изображены слагаемые упругого Λ_p -рассеяния, фоны от невзаимодействующих Λ -гиперонов и протонов и от процессов конверсии $\Lambda_p \rightarrow \Sigma^0 p \rightarrow \Lambda p$; $\Sigma^0 N \rightarrow \Lambda p$. Качество первой подгонки характеризуется $\chi_{41}^2 = 38,90$ и доверительным уровнем С.Л.=56,00%. Во втором случае имеем $\chi_{58}^2 = 67,67$ и С.Л.=21,32%. В области инвариантных масс Λ_p до ~ 2600 МэВ/с² обнаружено двенадцать особенностей. Десять из них очень близки к значениям масс резонансов, предсказанных моделью мешков^{/20,22/}. Однако только два из этих кандидатов в шестикварковые адроны

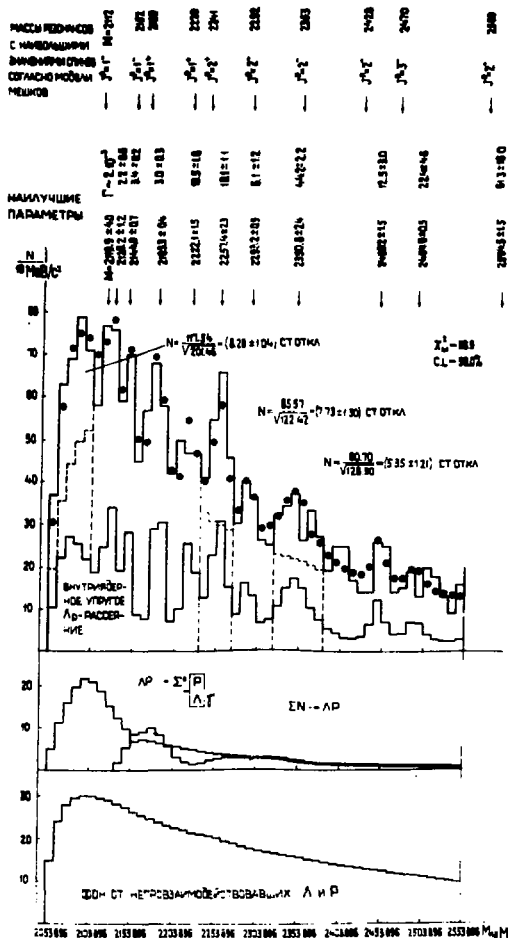


Рис. 1. Результаты одновременной подгонки спектра инвариантных масс A_r из $n^{12}C$ -взаимодействий при $\langle p_n \rangle = 7,0$ ГэВ/с и сечений упругого A_r -рассеяния, измеренных Кодайком и др. /24-28/.

оказались статистически значимыми в нашем эксперименте. Ниже для удобства результаты подгонок обозначены индексами 1 и 2.

1. Пик при $M_1 = /2257,4 \pm 2,3/ \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_1 = /18,1 \pm 1,1/ \text{ МэВ}/c^2$ или $M_2 = /2255,5 \pm 0,4/ \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_2 = /15,6 \pm 0,8/ \text{ МэВ}/c^2$ установлен со статистической значимостью, определяемой $N_1 = \frac{85,57}{\sqrt{122,43}} = (7,73 \pm 1,30)$ и $N_2 = \frac{82,54}{\sqrt{125,46}} = (7,37 \pm 1,29)$ стандартными отклонениями $/85,57/82,54/$ событий над фоном из $122,43/125,46/$ событий/. Вероятнее всего, этот пик следует отождествить с резонансом $M = 2241 \text{ МэВ}/c^2$, $J^P = 2^+$, предсказанным Дж. Дж. де Свартом и его коллегами^{20,22}: $B^2(\frac{1}{2}, 2255,5) = D(\frac{1}{2}, 2^+; 2241)$.

2. Пик при $M_1 = /2350,8 \pm 2,4/ \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_1 = /44,2 \pm 2,2/ \text{ МэВ}/c^2$ или $M_2 = /2358,4 \pm 1,3/ \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_2 = /77,2 \pm 6,6/ \text{ МэВ}/c^2$ установлен со статистической значимостью, определяемой $N_1 = \frac{60,70}{\sqrt{128,30}} = (5,36 \pm 1,21)$ и $N_2 = \frac{64,98}{\sqrt{124,07}} = (5,83 \pm 1,23)$ стандартными отклонениями. Можно утверждать, что установлен новый дибарион $\Lambda\rho$: $B^2(\frac{1}{2}, 2358,4) = D(\frac{1}{2}, 2^-; 2253)$.

