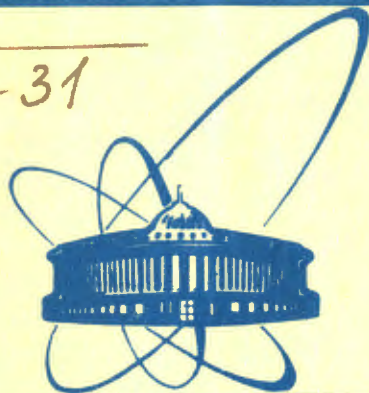


Ш-31



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

2434/2-81

18/5-81

Д1-81-113

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

$\Delta\pi$ - ДИБАРИОНЫ

1981

Исследованы спектры инвариантных масс сорока девяти систем, гиперзаряд, странность и барионное число которых варьировались в 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<sup>1/1</sup>. Направляется правило отбора по гиперзаряду:

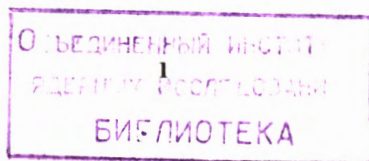
"В слабых гравитационных полях гиперзаряд адронных резонансов не может превышать единицы -  $Y \leq 1$ ".

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/.

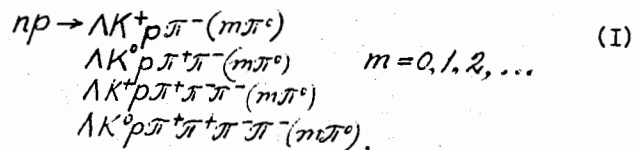
В последние годы появился ряд теоретических исследований мультикварковых резонансов, основанных на модели мешков /3-23/. Значения масс резонансных пиков и особенностей, обнаруженных в наших экспериментах, находятся в удивительном согласии с предсказаниями работ Дж. Дж. Де Сварта и коллег /3, 5-8, 11-13, 20-23/. Ниже приведено это сопоставление. Настоящая работа выполнена с помощью пропановой пузырьковой камеры ОИИИ, 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  $^{12}\text{C}$ . Детали эксперимента и анализа данных приведены в более ранних публикациях /2h-p/. Напомним, тем не менее, что массы  $\Lambda^0$  и  $K^0$  - частиц, а также известных резонансов  $\Sigma^*$  (1385) и  $K^{*+}$  (892), наблюдавшихся в этих экспериментах, весьма близки к табличным значениям. Кроме того, разрешение по инвариантным массам системы  $\Lambda p$  (среднеквадратичное отклонение) равно 3,00 МэВ/с<sup>2</sup> в начальной части спектра, 4,25 МэВ/с<sup>2</sup> - в области пика 2128 МэВ/с<sup>2</sup> и 6,40 МэВ/с<sup>2</sup> - в области пика 2256 МэВ/с<sup>2</sup>. Разрешение по инвариантным массам системы  $\Lambda$  вблизи пика 2365 МэВ/с<sup>2</sup> составляет  $\Delta M = (10,0 \pm 2,4)$  МэВ/с<sup>2</sup>.

$\Lambda p \pi$  - ДИБАРИОНЫ ( $I = \frac{3}{2}$ ,  $Y = 1$ ,  $B = 2$ ,  $S = -1$ )

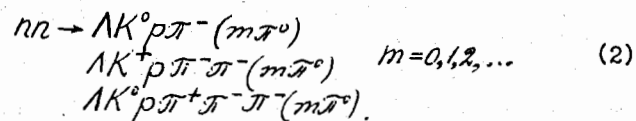
Простейший дибарионный резонанс с гиперзарядом  $Y=1$ , претерпевающий трехчастичный распад, искался нами в спектрах эффективных масс  $\Lambda p \pi$  происходит из закона сохранения электрического



заряда при взаимодействиях элементарных частиц. Таким образом, выборка событий с полным зарядом  $Q = +1$  классифицируется, как протоноподобные взаимодействия и образуется из трех - и пяти-лучевых событий



Кинематический анализ показывает, что эти события образованы на ядрах. Соответственно, выборка событий с  $Q = 0$  классифицируется, как "нейтроноподобные" и образуется из двух - и четырех - лучевых событий



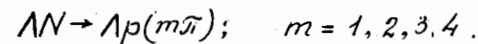
Напомним, что в пропановой камере ОИЯИ оценка ионизации позволяет надежно различать протоны от  $K^+$  и  $\Pi^+$  - мезонов до 1,0 ГэВ/с,  $K^+$  и  $\Pi^+$ - мезоны до 0,7 ГэВ/с, соответственно. Часть событий, свободных от  $\Pi^0$ -мезонов ( $m = 0$ ), идентифицировалась по кинематике с  $\chi^2$  с тремя степенями свободы. По всей вероятности, эти события возникли в столкновениях с медленными нуклонами.

