

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-626

Б.А.Шахбазян, А.О.Кечечян, А.М.Тарасов

УКАЗАНИЕ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ
ВОЗМОЖНОГО СТАБИЛЬНОГО ДИБАРИОНА

Направлено в журнал "Zeitschrift für
Physik C".

1986

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время предполагается, что барионы и мезоны составлены из цветных кварков и антикварков. Но пока еще теория удержания кварков не может считаться завершенной. Поэтому приходится довольствоваться феноменологическими кварковыми моделями, например, моделью мешков МИТ, которая с помощью нескольких свободных параметров довольно успешно воспроизводит спектр масс известных адронов.

Концепция цветных кварков и глюонов допускает существование мультикварковых адронов со структурой $Q^n Q^m$, $n + m \geq 4$. Массы этих адронов вычисляются с помощью аппарата и набора параметров, используемых для обычных адронов.

Для систем из трех ароматов (u, d, s) все эти состояния, за одним лишь исключением, нестабильны по отношению к быстрым распадам. Однако есть надежда, что наиболее долгоживущие из них проявятся в виде узких мультикварковых резонансов в соответствующих спектрах инвариантных масс. В этом смысле ожидается, что мультикварковые состояния с отрицательной странностью образуют более узкие резонансы, чем нестранные. Эти надежды связаны с формой цветомагнитного взаимодействия, мотивированного КХД, которое используется в моделях мешков. Цветомагнитное взаимодействие достигает максимума для представления минимальной размерности по ароматам при нулевом полном спине. Оптимум соответствует s -волновому дибариону, синглетному и по аромату и по цвету, состава $u^2 d^2 s^2$, стабильного к быстрым распадам.

Стабильный дибарион, N -дигиперон, впервые был предсказан Джаффе ^{1/} с $M_N = 2150 \text{ МэВ}/c^2$, что ниже наинизшего порога для быстрых распадов, $2M_\Lambda$.

Расчеты группы де-Сварта ^{2,3/} привели к массе $2164 \text{ МэВ}/c^2$, что опять-таки меньше $2M_\Lambda$.

Джаффе и Лоу ^{4/} показали, что масса адрона, $M^{(P)}$, вычисленная в модели мешков ("примитивы" по их терминологии), не соответствует полюсу S -матрицы, но является полюсом P -матрицы. Наблюдаемая масса (в общем случае комплексная) может быть получена, если связать примитив с имеющимися реальными или виртуальными каналами распадов.

Оценка массы примитива $M_N^{(P)}$ для стабильного дибариона иногда превышает $2M_\Lambda$ ^{5/} Учет поправок на пионное облако ^{6/} или движение центра масс ^{7/} также приводит к повышению $M_N^{(P)}$ и даже к превышению над порогом $2M_\Lambda$ ^{8/} тогда как связь с каналами $\Lambda\Lambda, \Xi N$,

$\Sigma\Sigma$, согласно Кербику ^{/8/}, снижает $M_N^{(P)}$ на $\Delta M \approx (150-200) \text{ МэВ}/c^2$. Если $M_N^{(P)}$ превосходит $2M_\Lambda$, ΔM убывает, оставаясь положительным до тех пор, пока $M_N^{(P)} < 2M_\Sigma$ ^{/8/}. Недавно было показано ^{/9/}, что учет связи с каналами $\Lambda\Lambda$, ΞN , $\Sigma\Sigma$ по Кербику ^{/8/} приводит к стабильному дибариону в каждом из упомянутых случаев ^{/1-7/}.

Согласно ^{/10/}, когда число ароматов равно $n_f = 4$, то допускается существование двадцати шести стабильных дибарионов, если, как замечают авторы, модель мешков применима к очарованным мультикварковым системам.

Рост энергии связи из-за повышения симметрии прослеживается также и в других моделях. Балачандран и др. ^{/11/} показали, что в киральной солитонной модели с тремя и более ароматами возникают топологические возбуждения, которые могут быть интерпретированы как дибарионные состояния. Квантовые числа этих решений соответствуют шестикварковым состояниям, найденным Джаффе в кварковой модели. Для $B = 2$ можно построить стабильные или метастабильные солитонные решения.

Хотя солитонная теория не в состоянии воспроизвести спектр масс известных адронов с точностью, присущей моделям мешков, предполагается, что масса N -дибариона все же может быть оценена достаточно разумно. Масса N -дибариона, предсказанная моделями типа скирмовой, находится в пределах $M_N^{(P)} = (1,5-2,2) \text{ ГэВ}/c^2$ ^{/12-15/}, т.е. N стабилен к быстрым распадам.

Согласно Хриповичу и Шуряку ^{/16/}, неравенство $M_N < 2M_n$, где M_n - масса нейтрона, исключается стабильностью обычных ядер, если только M_N не лежит в пределах энергии связи двух нуклонов, т.е. около $10 \text{ МэВ}/c^2$. Таким образом, $2M_n$ кажется разумным нижним пределом M_N .

Большее значение для нижнего предела M_N следует из физики двойных гиперядер. Наблюдение двух возможных двойных гиперядер ^{/17, 18/} было использовано в качестве аргумента против существования N . Кербик ^{/8/} показал, что если масса N на несколько десятков $\text{МэВ}/c^2$ ниже $2M_\Lambda$, то время жизни двойного гиперядра по отношению к распаду



порядка $(10^{-18}-10^{-20})$ с. Только в том случае, если масса N находится в пределах $2219 \text{ МэВ}/c^2 \leq M_N \leq 2M_\Lambda$, наблюдаемые время жизни (10^{-10}) с) и моды распада двойных гиперядер не являются несовместимыми с альтернативной модой (1).

Недавно Маккензи и Такер ^{/19/} с помощью КХД-расчетов на решетке пришли к нестабильному N : $M_N > 2M_\Lambda$. Однако они не считают такой результат надежным и утверждают, что для выяснения вопроса необходима еще большая работа. Хотя аргументы в пользу стабильного дибариона, по-видимому, и перевешивают, теоретическая ситуация все еще остается противоречивой.

Очевидно, что экспериментальное обнаружение стабильного дибариона N имеет решающее значение для всей концепции цветных кварков и КХД, хотя бы потому, что потенциальные модели неспособны предсказать существования стабильного мультикваркового состояния. Одного этого мотива было бы достаточно, чтобы инициировать интенсивные поиски дибариона.