Известный пик, расположенный на пороге ΣN , описывается параметрами $M_1 = /2129,2 \pm 1,2/ \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_1 = /2,2 \pm 0,6/ \text{ МэВ}/c^2$ и $M_2 = /2124,8 \pm 0,4/ \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_2 = /2,1 \pm 0,1/ \text{ МэВ}/c^2$. Он установлен со статистической значимостью, определяемой 10 стандартными отклонениями /рис.3/. Вероятнее всего, этот пик есть проявление антисвязанного ΣN -состояния, которое проявляется в виде $\Lambda\rho$ -резонанса на пороге ΣN ^{2,28,29}. Но наши эксперименты не могут исключить и истинный резонанс при $2128 \text{ МэВ}/c^2$.

Согласно основной гипотезе о механизме рождения мультикварковых адронов с $Y=1$ и $S=-1$, упоминавшейся выше, интенсивность резонансного пика в спектре масс должна зависеть от положения максимума импульсного спектра Λ -гиперонов, родившихся на нуклонах ядра в первичном акте. При заданном импульсе первичной частицы в спектре масс интенсивнее всего проявляются те резонансы, для которых минимальные импульсы гиперона, необходимые для возбуждения этих резонансов в ΛN -столкновениях, находятся в области максимума импульсного спектра Λ -гиперонов из первичного акта. Нетрудно видеть, что с ростом энергии первичной частицы максимум импульсного спектра Λ -гиперонов будет перемещаться к большим импульсам. Это приведет к тому, что в спектрах инвариантных масс с ростом импульса первичных частиц интенсивности резонансов меньших масс будут убывать, а больших масс - расти. В справедливости этих представлений можно убедиться с помощью следующих фактов. Максимум импульсного спектра гиперонов из реакции $\pi^- N \rightarrow \Lambda X$ при $4,0 \text{ ГэВ}/c$ находится в области $/0,5-0,6/ \text{ ГэВ}/c$, то есть охватывает импульс

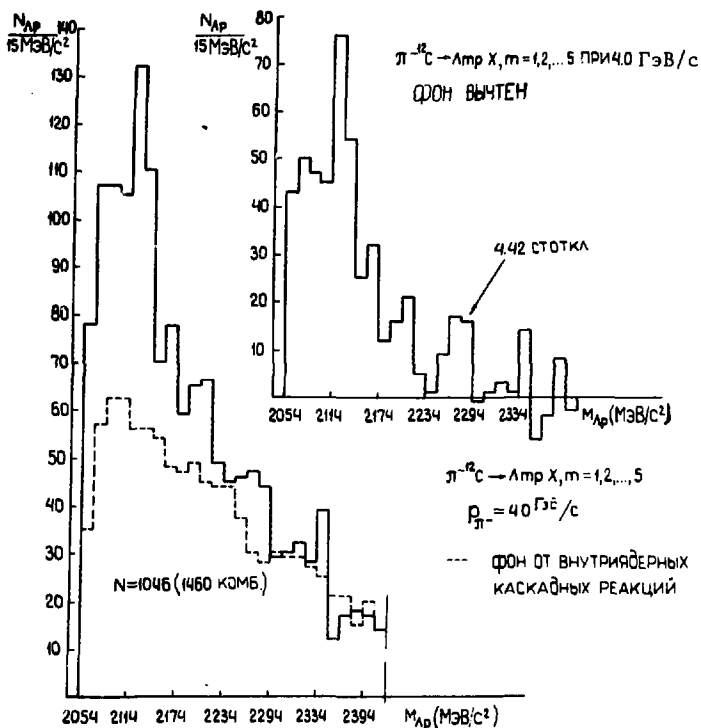


Рис. 3. Спектр инвариантных масс Λp из $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при 4,0 ГэВ/с.

0,62 ГэВ/с, необходимый для возбуждения резонанса 2128 МэВ/с² в реакции $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$. Интенсивность этого же спектра в области /1,0-1,2/ ГэВ/с, содержащей импульс 1,12 ГэВ/с, необходимый для возбуждения в реакции $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ резонанса 2256 МэВ/с², в несколько раз ниже. Соответственно в спектре масс из $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при $p_{\pi^-} = 4,0$ ГэВ/с пик 2128 МэВ/с² проявляется за ~ 10 стандартных отклонений от фона, тогда как в области массы 2256 МэВ/с² наблюдается лишь "плечо" /рис.3/. В $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при $\langle p_{\pi^-} \rangle = 7,0$ ГэВ/с картина прямо противоположная. Широкий максимум импульсного спектра Λ -гиперонов в этом