Таким образом, мы уверены, что все положительно заряженные частицы с импульсом, меньшим 1,0 ГэВ/с ( $p_+ < 1,0$  ГэВ/с) в нуклоноподобных событиях (1) и (2), отобранных для наших целей, с большой вероятностью являются  $\pi^+$ -мезонами. При  $p_+ > 1,0$  ГэВ/с выборка положительных частиц содержит, по оценкам, лишь малую примесь  $K^+$  - мезонов. С идентификацией отрицательных частиц нет проблем, т.к. при наших энергиях сечения рождения четырех странных частиц пренебрежимо малы. Таким образом, отрицательные частицы любого импульса из "нуклоноподобных" событий (1) и (2), содержащих  $\Lambda$  - гипероны, наверняка являются отрицательными пионами.

Практически все нуклоноподобные события (1) и (2) образовались, как уже отмечалось, в результате взаимодействия нейтрон-ядро  ${}^{12}\text{C}$ . Поэтому поиск дибариона  $\Lambda p \pi^-$  предстояло вести на фоне большого числа процессов нерезонансного характера. Сложный состав ожидаемого фона обусловлен тем, что в конечным состояниям, содержащим  $\Lambda$  - гиперон, протон,  $\pi^-$  - мезон, может приводить множество реакций. Наиболее существенные из них следующие.

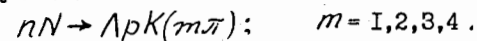
1) Фон от этих трех частиц, родившихся в различных стадиях внутриядерного каскада и с большой вероятностью не провзаимодействовавших друг с другом. Этот вид фона был имитирован в виде спектра инвариантных масс случайных комбинаций  $\Lambda$ -гиперонов и пионов обоих знаков из выборки "нуклоноподобных" событий, не содержащих протонов (с импульсом  $p_p < 1,0$  ГэВ/с), с протонами из выборок (1) и (2).

2) Распределение фазовых объемов четырех каналов реакций неупругих внутриядерных взаимодействий  $\Lambda$ -гиперонов с нуклонами



Моделирование этих процессов выполнено при помощи программы "Fowl". Для розыгрыша спектра импульсов налетающих гиперонов был построен генератор, воспроизводящий импульсный спектр  $\Lambda$ -гиперонов из нуклоноподобных событий, которые не содержат протоны с импульсом  $p_p < 1,0$  ГэВ/с. В программу, естественно, были заложены все те ограничения на импульсы частиц, которые были наложены на них в реальном эксперименте.

3) Распределение фазовых объемов четырех каналов реакций, приводящих к нуклоноподобным событиям в столкновениях нейтронов со связанными нуклонами



Оно было вычислено при помощи программы "Fowl" с учетом кинематических ограничений и немоноэнергетичности нейтронного пучка. Подчеркнем, что оба последних вида фона 2) и 3) в модели ОВЕ выражаются более пологими кривыми, чем распределение фазовых объемов. Поэтому, останавливаясь на последних, мы сознательно снижаем значимость возможных резонансных пиков. Спектры масс  $\Lambda p \pi^+$  и  $\Lambda p \pi^-$  в пределах статистических отклонений оказались

взаимно подобными /зр,з/ . Поэтому последующий анализ был выполнен для суммарных распределений.

На рис. 1а изображен спектр инвариантных масс  $\Lambda p \bar{\pi}$  из всех нуклоноподобных событий (1) и (2). Все положительные неидентифицированные частицы с импульсом  $p_+ > 1,0$  ГэВ/с были отождествлены с  $\pi^+$  - мезонами.

Наблюдается ряд особенностей, среди которых выделяется интенсивный пик при массе  $\sim 2500$  МэВ/с<sup>2</sup>. Анализ заключался в описании спектра при помощи комбинаций из различного числа брейт-виннеровых резонансов и каналов фона. Каждая из компонент комбинации входила в функционал  $\chi^2$  со своим весом - параметром, подлежащим определению наряду с массой и шириной резонанса. При подгонке с экспериментальной гистограммой сравнивалась гистограмма, составленная из теоретических распределений.