Интерес к стабильному дибариону еще более усилился благодаря недавним работам ^{/20, 21/}, в которых проводится мысль о том, что истинным основным состоянием сильных взаимодействий является не обычное ядерное вещество, а "странная материя", в которой число странных кварков приблизительно равно его барионному числу. В этом контексте N -частица может попросту оказаться легкой из семейства адронов с $|S| \approx B$. Кроме того, странное вещество, если оно действительно существует, должно повлечь за собой интригующие космологические, да и не только космологические последствия.

Задавшись целью выяснить роль барионного числа B , странности S и гиперзаряда Y в сильных взаимодействиях, мы исследовали спектры инвариантных масс сорока девяти адронных систем, варьируя Y, B, S в пределах: $0 \leq B \leq 6$, $-2 \leq S \leq 1$, $0 \leq Y \leq 6$. Оказалось, что резонансные пики проявляются только в спектрах масс систем с $Y \leq 1$. В области экзотических резонансов обнаружено по три кандидата в $Q^6 - \Lambda p$ - и $Q^4 \bar{Q}^1 - \Lambda \pi \pi$ -состояния, а также по одному в $Q^6 - \Lambda p \pi$, $\Lambda\Lambda$ и $Q^9 - \Lambda \Lambda p$ ^{/22-28/}. Помня, что инвариантные массы относятся к свободным системам, всю эту совокупность фактов можно охватить при помощи правила отбора: "Гиперзаряд свободных адронов (включая мультикварковые) не может превосходить единицы: $Y \leq 1$. Возможно, что это правило - проявление неизвестного ранее принципа симметрии. Здесь $Y = B + s + c + b$. Поскольку экзотические резонансы, как правило, узкие и удовлетворяют правилу отбора, можно, вероятно, ожидать, что стабильность системы должна возрастать с убыванием гиперзаряда вплоть до образования связанных мультикварковых состояний. Экспериментально этого можно достичь, если расширить ассортимент ароматов n_f путем включения кварков с минимальным гиперзарядом - $2/3$, т.е. s -, c -, b -кварков, или путем обогащения содержания системы кварками одного из этих сортов, например, s -кварками.

Последний способ особенно актуален в области энергий до 10 ГэВ . Предварительный результат был опубликован ранее ^{/29/}.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Как уже упоминалось, возможно, нижний предел массы N -дибариона более или менее хорошо обоснован. Это значит, что необходимо исследовать всю область масс $M_N > 2M_n$. обстоятельные обзоры способов образования дибарионов N со странностью $s = -2$ можно найти

у Дауера ^{/9/} и Франклина ^{/30/}. Следует упомянуть еще об одном предложении ^{/31/}. Оно основано на поиске N по моде медленного распада $N \rightarrow \Sigma^- + p$.

Мы решили искать N -частицу с помощью пропановой пузырьковой камеры, т.к. она позволяет исследовать: 1) область $M_N > 2M_\Lambda$, путем изучения спектров инвариантных масс $\Lambda\Lambda$; 2) область $M_{\Sigma^- p} < M_N < 2M_\Lambda$ по медленному распаду $N \rightarrow \Sigma^- + p$; 3) сильные взаимодействия N в ядерном веществе путем идентификации реакции конверсии $NN \rightarrow \Upsilon N$.

Ничего пока неизвестно о механизме рождения N -дигиперона. Одной из важных причин неудачи детектирования его в pp -взаимодействиях ^{/32/} могла быть низкая энергия - вблизи порога рождения в pp -взаимодействиях, при которой велся эксперимент. Это обстоятельство может быть преодолено путем: а) увеличения импульса первичных протонов; б) применения ядерных мишеней; в) применения ядерснарядов и ядер-мишеней; г) есть некоторые надежды на то, что удастся идентифицировать реакцию рождения N , использованную Кэрролом и др. ^{/32/}. Наконец, пузырьковая камера обоснованно заслуживает названия 4π -детектора и адекватна задаче поиска N в области промежуточных энергий. Все эти меры внушают надежду на увеличение шансов образования N : 1) в прямых взаимодействиях всех вторичных частиц с отрицательной странностью со связанными в том же ядре нуклонами, ди- и мультибарионными флуктонами. Выходы этих вторичных частиц растут как с ростом импульса первичных протонов, так и с применением ядерных мишеней; 2) во взаимодействиях протонов с ядерными флуктонами; 3) во взаимодействиях релятивистских ядер с ядерными мишенями.

Во исполнение (хотя бы частичного) этих надежд, 2-метровая пропановая камера ОИЯИ была облучена: а) в пучке релятивистских ионов ^{12}C с импульсом 50,4 ГэВ/с (4,2 ГэВ/с на нуклон); б) протонами максимального импульса на дубненском синхрофазотроне. Снимки просматривались на предмет поиска V^0 -распадов, связанных с взаимодействием первичных протонов или вторичных заряженных и нейтральных частиц с ядрами водорода, углерода и тантала (мишень, состоящая, в зависимости от облучения, из 1-3 пластинок ^{181}Ta , помещалась в начальной части камеры).

Обмерялись все треки звезды, ассоциированной V^0 -частицы и e^+e^- -пар конвертировавших γ -квантов, если таковые имелись. Методы идентификации V^0 - и заряженных частиц приведены в ^{/33/}. Здесь следует упомянуть, что каждый V^0 -распад проверялся на K^0 -, Λ^- -, $\bar{\Lambda}$ -, N -гипотезы. Предварительная верхняя граница для "хороших" K^0 -, Λ^- -, $\bar{\Lambda}$ -, N -гипотез была принята равной $\chi^2_3(\text{lim}) = 20,0$.

Суммарное распределение χ^2 , полученное в этом эксперименте для принятых Λ^- и K^0 -гипотез (рис. 1), обрабатывалось следующим образом. Прежде всего, масштабный множитель был зафиксирован значением $\alpha = 1$, а число степеней свободы принято равным $n_D = 3$.