случае охватывает область $/1,0 \pm 0,2/$ ГэВ/с и в несколько раз интенсивнее области спектра $/0,5 \pm 0,7/$ ГэВ/с. Соответственно в спектре масс Λp из $\pi^{12}C$ -взаимодействий пик $2128 \text{ МэВ}/c^2$ выражен слабее пика $2256 \text{ МэВ}/c^2$, отстоящего от фона на $7,73 / 7,37/$ стандартных отклонений /рис.1 и 2/. Подчеркнем еще одно важное обстоятельство: в обоих наших спектрах исследуется инклюзивный спектр масс Λp , содержащий в основном многочастичные конечные состояния.

Ситуация в спектрах масс Λp из K^-D -взаимодействий аналогична описанной. До тех пор, пока исследуются спектры масс из трехчастичных конечных состояний $\Lambda p \pi^-$ при низких энергиях, ниже $R_{K^-} = 0,8$ ГэВ/с наблюдаются лишь пик 2128 и "плечо" в области $/2140 \pm 2180/ \text{ МэВ}/c^2$ ^{'30-34'}. При переходе же к пятичастичным конечным состояниям $\Lambda p \pi^- \pi^+ \pi^-$ при импульсе K^- -мезона $R_{K^-} = 1,5$ ГэВ/с проявляются пики при 2180 и $2255 \text{ МэВ}/c^2$ и в целом спектр масс Λp сходен с нашими /см. соответствующие рисунки в ^{'35'} и рис.1 и 2 в настоящей работе/.

Сечения упругого Λp -рассеяния, вычисленные в результате совместных подгонок 1 и 2, показаны светлыми и заштрихованными кружками на рис.4 и 5. Крестики обоих рисунков относятся к данным из экспериментов ^{'24-26'}, тогда как черные кружки на рис.5 соответствуют более позднему эксперименту ^{'27'}.

Здесь уместно отметить, что точности современных весьма трудных экспериментов по прямому измерению сечений упругого Λp -рассеяния при низких энергиях совершенно недостаточны для надежной регистрации резонанса $2128 \text{ МэВ}/c^2$. Ширина его составляет всего несколько $\text{МэВ}/c^2$ $/2,2$ и $2,1 \text{ МэВ}/c^2$ в этом эксперименте, см. рис.1 и 2 и табл.1/, тогда как усреднение производится по интервалу импульсов $/0,5 \pm 0,6/$ ГэВ/с, что в шкале масс составляет $22 \text{ МэВ}/c^2$, то есть ширина интервала усреднения почти на порядок величины превышает физическую ширину резонанса /рис.4,5/.

В более благоприятных условиях оказывается резонанс $2256 \text{ МэВ}/c^2$, который в эксперименте ^{'24/} усредняется по интервалу $\Delta M_{\Lambda p} = 58 \text{ МэВ}/c^2$ $/\Delta p_{\Lambda} = /1,0-1,2/$ ГэВ/с/, который менее чем в четыре раза /рис.4/, а в эксперименте ^{'27/} менее чем в два раза $\Delta M_{\Lambda p} = 29 \text{ МэВ}/c^2$, $\Delta p_{\Lambda} = /1,0-1,1/$ ГэВ/с превышает ширину пика. Поэтому выброс, соответствующий этому пику, причем во втором из них этот пик выражен сильнее, наблюдается в обоих этих экспериментах. В то же время наблюдение пика $2128 \text{ МэВ}/c^2$ в эксперименте ^{'24/} и отсутствие его в ^{'27/} нельзя еще считать аргументом против существования особенности с массой $2128 \text{ МэВ}/c^2$

По тем же причинам широкий резонанс $2358 \text{ МэВ}/c^2$ проявляется в виде выброса в сечениях упругого Λp -рассеяния в последнем эксперименте ^{'27/} и полностью размыт в более раннем экспе-