На рис. 1а изображены два набора подогнанных гистограмм, соответствующих двум крайним гипотезам.

Гипотеза первая: наблюдается пять резонансных пиков на фоне рождения  $\Lambda, \rho, \bar{\pi}$  только в ядерном каскаде. Подогнанная суммарная гистограмма показана кружками. Фон представлен гистограммой в нижней части рисунка. Качество подгонки характеризуется

$$\chi_{16}^2 = 21,69 \text{ и доверительным уровнем } C.L. = 15,41\%.$$

Гипотеза вторая: наблюдается всего один резонансный пик при массе  $\sim 2500$  МэВ/с<sup>2</sup> на фоне всех каналов процессов 1), 2), 3).

Подогнанная суммарная гистограмма изображена черными точками. Гистограмма суммарного фона от всех девяти каналов реакций показана крестами. Качество подгонки на этот раз характеризуется

$\chi_{20}^2 = 35,39$  и  $C.L. = 2,0\%$ , что все-таки не позволяет отвергнуть эту гипотезу.

Гипотеза третья: наблюдается только пять резонансных пиков, фон отсутствует. Гипотеза значима, т.к.  $\chi_{17}^2 = 23,65$  и  $C.L. = 13\%$ . Были проверены еще две гипотезы: 1) наблюдается только один - первый пик. Гипотеза должна быть отвергнута, т.к.  $\chi_{29}^2 = 84,9$  и  $C.L. = 4 \cdot 10^{-6}\%$ ;

2) наблюдается только фон - из девяти компонент реакций 1), 2), 3). Эта гипотеза также должна быть отвергнута, т.к.  $\chi_{23}^2 = 52,42$  и  $C.L. = 4,2 \cdot 10^{-2}\%$ . Таким образом, из значимых гипотез наименее вероятной является вторая.

Но даже в этом случае значимость первого пика, определяемая минимальным числом стандартных отклонений от фона, составляет  $N_{3.d.}^{min} = \frac{74,06}{\sqrt{69,54}} = 8,86 \pm 1,48$ .

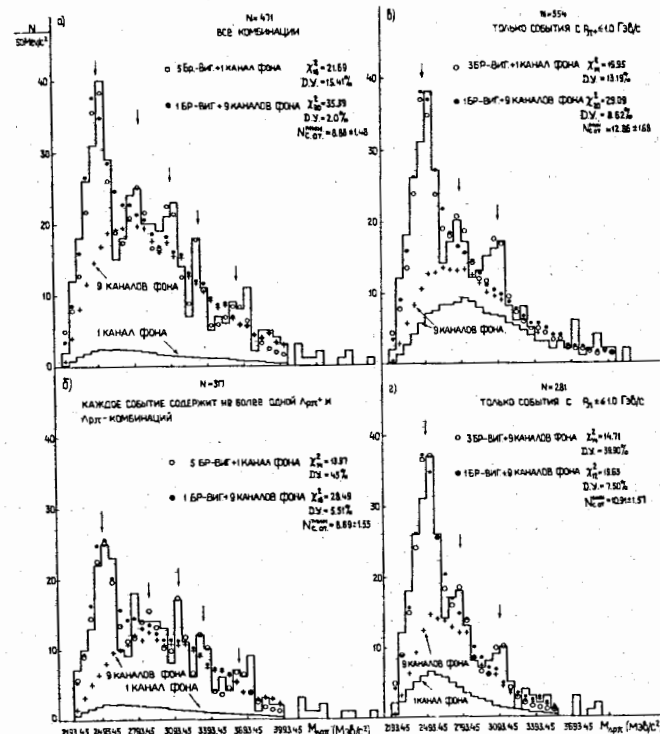


Рис. 1. Спектр инвариантных масс  $\Lambda p \bar{\pi}$ . а) Все комбинации  $\Lambda p \bar{\pi}$ . Положительные частицы с импульсами  $p_+ > 1,0$  ГэВ/с приняты за  $\pi^+$ -мезоны. б) Каждое событие вносит в спектр не более одной  $\Lambda p \bar{\pi}^+$  и  $\Lambda p \bar{\pi}^-$  комбинаций. в) Все комбинации. Все частицы проидентифицированы:  $p_{\Lambda} \geq 0,150$  ГэВ/с;  $0,150 \geq p_p \geq 1,0$  ГэВ/с;  $p_{\bar{\pi}} > 0,045$  ГэВ/с;  $0,045 \leq p_{\pi^+} \leq 1,0$  ГэВ/с. г) Все комбинации, все частицы проидентифицированы;  $0,045 \leq p_{\pi^+} \leq 1,0$  ГэВ/с.