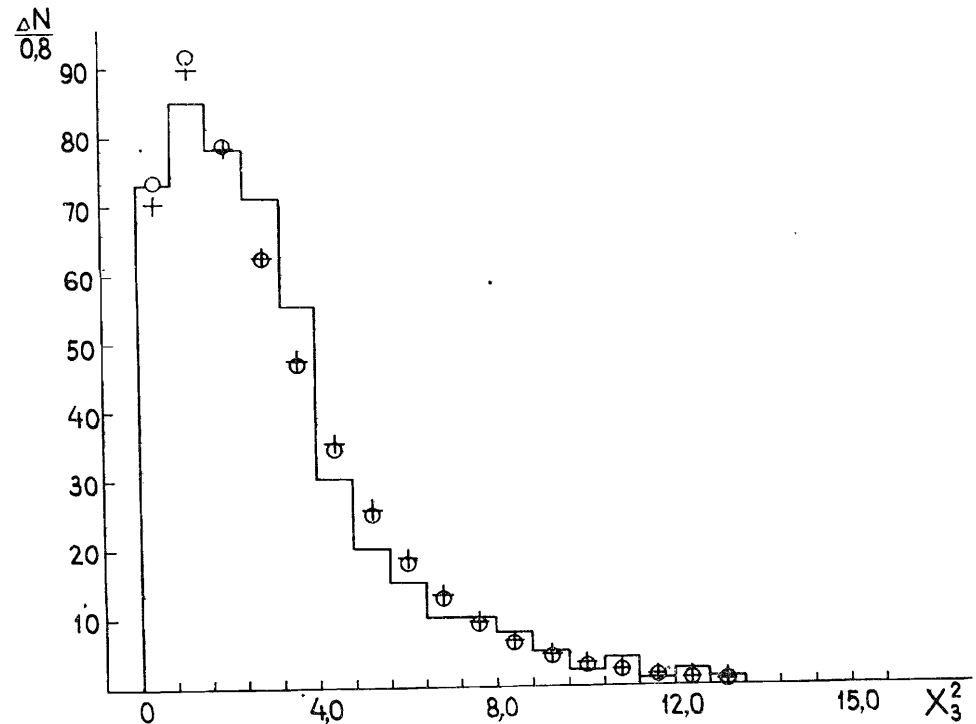


Рис. 1. Гистограмма χ^2 -распределений для кинематических фитов Λ^- - и K^0 -гипотез (пояснения в тексте).

Наилучшим образом подобранная гистограмма χ^2_3 получена при $\chi^2_{12} = 7,198$ и показана на рис.1 крестиками. Далее выполнена еще одна аппроксимация гистограммы со свободными параметрами α и n_D . Наилучшие подогнанные параметры оказались равными $\alpha = 1,0109 \pm 0,0960$ и $n_D = 2,9648 \pm 0,2345$ при $\chi^2_9 = 6,838$. Соответствующая гистограмма показана на рис.1 кружочками. Таким образом, в этом эксперименте при оценке вероятностей двухчастичных распадов можно пользоваться теоретическим χ^2_3 -распределением, не вводя каких-либо поправок.

Средние значения измеренных масс отобранных таким образом Λ^- - и K^0 -частиц оказались равными $M_{K^0} = (498,65 \pm 1,72) \text{ МэВ}/c^2$ и $M_{\Lambda^-} = (1115,87 \pm 0,41) \text{ МэВ}/c^2$ при стандартных отклонениях $S_{K^0} = 21,91$ и $S_{\Lambda^-} = 7,76 \text{ МэВ}/c$ соответственно, в хорошем согласии с табличными значениями.

2.1. Поиск в области выше порога $M_N > 2M_\Lambda$

Мы приступили к поиску N -частицы в 1978 году, использовав для этого 69 K фотографий 2-метровой пропановой камеры, облучен-

ной в пучке ионов ^{12}C с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Не удалось найти ни одного $\Lambda\Lambda$ -события. Таким образом, надежды на релятивистские столкновения ^{12}Cr , ^{12}C , ^{12}C , ^{12}C ^{18}Ta в качестве обильных источников странных частиц, в особенности событий с двумя и более Λ -гиперонами, не оправдались. Верхний предел для рождения $\Lambda\Lambda$ -событий в этом эксперименте оценивается на 90%-ном доверительном уровне в 1 мкб.

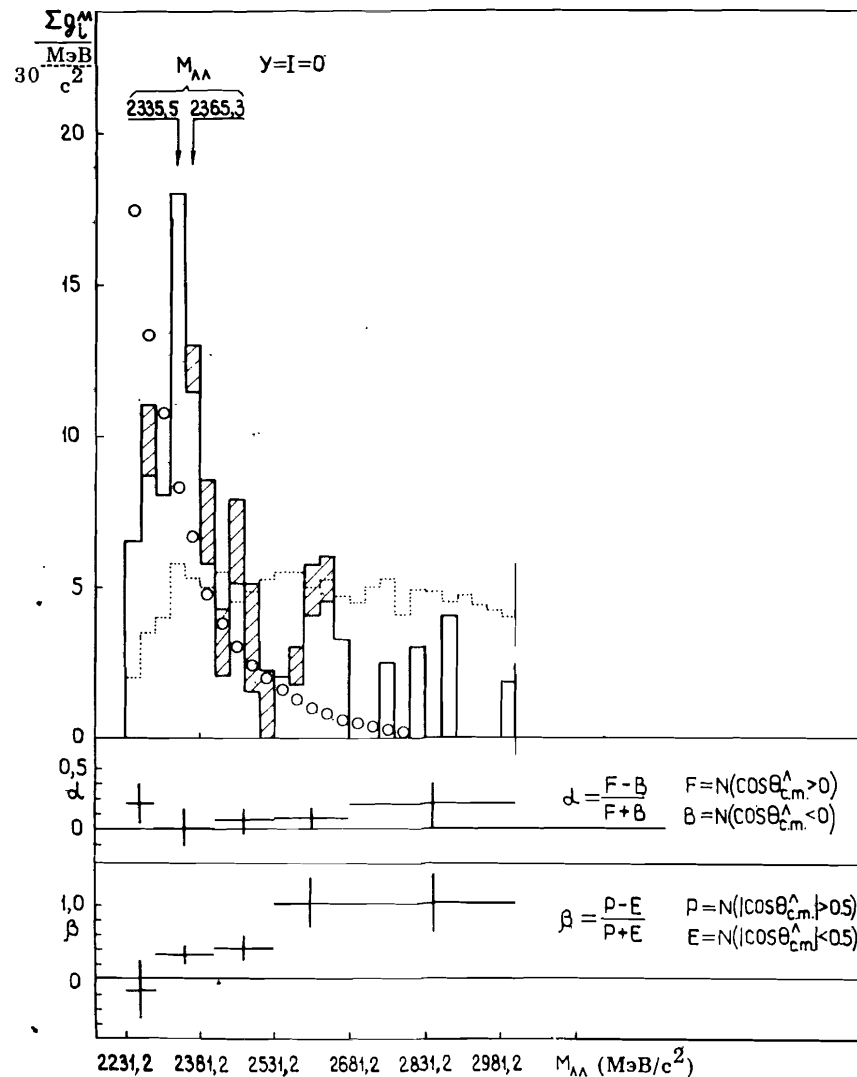
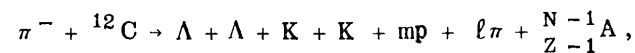
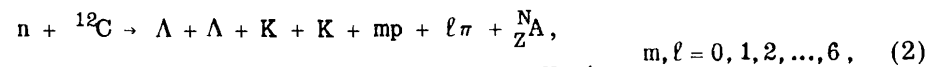


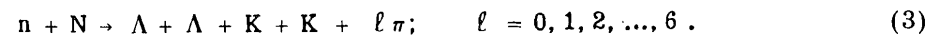
Рис. 2. Спектр инвариантных масс $\Lambda\Lambda$ из $p^{12}\text{C}$ и $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при 7,0 и 4,0 ГэВ/с, $g_{\Lambda\Lambda}$ вес 1-го события (пояснения в тексте).