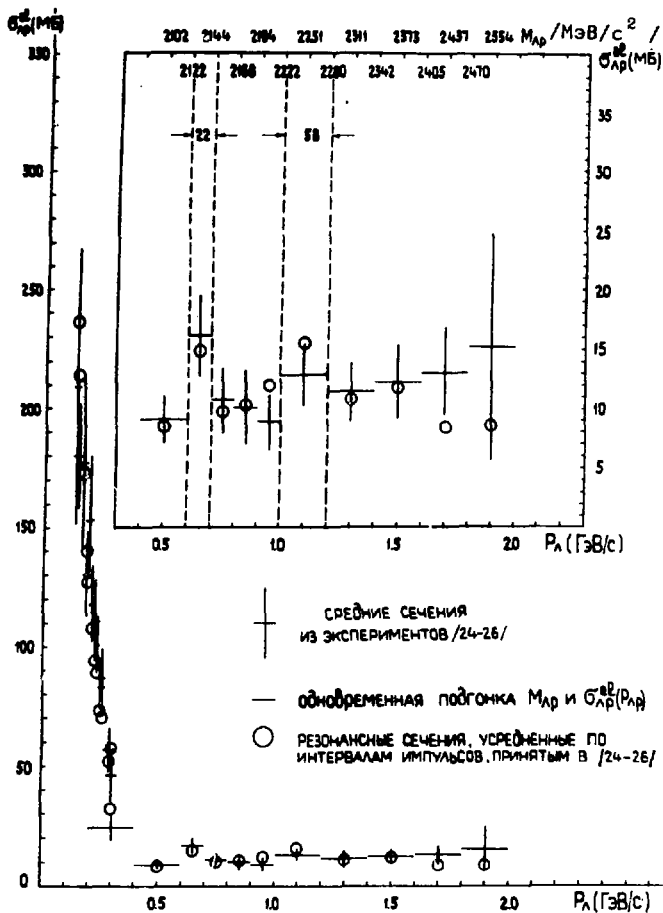


Рис.4. Сечения упругого α -рассеяния, измеренные в экспериментах /24-26/ (+), и наилучшие сечения, вычисленные и усредненные по интервалам импульсов, принятых в этих экспериментах (o).

рименте^{24/}. Значимости всех остальных пиков, за исключением пика при 2098 МэВ/с, определяются менее чем пятью стандартными отклонениями. Кандидат в резонанс $D(\frac{1}{2}^-, 1^-; 2112)$ при первой подгонке характеризуется параметрами $M_1 = /2119,9 \pm 4,0/ \text{ МэВ/с}^2$, $\Gamma_1 = /0,0002 \pm 4,2/ \text{ МэВ/с}^2$, то есть ширину его не удалось определить. Вторая подгонка приводит к более разумным результатам: $M_2 = /2092 \pm 0,1/ \text{ МэВ/с}^2$, $\Gamma_2 = /0,013 \pm 0,002/ \text{ МэВ/с}^2$. Таким образом, наши результаты указывают, что если этот резонанс существует вообще, то ширина его должна быть чрезвычайно мала. Статистика больших объемов в сочетании с точностями измерений инвариантных масс не ниже, чем в наших экспериментах, будет иметь решающее значение не только для рассматриваемого резонанса, но и для всех остальных не значимых пока, за исключением 2256 и 2258 МэВ/с², пиков в спектрах инвариантных масс.

Уместно упомянуть, что в работе 1966 г.^{2а,б} мы наблюдали в спектре масс Λp из нуклоноподобных pN -взаимодействий пик при массе 2573 МэВ/с² с шириной $E < 80 \text{ МэВ/с}^2$, выходящий за три стандартных отклонения от фона. Модель мешков предсказывает несколько резонансов, близких к этой массе.

Широкий максимум при $\sim 2093 \text{ МэВ/с}^2$ обусловлен Λp -рассеянием при низких энергиях. Его значимость определяется $N_1 = /8,28 \pm 1,04/$ и $N_2 = /6,30 \pm 1,19/$ стандартными отклонениями. Параметры рассеяния, найденные из анализа наших данных, находятся в хорошем согласии с измеренными в прямых опытах^{25,26/}. Твердо установлено, что длина рассеяния $a_{\Lambda p}$ имеет отрицательный знак. Тем самым существование Λ -гипердейтрона исключается. Значения параметров рассеяния приведены на рис. 4, 5 и в табл. 1.

Отметим, наконец, что в процессе подгонки вклад потенциального рассеяния в сечения упругого рассеяния устремлялся к нулю, так как параметр R^{2N-C} стремится к нулю. Поэтому в дальнейшем вклад этого вида рассеяния был исключен. В табл. 1 представлены наилучшие параметры, полученные в указанных выше двух подгонках. A, B, C — суть вклады двухчастичных процессов $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$, $\Lambda p \rightarrow \Sigma^0 p \rightarrow \Lambda p \gamma$, $\Sigma^0 N \rightarrow \Lambda p$ соответственно, а D — вклад фона от не взаимодействующих Λ -гиперонов и протонов.