Для последующего важно отметить некоторые особенности нуклоноподобных событий (1) и (2). Двухлучевые события содержат только по одной комбинации  $Ar\pi^-$ . Трехлучевые события - по одной  $Ar\pi^+$  и  $Ar\pi^-$  комбинаций или только одну комбинацию

$Ar\pi^-$ . В то же время каждое из четырехлучевых событий входит в спектр масс по одной  $Ar\pi^+$  и по две  $Ar\pi^-$  комбинации или только две комбинации  $Ar\pi^-$  (см. (2)). Наконец, пятилучевые - по две  $Ar\pi^+$  и  $Ar\pi^-$  или одну  $Ar\pi^+$  и две  $Ar\pi^-$  комбинации. Наша выборка содержит небольшое число четырех- и пятилучевых событий. Поэтому имело смысл проверить влияние лишних комбинаций на форму спектра.

На рис. 1б показан спектр масс из выборки, в которой оставлены события, содержащие либо по одной  $Ar\pi^+$  или  $Ar\pi^-$  комбинации, либо только одну пару  $Ar\pi^+$  и  $Ar\pi^-$  комбинаций. Полное число комбинаций в спектре при этом уменьшилось с 471 до 317. Однако отношение числа комбинаций в области первого пика (первые семь интервалов) практически не изменилось:  $158/471 = 0,336$  и  $100/317 = 0,316$ . Спектр масс рис. 1б обработан аналогично предыдущему. Качество подгонки по первой гипотезе характеризуется

$\chi^2_{14} = 13,97$  и  $C.L. = 45,0\%$ , а по второй  $\chi^2_{18} = 28,49$  и  $C.L. = 5,51\%$ .

При этом значимость первого пика по второй гипотезе определяется минимальным числом стандартных отклонений  $N_{s.d.}^{min} = \frac{24,16}{\sqrt{38,84}} = 9,69 \pm 1,55$ .

Третья гипотеза - о наблюдении пяти резонансов при полном отсутствии фона - вновь значима ( $\chi^2_{15} = 15,27$  и  $C.L. = 40,08\%$ ).

Две другие гипотезы - наблюдается лишь первый пик и наблюдается лишь девятикомпонентный фон - отвергаются, как и в предыдущем случае. Таким образом, влияние "лишних" комбинаций несущественно. Нужно, однако заметить, что удаление "лишних" комбинаций чревато удалением также и истинных.

На рис. 1в показан спектр масс, из которого все комбинации

( $Ar+$ ) с импульсом положительной частицы, большими  $p_+ > 1,0$  ГэВ/с, ранее отнесенные к положительным пионам, исключены. Таким образом, в этой выборке, содержащей 354 комбинации, все частицы однозначно идентифицированы.

Импульсы их лежат в пределах:  $p_+ \geq 0,150$  ГэВ/с,  $0,150 \leq p_- \leq 1,0$  ГэВ/с,  $0,045 \leq p_{\pi^+} \leq 1,0$  ГэВ/с,  $p_{\pi^-} \geq 0,045$  ГэВ/с.

В результате такого отбора первый пик (первые семь интервалов),

первоначально содержавший 158, теперь содержит 154 комбинации. Схема обработки этого спектра была несколько видоизменена.

Гипотеза первая. Наблюдаются три брейт-вигнеровских резонанса и девятикомпонентный фон (кружки и гистограмма в нижней части рисунка). Значимость гипотезы определяется качеством подгонки:

$$\chi^2_{14} = 19,95 \text{ и } C.L. = 13,19\%.$$

Гипотеза вторая. Наблюдается всего лишь первый пик - брейт-вигнеровский резонанс и девятикомпонентный фон. Гипотеза значима, т.к.

$$\chi^2_{20} = 29,09 \text{ и } C.L. = 8,62\%.$$

Третья гипотеза о наблюдении только трех пиков, без фона удовлетворяется при  $\chi^2_{23} = 24,84$  и  $C.L. = 39,53\%$ . Гипотезы - наблюдаются только первый пик, без фона и - наблюдается один лишь девятикомпонентный фон - отвергаются результатом подгонки:

$\chi^2_{25} = 72,93$ ,  $C.L. = 5,6 \cdot 10^{-4}\%$  и  $\chi^2_{23} = 38,50$ ,  $C.L. = 1,4 \cdot 10^{-2}\%$ .