Для последующего важно кратко напомнить два из наших ранних результатов.

Семнадцать и сорок $\Lambda\Lambda$ -событий были найдены в π^{-} и нейтрон-пропановых взаимодействиях при $p_{\pi^{-}} = 4,0$ и $\langle p_{\pi^{-}} \rangle = 7,0$ ГэВ/с соответственно. Суммарный спектр инвариантных масс $\Lambda\Lambda$ показан на рис.2 гистограммой из сплошных линий. При массе 2365 МэВ/с² наблюдается пик. Приведены также две предельные версии возможного фона. Полубая гистограмма (точечная линия) изображает распределение фазовых объемов для реакций:



Фон, наиболее "опасный" для пика, - суммарное распределение фазовых объемов реакций



Подобное распределение для реакций, индуцированных пионами, уже, его "опасный" правый край сдвинут влево сильнее, чем (3). Фон от внутриядерного каскада пологий ^{25/} и не может имитировать пик. Эти два вида фона не показаны на рис. 2.

Подгонка спектра масс суммой полного фона и брейт-вигнеровского $\Lambda\Lambda$ -резонанса привела к следующим параметрам:

$$M_{\Lambda\Lambda} = (2365,3 \pm 9,6) \text{ МэВ/с}^2, \quad (4)$$

$$\Gamma_{\Lambda\Lambda} = (47,2 \pm 15,1) \text{ МэВ/с}^2. \quad (5)$$

Сечения рождения $\Lambda\Lambda$ -резонанса в $p^{12}\text{C}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 7,0 и 4,0 ГэВ/с оцениваются в $24,2 \pm 7,0$ и $10,0 \pm 4,0$ мкб и на ядро углерода соответственно. Значимость пика определяется ($4,2 \pm 1,4$) стандартными отклонениями.

Коэффициент асимметрии

$$\alpha = \frac{F - B}{F + B} \quad (6)$$

и средняя поляризация

$$\beta = \frac{P - E}{P + E} \quad (7)$$

в пределах погрешностей совместимы с нулем.

Здесь F и B - числа Λ -гиперонов, испущенных вперед и назад в системе покоя $\Lambda\Lambda$ соответственно; P и E - числа Λ -гиперонов, испущенных в полярной ($|\cos \theta_{\text{ц.м.}}^{\Lambda}| > 0,5$) и экваториальной ($|\cos \theta_{\text{ц.м.}}^{\Lambda}| < 0,5$) зонах системы покоя $\Lambda\Lambda$. Важно отметить, что возможность имитации пика кинематическими отражениями а) Λp -резонансов и б) Λp -пика (вклад его в спектр масс $\Lambda\Lambda$ показан на рис.2 заштрихованной гистограммой) - исключена ^{23-25/}.

Предполагается, что пик $\Lambda\Lambda = 2365 \text{ МэВ/с}^2$ является кандидатом в предсказанный резонанс $D(0,2^+, 2414)^{2,3/}$. Мы полагаем, что вероятнее всего этот резонанс образуется во внутриядерных гиперон-

нуклонных взаимодействиях $YN \rightarrow \Lambda\Lambda(\pi, K), Y = \Xi, \Sigma, \Lambda$. Поскольку эти процессы, за исключением $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$, являются эндознергетическими, можно показать, что применение быстрых и, в особенности, тяжелых снарядов и легких (не тяжелее ^{12}C) мишеней благоприятствует образованию внутри ядра быстрых гиперонов, а значит, и быстрых резонансов, которые успевают покинуть ядро и распастся вне его. В этом (и в нашем) случае резонанс проявляется в спектре инвариантных масс $\Lambda\Lambda$. В противоположность этому, опять-таки можно показать, что использование К-мезонных пучков, даже быстрых, и тяжелых мишеней, Вг и Pt^{34, 35}, сужает спектр внутриядерных реакций, дающих вклад в образование гиперонов, и приводит к образованию медленных гиперонов и резонансов, большая часть которых не успевает покинуть тяжелое, т.е. протяженное ядро, и распадается в его пределах. Вероятность внутриядерных взаимодействий по крайней мере одного распадного Λ -гиперона достаточно велика для полного размывтия пика в спектре инвариантных масс $\Lambda\Lambda$.