Вычислена также полная вероятность следующего внутриядерного каскадного процесса: нейтрон с импульсом 7 ГэВ/с образует на связанном нуклоне Λ -гиперон, который, в свою очередь, претерпевает упругое рассеяние на другом нуклоне ядра углерода. С помощью этой вероятности можно показать, что 2347 комбинаций, вошедших в спектр масс Λp , должны содержать 655,5 актов внутриядерного упругого Λp -рассеяния. Используя наилучшие значения вклада A упругого рассеяния Λp , можно получить это же число, оказавшееся равным $N_1^{\Lambda p} = 649,8 \pm 13,4$ и $N_2^{\Lambda p} = 632,2 \pm 18,7$ согласно первой и второй подгонкам.

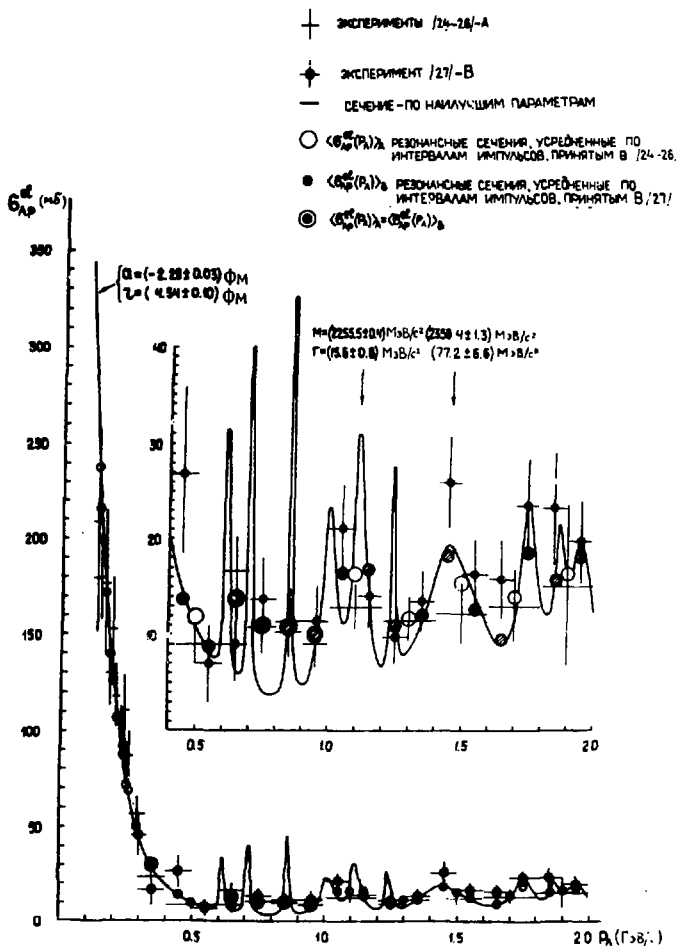


Рис. 5. Сечения упругого Ар-рассеяния, измеренные в экспериментах /24-27/. Сплошной кривой показана наилучшая кривая, не усредненная по интервалам импульсов.

Таблица 1. Наилучшие параметры, полученные в результате подгонок 1 и 2

M_1 (МэВ/с ²)	Γ_1 (МэВ/с ²)	J_1^P	M_2 (МэВ/с ²)	Γ_2 (МэВ/с ²)	J_2^P
2119,6±4,0	2,10 ⁻³ ±4,2	1 ⁻	2092,9±0,1	0,013±0,002	1 ⁻
2129,2±1,2	2,20±0,6	1 ⁺	2124,8±0,4	2,1 ± 0,1	1 ⁺
2144,9±0,7	3,4±0,2	1 ⁻	2145,8±0,4	3,8 ± 0,4	1 ⁻
2183,3±0,4	3,0±0,3	1 ⁺	2183,2±0,5	3,0±0,2	1 ⁺
2222,1±1,5	10,5±1,8	1 ⁺	2223,1±0,4	16,0±2,5	1 ⁺
2257,4±2,3	18,1±1,1	2 ⁺	2255,5±0,4	15,6±0,8	2 ⁺
2293,2±0,9	6,1±1,2	2 ⁻	2293,0±0,7	4,7±0,7	2 ⁻
2350,8±2,4	44,2±2,2	2 ⁻	2358,4±1,3	77,2±6,6	2 ⁻
2450,2±1,5	12,5±3,0	2 ⁻	2454,4±1,8	24,5±6,0	2 ⁻
2494,9±0,5	22,4±4,6	3 ⁻	2492±2,2	14,5±0,9	3 ⁻
2594,5±1,5	61,3±16,0	2 ⁻	2520,5±4,4	33,1±11,8	2 ⁺
<hr/>					
$A_{\Lambda p 1}$ (μм)	-2,24±0,12		$A_{\Lambda p 2}$ (μм)	-2,29±0,03	
$r_{\Lambda p 1}$ (μм)	4,41±0,18		$r_{\Lambda p 2}$ (μм)	4,54±0,10	
$A_1(\Lambda p \rightarrow \Lambda p)$	0,277±0,002		$A_2(\Lambda p \rightarrow \Lambda p)$	0,264±0,006	
$B_1(\Lambda p \rightarrow \Sigma^+ p)$	0,112±0,002		$B_2(\Lambda p \rightarrow \Sigma^+ p)$	0,167 ± 0,005	
$C_1(\Sigma^+ N \rightarrow \Lambda p)$	0,048±0,003		$C_2(\Sigma^+ N \rightarrow \Lambda p)$	0,064 ± 0,004	
α_1 (фон)	0,563±0,005		α_2 (фон)	0,485 ± 0,009	
χ^2_{44}	38,90		χ^2_{33}	67,71	
C.L. (%)	56,00		C.L. (%)	21,32	