соответственно. Минимальное число стандартных отклонений первого пика от фона для наименее вероятной из значимых гипотез

оказывается в этом случае равным  $N_{s.d.}^{min} = \frac{90,20}{\sqrt{49,50}} = 12,86 \pm 1,68$ .

Наконец, на рис. 1г изображен спектр масс  $Ar\pi^-$  из событий, в которых импульсы пионов обоих знаков ограничены сверху условием

$p_{\pi^\pm} \leq 1,0$  ГэВ/с. В этом случае анализ не отличается от анализа спектров масс рис. 1а и б. Качество подгонки первой гипотезы с одной разновидностью фона характеризуется  $\chi^2_{14} = 14,71$  и

$C.L. = 39,90\%$ . Качество подгонки второй гипотезы характеризуется

$\chi^2_{11} = 19,63$ ,  $C.L. = 7,65\%$ . Третья гипотеза - наблюдается только три пика, фон отсутствует - значима, т.к.  $\chi^2_{11} = 15,51$  и  $C.L. = 16,22\%$ .

Гипотеза - наблюдается только один первый пик - незначима, т.к.

$\chi^2_{21} = 51,06$  и  $C.L. = 22,10^{-2}\%$ . Гипотеза о наблюдении одного лишь девятикомпонентного фона также незначима, т.к.  $\chi^2_{15} = 34,81$  и  $C.L. = 0,65\%$ .

В рассматриваемом случае  $N_{s.d.}^{min} = \frac{81,78}{\sqrt{56,22}} = 10,91 \pm 1,57$ . Наилучшие параметры для первых трех гипотез приведены в таблице I. В описываемом эксперименте удалось установить значимость только первого пика.

Ни в одном из спектров инвариантных масс  $Ar$ ,  $A\pi$ ,  $p\pi$ , образованных из соответствующих комбинаций нуклоноподобных

событий (1) и (2), не удалось обнаружить значимые особенности при значениях масс известных уже резонансов.

Таким образом, анализ показал, что только один  $Ar\pi^-$ -диприон установлен надежно в данном эксперименте. Его масса и ширина

(обе являются средними по значениям первой и третьей гипотез)

а также сечение рождения на ядре углерода равны соответственно

$$M = (2495,2 \pm 8,7) \text{ МэВ}/c^2$$

$$\Gamma = (204,7 \pm 5,6) \text{ МэВ}/c^2$$

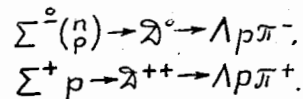
$$\sigma = (70,5 \pm 26,0) \text{ мкбн. рожд}$$

Минимальная значимость этого пика в наиболее достоверном спектре инвариантных масс  $\Lambda p \pi^-$  (рис. Iв, проидентифицированы все частицы), определяется

$$N_{s.d.}^{min} = 12,86 \pm 1,68$$

отклонениями от девятикомпонентного фона. Относительно большие ширины подогнанных резонансов могут быть следствием нескольких причин: 1) при существующей статистике пришлось выбрать широкий шаг гистограммы, что не могло не сказаться на размытии и объединении возможных подструктур спектра. 2) Разрешение по массе системы  $\Lambda p \pi^-$  достигает 20,0 МэВ/ $c^2$  при больших значениях масс из-за наличия  $\pi^\pm$ -мезонов, импульсы большей части которых изменяются менее точно, чем у  $\Lambda$ -гиперонов и протонов. 3) Возможно, что естественные ширины дибарионных состояний  $\Lambda p \pi^-$  сами по себе велики. 4) Не исключено, что вблизи масс обнаруженных особенностей существуют не одиночные резонансы, а целые серии их с близкими массами, для наблюдения которых необходимы более высокие разрешения и большие объемы статистики.

По всей вероятности,  $\Lambda p \pi^-$  резонанс также образуется во взаимодействиях гиперон-нуклон. Изотопическая инвариантность в данном случае выделяет взаимодействия  $\Sigma^-$ -гиперон-нуклон. Из шести возможных зарядовых состояний образующегося дибариона только два состояния претерпевают трехчастичный распад, регистрируемый в пропановой пузырьковой камере.