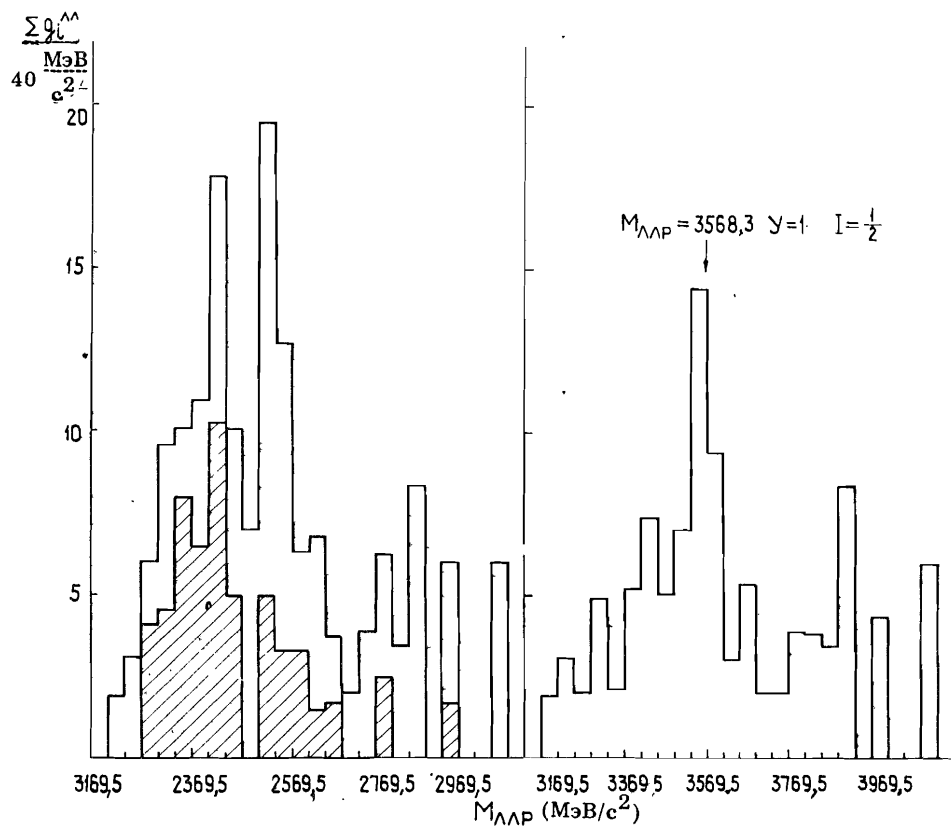


Рис. 3. Спектр инвариантных масс $\Lambda\Lambda$. Заштрихованная гистограмма содержит события из $\Lambda\Lambda$ -пика при $2365 \text{ МэВ}/c^2$ (пояснения в тексте).

Пятьдесят событий из статистики $\Lambda\Lambda$ кроме пионов и каонов, содержат также от одного до четырех протонов, образуя всего 79 комбинаций. Спектр инвариантных масс $\Lambda\Lambda p$ показан на рис.3. Заштрихованная гистограмма построена из событий в области пика $2365 \text{ МэВ}/c^2$. Окончательный спектр после вычитания этих событий показан в правой половине рис.3. Наблюдается пик при массе $3568,3 \text{ МэВ}/c^2$ с шириной $\Gamma < 60 \text{ МэВ}/c^2$. Мы рассматриваем этот пик как указание на возможный трибарионный резонанс $\Lambda\Lambda p$. Его масса очень близка к массе предсказанного трибарионного резонанса с массой 3570 с квантовыми числами $J^P = \frac{5}{2}^+$. Сечение образования оценивается в $\sigma = (16,1 \pm 5,2) \text{ мкб}$ на ядро углерода ¹²C.

2.2 Поиск в области масс ниже порога $2M_\Lambda$

Область масс $M_{\Sigma^- p} < M_N < 2M_\Lambda$ исследуется путем поиска медленной моды распада $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- + p$.

На фотографиях 2-метровой пропановой камеры, облученной пучком ионов ^{12}C с импульсом $4,2 \text{ ГэВ}/c$ на нуклон, не обнаружено ни одного подобного события. Верхний предел сечения образования N на 90%-ном доверительном уровне равен 1 мкб .

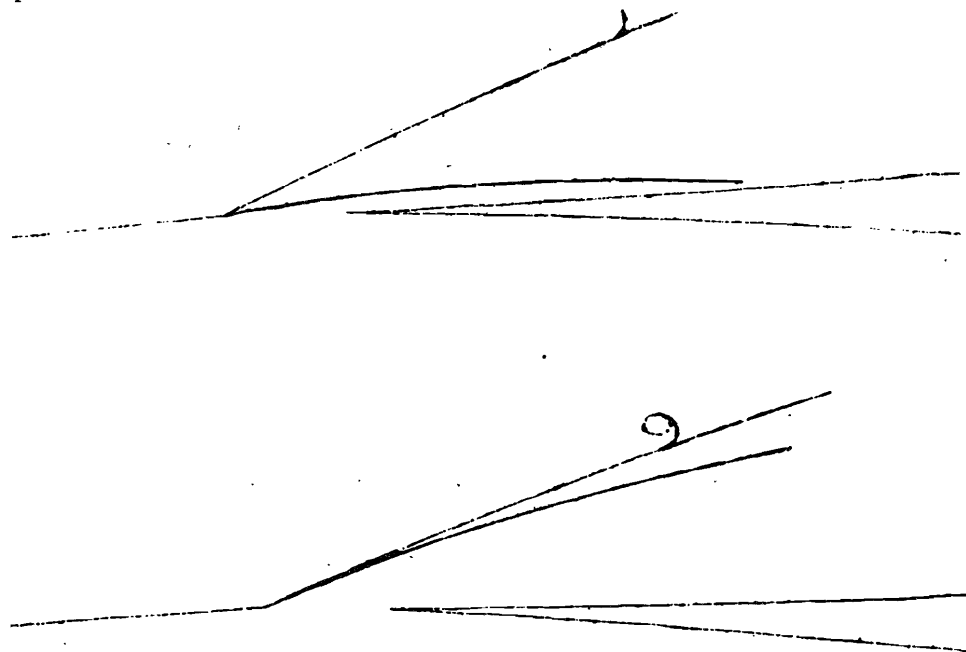


Рис. 4. Две стереопроекции кандидата в стабильные дибарионы, распадающегося по моде $N \rightarrow \Sigma^- + p$.

Таблица 1

Углы $\mu(\vec{L}, \vec{P}_{V^0})$, $\phi(\vec{L}, \vec{S})$, поперечные импульсы $P_{\Sigma^-}^{\perp}$ и P_p^{\perp} (МэВ/с), угол разлета ψ , расстояние L (см) между вершинами рождения и распада V^0 , усредненные по девяти измерениям. σ - погрешность среднего, S - стандартное отклонение

	μ	ϕ	$P_{\Sigma^-}^{\perp}$	P_p^{\perp}	ψ	L
	10°50''	03°42''	115,8	113,8	03°27'52''	7,314
σ	02°08''	03°54''	2,1	1,0	35''	0,005
S	06°24''	11°41''	6,4	3,0	1°46''	0,016

Фотографии 55-см пропановой пузырьковой камеры, облученной отрицательными пионами и нейтронами при 4,0 и 7,0 ГэВ/с соответственно, не просматривались на предмет поиска этой моды распада.

Между тем 350 К фотографий 2-м пропановой камеры, облученной протонами с импульсом 10 ГэВ/с, в настоящее время просматриваются на предмет поиска распадов подобной топологии.

Систематическая идентификация V^0 -событий была начата в мае 1983 года. С тех пор отбирались и обрабатывались возможные кандидаты в Н. Один из них, найденный на 40 К фотографиях в сентябре 1983 года, представлен здесь. Фотографии двух стереоскопических проекций события показаны на рис.4. В точке, расположенной на расстоянии, равном примерно 3/4 длины камеры, первичный протон образует двухлучевую звезду, с которой ассоциируется V^0 -частица. Оба следа звезды принадлежат положительно заряженным частицам, причем сильно ионизирующая частица идентифицируется как протон.