Таким образом, согласно нашей модели сечение упругого Λp -рассеяния может быть успешно параметризовано в виде суммы сечений рассеяния при низких энергиях в приближении эффективного радиуса и брейт-вигнеровскими сечениями резонансного рассеяния при импульсах /массах Λp / Λ -гиперонов, предсказанных моделью мешков. Кроме того, наша модель позволила непротиворечивым образом описать всю совокупность данных по упругому Λp -рассеянию /рис.4,5 и табл.2/. Анализ показал, что лег-

Таблица 2. Средние эффективные сечения упругого Λp -рассеяния согласно работам /24-27/ и одновременной подгонке

$\langle P_{\Lambda} \rangle$ (МэВ/с)	$\langle (\sigma_{\Lambda p} \pm \Delta \sigma_{\Lambda p})_{\text{эксп}} \rangle$ (мб)	$\langle \sigma_{\Lambda p}^{\text{теор}} \rangle$ (мб)	$\langle P_{\Lambda} \rangle$ (МэВ/с)	$\langle (\sigma_{\Lambda p} \pm 4\sigma_{\Lambda p})_{\text{теор}} \rangle$ (мб)	$\langle \sigma_{\Lambda p}^{\text{теор}} \rangle$ (мб)
135*	209,0 \pm 58,0	238,5	750**	13,6 \pm 4,5	10,8
140*	180,0 \pm 22,0	216,2	850*	10,2 \pm 2,7	10,7
165*	177,0 \pm 38,0	172,7	850**	11,3 \pm 3,6	10,7
185*	130,0 \pm 17,0	139,7	950*	8,9 \pm 2,4	9,9
195*	153,0 \pm 27,0	125,9	950**	11,3 \pm 2,8	9,9
210*	116,0 \pm 16,0	107,6	1050**	21,1 \pm 4,8	16,4
225*	111,0 \pm 18,0	92,7	1100**	12,8 \pm 2,4	16,4
230*	101,0 \pm 12,0	88,0	1150**	14,0 \pm 3,4	16,8
250**	83,0 \pm 9,0	72,5	1250**	9,6 \pm 2,9	11,0
255*	87,0 \pm 11,0	69,3	1300*	11,4 \pm 2,4	11,6
290*	57,0 \pm 9,0	50,8	1350**	15,5 \pm 3,4	12,0
300*	46,0 \pm 11,0	46,4	1450**	26,0 \pm 4,8	18,4
350*	24,0 \pm 5,0	31,0	1500*	12,2 \pm 3,2	15,5
350**	17,2 \pm 3,6	31,0	1550**	16,4 \pm 3,7	12,7
450**	20,9 \pm 8,7	14,7	1650**	15,9 \pm 4,1	9,6
500*	9,0 \pm 2,0	11,8	1700*	13,0 \pm 3,8	14,1
550**	7,0 \pm 4,0	8,8	1750**	23,5 \pm 5,0	18,6
650*	16,7 \pm 3,6	13,8	1850**	23,3 \pm 6,0	15,8
650**	9,0 \pm 4,0	13,8	1900*	15,2 \pm 8,4	16,5
750*	10,7 \pm 2,8	10,8	1950**	19,9 \pm 4,4	17,2

* - эксперименты /24-26/.

** - эксперимент /27/.

кие ядра /не тяжелее ^{12}C / могут служить в качестве нуклонных мишеней ядерных плотностей для изучения взаимодействий нестабильных частиц с нуклонами.