Массы пиков, наблюдаемых в данном эксперименте, в особенности массы первых трех пиков не противоречат предсказаниям модели мешков /6,20,22/. Работа по исследованию  $\Lambda p \pi^-$  состояний, в частности, больших масс, продолжается.

Таблица I. Наилучшие параметры резонансов, полученные из анализа спектров масс  $\Lambda p \pi^-$ .

$M, \Gamma$ (МэВ/ $c^2$ )	гипот.	Спектры инвариантных масс			
		Рис. Iа	Рис. Iб	Рис. Iв	Рис. Iг
$M_1$	I	2498,4 $\pm$ 6,6	2504,4 $\pm$ 7,3	2481,5 $\pm$ 12,0	2492,7 $\pm$ 4,4
	II	2472,3 $\pm$ 3,8	2489,7 $\pm$ 1,4	2481,8 $\pm$ 0,5	2473,6 $\pm$ 5,3
	III	2498,9 $\pm$ 3,7	2505,8 $\pm$ 2,3	2489,6 $\pm$ 1,0	2490,4 $\pm$ 6,3
$\Gamma_1$	I	195,9 $\pm$ 8,5	219,9 $\pm$ 13,1	193,0 $\pm$ 8,7	207,2 $\pm$ 2,6
	II	185,5 $\pm$ 4,2	201,3 $\pm$ 1,0	207,2 $\pm$ 0,6	202,2 $\pm$ 9,4
	III	196,0 $\pm$ 23,1	233,3 $\pm$ 31,7	184,8 $\pm$ 1,2	207,7 $\pm$ 5,0
$M_2$	I	2831,4 $\pm$ 9,1	2883,1 $\pm$ 14,7	2780,2 $\pm$ 26,0	2779,1 $\pm$ 30,6
	III	2830,0 $\pm$ 19,7	2867,4 $\pm$ 25,8	2771,7 $\pm$ 39,7	2771,6 $\pm$ 2,9
$\Gamma_2$	I	209,2 $\pm$ 16,0	246,1 $\pm$ 27,8	149,2 $\pm$ 61,4	131,2 $\pm$ 22,8
	III	232,4 $\pm$ 21,4	232,9 $\pm$ 28,8	312,0 $\pm$ 20,0	145,8 $\pm$ 13,8
$M_3$	I	3093,9 $\pm$ 8,1	3141,5 $\pm$ 2,5	3093,2 $\pm$ 18,4	3095,5 $\pm$ 2,3
	III	3094,3 $\pm$ 15,7	3136,8 $\pm$ 0,5	3085,2 $\pm$ 1,0	3097,2 $\pm$ 1,0
$\Gamma_3$	I	154,3 $\pm$ 13,4	89,4 $\pm$ 5,2	88,3 $\pm$ 5,4	81,6 $\pm$ 6,9
	III	166,5 $\pm$ 2,2	149,3 $\pm$ 4,4	399,3 $\pm$ 24,8	35,5 $\pm$ 1,0
$M_4$	I	3327,5 $\pm$ 5,2	3332,1 $\pm$ 6,7	-	-
	III	3327,1 $\pm$ 2,2	3332,4 $\pm$ 0,5	-	-
$\Gamma_4$	I	18,4 $\pm$ 8,0	22,5 $\pm$ 1,7	-	-
	III	22,1 $\pm$ 1,7	21,3 $\pm$ 0,4	-	-
$M_5$	I	3637,4 $\pm$ 19,5	3630,9 $\pm$ 36,8	-	-
	III	3634,6 $\pm$ 33,7	3629,6 $\pm$ 1,2	-	-
$\Gamma_5$	I	264,3 $\pm$ 40,6	158,6 $\pm$ 32,0	-	-
	III	320,6 $\pm$ 3,8	192,3 $\pm$ 6,7	-	-

В качестве хорошей проверки механизма образования  $\Lambda p \pi^-$  резонанса явилось бы наблюдение резонансов в спектрах масс  $\Sigma^0 p$ ,  $\Sigma^- p$  и  $\Sigma^+ p$ .

Первые результаты по  $\Lambda p \pi^-$  - резонансу были доложены в 1979 году /2р,9/.

Таблица 2. Средне-взвешенные наилучшие параметры (МэВ/с<sup>2</sup>)  
 $\Lambda p \pi^\pm$  резонансов с кварковым составом  $s'u'd'$  и  $s'u^2d^3$ ,  
 приведенных в таблице I. Предсказания модели мешков.