Уже первое измерение и предварительный анализ этого события надежно отвергли K^0 -, Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гипотезы. Успех сопутствовал Н-гипотезе. Для исключения возможных случайных ошибок событие измерялось много раз несколькими операторами на разных измерительных приборах. Значения некоторых параметров, усредненных по девяти лучшим измерениям, приведены в табл.1. Важные заключения следуют из этих результатов. Определим единичный вектор \vec{L} вдоль прямой, соединяющей точки взаимодействия и распада, и единичный вектор \vec{S} вдоль проекции суммарного импульса $\vec{P}_{V^0} = \vec{P}_- + \vec{P}_+$ на плоскость распада V^0 -частицы. Из табл.1 следует, что как угол $\mu(\vec{L}, \vec{P}_{V^0})$, так и угол $\phi(\vec{L}, \vec{S})$ совместимы с нулем. Разности поперечных импульсов $\Delta = P_{\Sigma^-}^- - P_{\Sigma^+}^+$ в четырех измерениях оказались положительными, а в пяти - отрицательными. Отметим также близость $P_{\Sigma^-}^-$ и $P_{\Sigma^+}^+$ и малость стандартных отклонений $S(P_{\Sigma^-}^-)$ и $S(P_{\Sigma^+}^+)$. Все эти факторы заставляют думать, что наблюдаемая V^0 -частица либо претерпевает двухчастичный распад, либо то, что суммарный вектор импульса всех нейтральных частиц распада коллинеарен вектору \vec{P}_{V^0} или дол-

жен быть равен нулю в пределах погрешностей в системе покоя V^0 -частицы. Исследовалась возможность имитации события фоновыми процессами в виде цепочек одно- и двухступенчатых реакций, вызванных сильными взаимодействиями (с не более одной нейтральной частицей в конечных состояниях), а также распадами, вызванными слабыми взаимодействиями.

2.2.1. Реакции по каналам сильных взаимодействий

Значимые гипотезы о быстрых реакциях, способных имитировать найденное событие, уровни значимости кинематических подгонок двухступенчатых реакций и ожидаемые выходы на 80 К фотографиях приведены в табл.2. Ожидаемые выходы имитирующих событий оценивались двумя способами. Во-первых, данные из работ /36-41/ были использованы для вычисления выходов на просмотренных фотографиях. Во-вторых, была получена независимая оценка выходов в рамках модели одночастичного обмена /42/. В табл.2 приводится наибольшая из двух оценок.

Таблица 2

Значимые двухступенчатые быстрые реакции, способные имитировать наблюдаемое событие, уровни значимости С.Л. (%) их кинематических подгонок и ожидаемые выходы на 80 К фотографиях

Первая ступень	Вторая ступень	С.Л.	Ожидаемые выходы на 80 К фотографиях
$pp \rightarrow pn \pi^+ \pi^0$	$nn \rightarrow pn \pi^-$	3,77	$8,0 \cdot 10^{-5}$
	$n^{12C} \rightarrow p \pi^-^{12C}$	3,77	
$pp \rightarrow p \Lambda K^+ \pi^0$	$\Lambda n \rightarrow \Lambda p \pi^-, \Lambda \rightarrow n \pi^0$	10,00	$2,0 \cdot 10^{-6}$
	$\Lambda n \rightarrow \Sigma^- n \pi^+$	9,86	
	$\Lambda^{12C} \rightarrow \Sigma^- \pi^+^{12C}$	2,76	

Для данного события реакция $\Sigma n \rightarrow \Sigma^- p$ в качестве второй ступени исключается законом сохранения энергии-импульса.

Успешной оказалась гипотеза о рождении Н-дигиперона на внутриядерном флукутоне дейтериевой массы в реакции $pd \rightarrow \text{HK}^+ K^0 p$ ($\chi^2 = 1,67$, С.Л.=20,0%), причем K^0 в конечном состоянии распадается либо по моде $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, либо по одной из мод долгоживущего состояния K_L^0 . К сожалению выход Н неизвестен, но следует ожидать, что он очень мал. Подчеркнем, что и рождение и фоновые процессы возможны на более массивных, трибарионных, тетрабарионных и т.п.

флуктонах. Однако, к сожалению, кинематическая проверка возможна только для мишени минимальной массы - дибарионной, как это и выполнено выше. Поэтому мы ограничиваемся лишь указанием на этот дополнительный источник как эффекта, так и фона.

2.2.2. Распады по каналам слабых взаимодействий

Испытывались гипотезы о двухчастичных модах слабых распадов всех известных нейтральных частиц. Все они оказались незначимыми (табл.3). Гипотезы о модах распадов $K_S^0 \rightarrow e^+ e^-$ и $\mu^+ \mu^-$ даже не испытывались ввиду неравенств $M_{e^+e^-} < M_{\mu^+\mu^-} < M_{\pi^+\pi^-} < M_{K^0}$ и несостоятельности гипотезы $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Таблица 3

Инвариантные массы V^0 - частиц и χ^2 для различных двухчастичных мод распада, усредненные по девяти измерениям. σ - погрешность среднего, S - стандартное отклонение

	$M_{\pi^+\pi^-}$	χ^2_K	$M_{p\pi^-}$	χ^2_Λ	$\chi^2_{\Xi^0}$	$M_{\bar{p}\pi^+}$	χ^2_Λ	$\chi^2_{\Xi^0}$
	$371,0 \pm 9,8$	152,9	$1572,0 \pm 45,4$	335,4	52,2	$1219,2 \pm 17,9$	62,4	23,1
σ	1,5	0,2	5,8	5,0	0,5	3,1	0,7	1,6
S	4,4	0,6	17,3	15,0	1,4	9,3	2,2	4,8

Далее следовало испытать гипотезы о трехчастичных распадах. Этот тест имеет смысл, если двухчастичная эффективная масса меньше массы известной частицы. Так, гипотезы обо всех полуплептонных распадах $\Lambda, \Xi^0, \bar{\Lambda}, \bar{\Xi}^0$ в предположении $p_\nu = 0$ в соответствующих системах покоя, приводят к $B\ell$ - или $\bar{B}\ell$ -эффективным массам, которые значительно выше масс предполагаемых частиц и должны быть отвергнуты (например, $M_{pe^-} = 1546 \pm 48$, $M_{\bar{p}e^+} = 1202 \pm 13$, $M_{\Sigma^- e^+} = 1965 \pm 50$, $M_{\Sigma^+ e^-} = (1943 \pm 45)$ МэВ/с² и т.д.).

Из табл.3 следует, что только для гипотезы $V^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ имеет место $M_{V^0} < M_{K_S^0}$. Таким образом, необходимо проверить гипотезу $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в предположении, что вектор импульса γ -кванта коллинеарен вектору \vec{P}_{V^0} .