Подводя итоги, можно утверждать, что в наших экспериментах установлено существование двух Λp -дибарионов: $M = 2255,5 \pm 0,4$ МэВ/с²; $\Gamma = 15,6 \pm 0,8$ МэВ/с²; $\sigma = 85,3 \pm 20,0$ мкб и $M = 2358,4 \pm 1,3$ МэВ/с²; $\Gamma = 77,2 \pm 6,6$ МэВ/с²; $\sigma = 65,0 \pm 17,0$ мкб. Сечение рождения особенности 2128 МэВ/с равно $\sigma = 22,0 \pm 7,0$ мкб / 2π -с/. Сечения вычислены с помощью данных нейтронного облучения и рассчитаны на ядро углерода.

Авторы выражают глубокую благодарность проф. А.М.Балдину за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Review of Particle Properties. Rev.Mod.Phys., 1980, v.52, No.2.
2. Shahbazian B.A. et al. a) Proc. of the 13th Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1966; Годовой отчет ОИЯИ, Р0-3410, Дубна, 1966, с.46; б/ Letters to JETP, 1967, 5, p.307; ОИЯИ, Р1-3169, Дубна, 1967; в/ Proc. of the 14th Int. Conf. on High Energy Phys., Vienna, 1968, p.173; JINR, E1-4022, Dubna, 1968; High Energy Physics and Nucl. Structure, Plenum Press, N.Y.-L., Sept.8-12, 1968, p.524; Годовой отчет ОИЯИ, Р-4431, Дубна, 1968, с.26; г/ JINR, E1-4584, Dubna, 1969; Годовой отчет ОИЯИ, Р-5309, Дубна, 1969, с.30; д/ Proc. of the 15 Int. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970, p.187; Годовой отчет ОИЯИ, Дубна, 1970, с.38; е/ Proc. of the Int.Conf. on Elementary Particles, Amsterdam, June 30 - July 6, 1971. (Eds. A.G.Tenner and M.J.G.Veltman), N.H.P.C., Amsterdam, 1972; JINR, E1-5935, Dubna, 1971; Proc. of the 4th Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct., JINR, D1-5988, Dubna, 1971, p.57; Годовой отчет ОИЯИ, Р-6468, Дубна, 1971, с.36; ж/ Proc. of the 16th Int.Conf., Batavia, 1972, p.855; JINR, E1-6704, Dubna, 1972; ОИЯИ, Р1-6439, Дубна, 1972; Годовой отчет ОИЯИ, Р-7136, Дубна, 1972, с.43; з/ Nucl. Phys., 1973, B53, p.19; и/ Lett. Nuovo Cim., 1973, v.2, p.63; Proc. II Int. Symp. on High Energy and Elem.Part. Phys., Strbske Pleso, CSSR, October 3-9, 1972. JINR, D-6840, Dubna, 1973, p.88; к/ Particles and Nucleus, 1973, v.4, part 3, p.811; Годовой отчет ОИЯИ, Р-7975, Дубна, 1973, с.38; л/ JINR, E1-7669, Dubna, 1974; Годовой отчет ОИЯИ, Р-9447, Дубна, 1974, с.39; м/ Proc. Vth Int.Symp. on High Energy and Elementary Particle Physics, Warsaw, September 3-9, 1975, p.65; Годовой отчет ОИЯИ, Р-10262,