M	Г	Значимость ( $N_{\text{МШН}}$ ст.откл.)	Предсказания модели мешков	
			M	JP
2495,2 $\pm$ 8,7	204,7 $\pm$ 5,6	12,86 $\pm$ 1,68	2500	0 $^+$ , 1 $^-$ , 2 $^-$
2782,5 $\pm$ 2,7	203,0 $\pm$ 7,3	< 5	2774	1 $^-$ , 2 $^-$
3091,6 $\pm$ 1,0	56,9 $\pm$ 1,0	< 5	3055	0 $^-$
3331,2 $\pm$ 0,5	21,4 $\pm$ 0,4	< 5	-	-
3629,6 $\pm$ 1,2	286,4 $\pm$ 3,3	< 5	-	-

Авторы глубоко благодарны проф. А.М.Балдину за постоянный интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Review of Particle Properties, Rev.Mod.Phys., V.52,N.2, 1980.
2. B.A.Shahbazian et al., a) Proc. of the 13th Int.Conf. on High Energy Physics, Berkley, 1966; JINR Annual Report P-3410, 46, 1966, Dubna; b) Letters to JEPT, 1967, 5, p. 307; JINR P1-3169, Dubna, 1967; c) Proc. of the 14th Int.Conf. on High Energy Physics, 173, Vienna, 1968; JINR, E1-4022, Dubna, 1968; High Energy Physics and Nuclear Structure, 524, Plenum Press, N.-Y.-L., Sept. 8-12, 1968; JINR Annual Report P-4431, 26, 1968, Dubna; d) JINR E1-4584, Dubna, 1969; JINR Annual Report, P-5309, 30, 1969, Dubna; e) Proc. of the 15th Int.Conf. on High Energy Physics, 187, Kiev, 1970; JINR Annual Report, 38, 1970, Dubna; f) Proc. of the Int.Conf. on Elementary Particles, Amsterdam, June 30 - July 6, 1971. Editors A.G.Tenner and M.J.G.Veltman, N.H.P.C., Amsterdam, 1972; JINR E1-5935, 1971, Proc. of the 4th Int.Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Dubna, 57, 1971; JINR Annual Report P-6468, 36, 1971, Dubna; g) Proc. of the 16th Int.Conf., 855, Batavia,

- 1972; JINR E1-6704, Dubna, 1972; Comm. JINR, P1-6439, Dubna, 1972; JINR Annual Report P-7136, 43, 1972, Dubna; h) Nucl. Phys., 1973, B53, 19; i) Lett. Nuovo Cim., 1973, V. 2, p. 63; Proc. II Int. Symposium on High Energy and Elementary Particle Physics, 88, Strbske Pleso, CSSR, October 3-9, 1972, Dubna, 1973; j) Particles and Nucleus V. 4 Part 3, 811, 1973, Dubna; JINR Annual Report P-7975, 38, 1973, Dubna; k) JINR, E1-7669, Dubna, 1974; JINR Annual Report P-9447, 39, 1974, Dubna; l) Proc. V Int. Symposium on High Energy and Elementary Particle Physics, 65, Warsaw, September 3-9, 1975, Dubna-Warsaw; JINR Annual Report P-10262, 37, 1975, Dubna; m) Proc. of the 18th Int. Conf. on High Energy Physics, D 1,2-10400, V. 1, C-35, July, 1976; Dubna, 1977; JINR, E1-10037, 1976; JINR Annual Report P-10595, 45, 1976, Dubna; n) Proc. of the Seminar Kaon-Nuclear Interaction and Hypernuclei, 74, Zvenigorod, September 12-14, 1977, Nauka, Moscow, 1979; JINR Annual Report P-11450, 41, 1977, Dubna; o) JINR, E1-11774, Dubna, 1978; JINR, E1-11839, Dubna, 1978; JINR, E1-11877, Dubna, 1978; Proc. of the V-th Int. Seminar on High Energy Phys. Problems, Dubna, 21-27 June, 1978, D-1,2-12036, JINR, 1979; JINR Annual Report P-12406, 38, 1978, Dubna; p) Proc. 1979 Int. Conf. on the Hypernuclear and Low Energy Kaon Physics, Nucleonika V. 25, N3-4, 345, Warsaw, 1980; JINR Annual Report P-80-330, 38, 1979, Dubna; q) Proc. Int. Symposium on Few Particle Problems in Nuclear Physics, 338, Dubna, June 5-8, 1979, Dubna 1980.
3. R.L.Jaffe, Phys.Rev.Lett., V. 38, No 5, 195, 1977; V. 38, 617, 1977.
4. V.Matveev and P.Sorba, Lett. Nuovo Cimento V. 20, 425, 1977.
5. A.Th.Aerts, P.J.G.Mulders and J.J. de Swart, Phys. Rev., D17, 260, 1978.
6. P.J.D.Mulders, A.Th.M.Aerts and J.J. de Swart, THEF-NYM-78.3
7. P.J.D.Mulders, A.Th.M.Aerts and J.J. de Swart, Proc. Int. Meeting on Frontiers of Physics, Singapore, 1978, edited by K.K.Phua, C.K.Chew, and Y.K.Lim (Singapore National Academy of Science, Singapore, 1978) V. 2, p. 863.
8. P.J.D.Mulders, A.Th.M.Aerts, J.J. de Swart, Proc. of the Meeting on Exotic Resonances, Hiroshima, 1978, edited by I.Endo et al. (Hiroshima Univ., Hiroshima, 1978) p. 70.
9. H.Högaasen and P.Sorba, Nucl. Phys. B145, 119, 1978.
10. H.Högaasen and P.Sorba, Proc. Int. Colloquium on Hadron Physics at High Energies, V. 21, 5-9 June 1978, Marseilles, edited by C.Bourrely, J.W.Dash and I.Soffer.