Процесс радиационного распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ тщательно изучался в нескольких экспериментах, особенно в [43, 44]. Было показано, что измеренный спектр хорошо согласуется со спектром внутреннего тормозного излучения.

Подставляя измеренные величины и их погрешности в формулу дифференциального отношения радиационного распада каона с γ -кван-

Таблица 4

Измеренные и подогнанные импульсы p_i (МэВ/с); $\text{tg} \alpha_i, \beta_i$ (рад) (p_i - импульсы, α_i - углы погружения, β_i - азимутальные углы, $i = \Sigma, P, H$) для гипотезы $N \rightarrow \Sigma^- + p$, усредненные по девяти независимым измерениям. σ - погрешность среднего, S - стандартное отклонение

	Σ^-			P			H		
	Измеренные	Подогнанные	Измеренные	Подогнанные	Измеренные	Подогнанные	Измеренные	Подогнанные	
p_1	5053 ± 376	5074 ± 217	2880 ± 184	2866 ± 146	7930 ± 434	7933 ± 260			
σ_1	56	50	11	13	70	60			
S_1	168	149	32	40	210	181			
$\text{tg} \alpha_{10}$	$0,287 \pm 0,0016$	$0,287 \pm 0,0016$	$0,0372 \pm 0,0022$	$0,0372 \pm 0,0022$	$0,0333 \pm 0,0129$	$0,0318 \pm 0,013$			
σ_1	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$			
S_1	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$7,1 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$			
β_1	$1,5798 \pm 1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,5798 \pm 9,0 \cdot 10^{-4}$	$1,5199 \pm 0,0014$	$1,5200 \pm 0,0014$	$1,5586 \pm 0,0177$	$1,5583 \pm 0,0008$			
σ_1	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$			
S_1	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$			

том, испущенным в телесном угле, описанном около \vec{P}_{KS}^0 -вектора и определяемом погрешностями эксперимента, имеем $d\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 1,7 \cdot 10^{-8}$.

Выход $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ -распадов на 80 К фотографиях менее $2 \cdot 10^{-5}$.

Подгонка кинематики радиационного распада под событие оказалась успешной только для γ -кванта, испущенного назад ($\chi_2^2 = 1,31$, C.L.=25,0%). Для гипотезы о γ -кванте, испущенном вперед, $\chi_2^2 = 43,0$.

Обратимся, наконец, к гипотезе о двухчастичном распаде $N \rightarrow \Sigma^- + p$. Измеренные и подогнанные импульсы для этой гипотезы, усредненные по девяти независимым измерениям, приведены в табл.4. Распад $\Sigma^- \rightarrow p + \pi^-$ не обнаруживается на фотографии (рис.4). Однако вероятность выжить Σ^- -гиперону с импульсом 5073,9 МэВ/с на длине трека 40,92 см составляет 11,36%.

Среднее значение наилучшей подобранной массы $M_N = (2173,94 \pm 1,32)$ МэВ/с² имеет место при $\chi_{2\min}^2 = 0,143 \pm 0,040$; C.L.=0,931 находится в согласии с измеренным средним значением (2172,82 \pm 15,47) МэВ/с² (табл.5), равно как и с предсказанными массами для N-дигиперона: 2150 МэВ/с² /^{1/} и 2164 МэВ/с² /^{2,3/}. Время жизни события составляет $0,668 \cdot 10^{-10}$ с, т.е. порядка гиперонных времен жизни. Это также не противоречит предполагаемому времени жизни гипотетического N-дигиперона /^{1/}.

Таблица 5

Измеренная и подогнанная массы (МэВ/с²) и χ_2^2 , усредненные по девяти измерениям. σ - погрешность среднего, S - стандартное отклонение, C.L. (%)

	Масса M_N		χ_2^2	C.L.
	Измеренная	Подогнанная		
	2172,82 \pm 15,47	2173,94	0,1432	
σ	1,80 0,52	1,32	0,0398	93,10
S	5,39 1,57	3,96	0,1194	

Если отождествить наблюдаемое событие с N-дигипероном, приняв тем самым относительную вероятность моды распада $N \rightarrow \Sigma^- + p$ /^{1/}, то с учетом эффективностей просмотра, измерения и детектирования формально вычисленное сечение рождения N оценивается в 40 нб во взаимодействиях протон-пропан при 10 ГэВ/с. Заметим, что предварительная оценка сечения составляла 83 нб /^{29/}. На последующих 40 К фотографиях не было обнаружено ни одного кандидата в N дибарионы. В этом - объяснение нашего нового результата. Поиск N с массой $M_N < 2M_\Lambda$ продолжается.

3. ПОИСК N-ЧАСТИЦЫ ПО ОСОБЕННОСТЯМ ЕЕ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Среди различных каналов сильных взаимодействий N-дигиперона должен существовать специфический процесс конверсии в два гиперона $NN \rightarrow \Upsilon\Upsilon N$, присущий его сильным внутриядерным взаимодействиям. Этот процесс может быть использован для поиска N.

Действительно, если зафиксировать массу N при определенном значении, то можно осуществить подгонку кинематики этой реакции с одной степенью свободы. В нашем эксперименте такая процедура выполняема для канала $Np \rightarrow \Lambda\Lambda p$. С этой целью упомянутые семьдесят девять $\Lambda\Lambda p$ комбинаций из π^- - и нейтронной экспозиции 55-см пропановой пузырьковой камеры, а также несколько $\Lambda\Lambda$ событий из протонной экспозиции 2-м пропановой камеры при 10 ГэВ/с, были испытаны на гипотезу $Np \rightarrow \Lambda\Lambda p$. Масса N дигиперона была зафиксирована при следующих трех значениях: 1) при нижнем пределе 1880,00 МэВ/с², 2) при значении массы кандидата в N, найденного в этом эксперименте $M_N = 2173,94$ МэВ/с²; 3) при инвариантной массе $\Lambda\Lambda$ рассматриваемого события.