- Дубна, 1975, с.37; н/ Proc. of the 18th Int. Conf. on High Energy Phys., JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977, v.1, p.C-35; JINR, E1-10037, Dubna, 1976; Годовой отчет ОИЯИ, P-10595, Дубна, 1976, с.45; о/ Proc. of the Seminar Каон-Nuclear Interaction and Hypernuclei, Zvenigorod, September 12-14, 1977, "Nauka", M., 1979, p.74; Годовой отчет ОИЯИ, P-11450, Дубна, 1977, с.41; п/ JINR, E1-11774, Dubna, 1978; JINR, E1-11839, Dubna, 1978; JINR, E1-11877, Dubna, 1978; Proc. of the Vth Int.Seminar on High En. Phys. Problems, Dubna, 21-27 June, 1978, JINR, D1,2-12036, Dubna, 1979; Годовой отчет ОИЯИ, P-12406, Дубна, 1978, с. 38; p/ Proc. 1979 Int.Conf. on the Hypernuclear and Low Energy Kaon Phys., Nucleonika, 1980, v.25, No.3-4, p.345; Годовой отчет ОИЯИ, P-80-330, Дубна, 1979, с.38; с/ Proc. Int. Symp. on Few Part. Probl. in Nuclear Phys., Dubna, June 5-8, 1979. JINR,D4-80-271,Dubna, 1980, p.338.
3. Jaffe R.L. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, No.5, p.195; 1977, v.38, p.617.
 4. Matveev V., Sorba P. Lett. Nuovo Cim., 1977, v.20, p.425.
 5. Aerts A.Th., Mulders P.J.G., de Swart J.J. Phys.Rev., 1978, D17, p.260.
 6. Mulders P.J.D., Aerts A.Th.M., de Swart J.J. THEF-NYM-78.3.
 7. Mulders P.J.D., Aerts A.Th.M., de Swart J.J. Proc. Int. Meeting on Frontiers of Physics, Singapore, 1978, edited by K.K.Phua, C.K.Chew, Y.K.Lim. Singapore National Academy of Science, Singapore, 1978, v.2, p.863.
 8. Mulders P.J.D., Aerts A.Th.M., de Swart J.J. Proc. of the Meeting on Exotic Resonances, Hiroshima, 1978, ed. by I.Endo et al. Hiroshima Univ., Hiroshima, 1978, p.70.
 9. Högaasen H., Sorba P. Nucl.Phys., 1978, B145, p.119.
 10. Högaasen H., Sorba P. Proc. Int. Colloquium on Hadron Physics at High Energies, 1978, v.21, 5-9 June, Marseilles, ed. by C-Bourrely, J.W.Dasn and I.Soffer.
 11. de Swart J.J. et al. Proc.Int.Symp. on Few Part. Probl. in Nucl.Phys., Dubna, 5-8 July, 1979, JINR, D4-80-271, Dubna, 1980, p.292.
 12. de Swart J.J. Proc. 1979 Int. Conf. on Hypernuclear and Low Energy Kaon Phys., Nukleonika, 1980, v.25, No.3-4, p.397.
 13. Aerts A.Th.M. Thesis, University of Nijmegen, 1979.
 14. Högaasen H., Sorba P. Nucl.Phys., 1979, B156, p.347.
 15. Strottman D. Phys.Rev., 1979, D20, p.748.
 16. Jaffe R.L., Low F.E. Phys.Rev., 1979, D19, p.2105.
 17. Low F.E. CTP N805, MIT, 1979.

18. Wong C.W., Liu K.F. Resonances, Primitives and Multiquark States. Univ. of California, 1979; See also in Phys.Rev. Lett., 1978, v.41, p.82; Proc. of the 1978 Int. Meeting on Frontiers of Physics, Singapore, p.1197.
19. Roisnel C. Phys.Rev., 1979, D20, p.1646.
20. Mulders P.J.D., Aerts A.Th.M., de Swart J.J. Phys.Rev., 1980, D21, p.2653.
21. Mulders P.J., de Swart J.J. Report submitted to XX Int. Conf. on High Energy Phys., July 1980, Madison, Wisconsin, U.S.A., THEF-NYM-80-11.
22. Mulders P.J.G. Thesis, University of Nijmegen, 1980.
23. de Swart J.J., Mulders P.J., Somers L.J. THEF-NYM-80-15, Talk Presented by J.J. de Swart at the "Baryon 1980" Conference, Toronto, Canada.
24. Kadyk J. et al. Nucl.Phys., 1971, B27, p.13.
25. Alexander G. et al. Phys.Rev., 1968, v.173, p.1452.
26. Sechi-Zorn B. et al. Phys.Rev., 1968, v.175, p.1735.
27. Hauptmann J.M. et al. Nucl.Phys., 1977, B125, p.29-51.
28. Doshi H.D., Hepp V. Phys.Rev., 1978, v.D18, p.4071.
29. de Swart J.J., Iddings C.K. Phys.Rev., 1962, v.128, p.2810; Fast G., Helder J.C., de Swart J.J. Phys.Rev.Lett., 1966, v.22, p.1453; Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. Phys.Rev., 1978, v.D17, p.768.
30. Tai Ho Tan. Phys.Rev.Lett., 1969, v.23, p.395.
31. Cline D.T. et al. Phys.Rev.Lett., 1968, v.20, p.1452.
32. Sims W. et al. Phys.Rev., 1971, v.3D, p.1162.
33. Eastwood D. et al. Phys.Rev., 1971, v.3, p.2603.
34. Braun O. et al. Nucl.Phys., 1977, B124, No.1, p.45.
35. Goyal D.P., Sodhi A.V. Phys.Rev., 1978, D18, p.948.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1981 года.