11. J.J. de Swart et al., Proc. Int. Symposium on Few Particle problems in Nuclear Physics, D-4-80-271, 292, 1980, 5-8 July, 1979.
12. J.J. de Swart, Proc. 1979 Int. Conference on Hypernuclear and Low Energy Kaon Physics, Nucleonika V. 25, N3-4, 397, 1980.
13. A.Th.M.Aerts, Thesis, University of Nijmegen, 1979.
14. H.Högaasen and P.Sorba, Nucl. Phys. B156, 347, 1979.
15. D.Strottman, Phys. Rev. D20, 748, 1979.
16. R.L.Jaffe and F.E.Low, Phys. Rev. D19, 2105, 1979.
17. F.E.Low, CTP N805, MIT, 1979.
18. C.W.Wong and K.F.Liu, Resonances, primitives and multiquark states, Univ. of California, 1979; See also in Phys.Rev.Lett. v. 41, 82, 1978 and in Proc. of the 1978 Int. Meeting on Frontiers of Physics, Singapore, p. 1197.
19. G.Roissnel, Phys. Rev., D20, 1646, 1979.
20. P.J.D.Mulders, A.Th.M.Aerts and J.J. de Swart, Phys. Rev. D21, 2653, 1980.
21. P.J.Mulders and J.J. de Swart, Report submitted to XX Int.Conf. on High Energy Physics, July 1980, Madison, Wisconsin, U.S.A., THEF-NYM-80.11.
22. P.J.G.Mulders, Thesis, University of Nijmegen, 1980.
23. J.J. de Swart, P.J.Mulders and L.J.Somers, THEF-NYM-80.15, talk presented by J.J. de Swart at the "Baryon 1980" Conference, Toronto, Canada.
24. J.Kadyk et al., Nucl.Phys., B27, 13, 1971.
25. G.Alexander et al., Phys.Rev., 1968, v. 173, 1452.
26. B.Sechi-Zorn et al., Phys.Rev., 1968, v. 175, 1735.
27. J.M.Hauptmann et al., Nucl.Phys., B125 (1977), 29-51.
28. H.D.Dosh and V.Hepp, Phys.Rev. V.D 18, 4071, 1978.
29. J.J. de Swart and C.K.Iddings, Phys.Rev. v. 128, 2810, 1962; G.Fast, J.C.Helder and J.J. de Swart, Phys.Rev.Lett. v. 22, 1453, 1966; M.M.Nagels, T.A.Rijken and J.J. de Swart, Phys.Rev. v. D17, 768, 1978.
30. Tai Ho Tan, Phys.Rev.Lett., 1969, v. 23, 395.
31. D.T.Cline et al., Phys.Rev.Lett., 1968, v. 20, 1452.
32. W.Sims et al., Phys.Rev., 1971, v. 3D, 1162.
33. D.Eastwood et al., Phys.Rev., 1971, v. 3, 2603.
34. O.Braun et al., Nucl.Phys., B124, 1977, No 1, 45.
35. D.P.Goyal and A.V.Sodhi, Phys.Rev., D18, 948 (1978).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 февраля 1981 года.