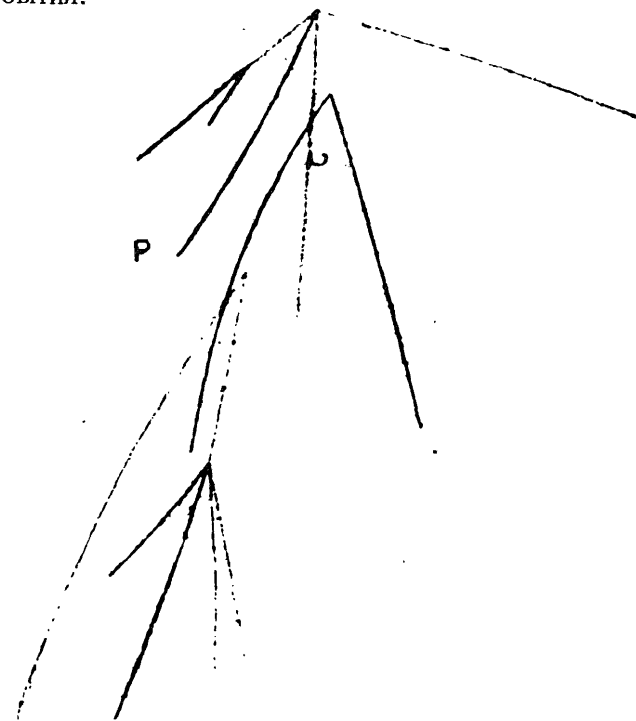


Рис. 5. Событие с двумя Λ -гиперонами, образованное в реакции $p^{12}C \rightarrow \Lambda\Lambda p X$ (X - сопровождающие частицы), удовлетворяющее гипотезе $Np \rightarrow \Lambda\Lambda p$.

Таблица 6

Значения χ^2_3 для ЗС-кинематических подгонок гипотез Λ и K , соответствующие уровни значимости С.Л. и максимальные из компонент четырехмерных векторов энергии - импульса F .

V^0	Гипотезы					
	Λ			K		
	χ^2_Λ	С.Л. (%)	F (МэВ)	χ^2_K	С.Л. (%)	F (МэВ)
N1	6,042	10,96	10^{-5}	19,65	$2,0 \cdot 10^{-2}$	10^{-5}
N2	1,295	73,03	10^{-9}	31,31	$< 1,0 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}

Кинематика реакции успешно подгоняется только под одно событие и только при $M_H = 2173,94$ МэВ/с². Это событие, рожденное в нейтрон - ¹²С взаимодействии, показано на рис.5. Два Λ -гиперона испущены из четырехлучевой звезды с одним останавливающимся в пропане протоном, образованной в p ¹²С-взаимодействии. Детали, касающиеся идентификации Λ -гиперонов, приведены в табл.6. Идентификация распадных частиц гиперонов по их ионизации оказалась выполнимой для обоих треков Λ -гиперона N1 (p, π^-) и только для отрицательной распадной частицы гиперона N2 (π^-). Импульс положительной распадной частицы этой V^0 -частицы равен 1265,2 МэВ/с, что превышает верхний предел импульсов для идентификации протонов в пропановых пузырьковых камерах. Для гипотез $\bar{\Lambda}$ и N значения χ^2_3 равны 6062,0; 4084,0 для первой V^0 -частицы и 97,0 и 5195,0 - для второй частицы соответственно.

Таким образом, идентификация обеих V^0 -частиц как Λ -гиперонов, совершенно однозначна.

Измеренные и подогнанные параметры найденного события (рис.5) приведены в табл.7. Подгонка оказалась успешной с С.Л. 4,8% только для массы 2173,94 МэВ/с², присущей событию, найденному по моде слабого распада $N \rightarrow \Sigma^- + p$. Сечение рождения события 228 нб, т.е. сечение двухступенчатой реакции рождение - конверсия не меньше сечения рождения N -дибариона. Следовательно, сечение конверсии значительно больше сечения рождения.

События с двумя Λ -гиперонами вполне могут быть результатом внутрядерной конверсии $\bar{p} \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ или $\bar{p} \rightarrow \Lambda \Lambda$, причем протон может быть выбит в других стадиях каскадного процесса. Кинематика этих процессов не удовлетворяет событию с $\chi^2_1 = 329,2$ и 329,3 соответственно.

Близость инвариантной массы $\Lambda \Lambda$ этого события 2344 МэВ/с² к наблюдаемому пику (рис.2) соблазняет нас думать, что конверсия

Таблица 7

Измеренные и подогнанные p_i (МэВ/с), $\text{tg} \alpha_i$, β_i (рад) (p_i - импульсы, α_i - углы погружения, β_i - азимутальные углы) обоих Λ -гиперонов, протона и N -дибариона; χ^2_1 , уровень значимости С.Л. (%) и максимальная из компонент четырехмерного вектора энергии-импульса F (МэВ)

	Лямбда № 1		Лямбда № 2		Протон		N-дибарион	
	Измеренные	Подогнанные	Измеренные	Подогнанные	Измеренные	Подогнанные	Измеренные	Подогнанные
p_1	985,9 ± 21,0	985,6 ± 21,0	1322,0 ± 63,0	1384,6 ± 62,0	384,9 ± 8,6	384,6 ± 8,6	2539,0 ± 66,9	2539,0 ± 66,9
$\text{tg} \alpha_1$	-0,4393 ± 0,0032	-0,4393 ± 0,0032	0,0663 ± 0,0055	0,0664 ± 0,0055	-0,1210 ± 0,0063	-0,1209 ± 0,0063	-0,1395 ± 0,0067	-0,1395 ± 0,0067
β_1	1,4653 ± 0,0031	1,4652 ± 0,0031	1,7917 ± 0,0012	1,7917 ± 0,0012	1,9409 ± 0,4183	2,5463 ± 0,0156	1,7806 ± 0,0042	1,7806 ± 0,0042
							$1,6 \cdot 10^{-10}$	2,09814, 8
							F	χ^2_1 С.Л.

протекает через образование $\Lambda\Lambda$ -резонанса с последующим быстрым распадом на два Λ -гиперона $Np \rightarrow Rp, R \rightarrow \Lambda\Lambda$. В то же время инвариантная масса этого события, равная $3363 \text{ МэВ}/c^2$, далеко отстоит от найденного пика $3568 \text{ МэВ}/c^2$ (рис.3). Поэтому, вероятнее всего, наблюдаемое $\Lambda\Lambda$ -конечное состояние не коррелирует с возможным $\Lambda\Lambda$ -резонансом.

Таким образом, мы получили новое указание на существование стабильного дибариона. Поиск N -дибариона во всей разрешенной области масс M_N продолжается.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину за постоянный интерес и поддержку, М.И.Соловьеву за предоставление в наше распоряжение фотографий с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, С.Г.Аракелян, А.С.Мартынову, А.М.Рождественскому, А.И.Родионову и А.А.Тимониной за помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jaffe R.L. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.195; 1977, 38, p.1617(E).
2. Aerts A.T.M., Mulders P.J.G., de Swart J.J. Phys.Rev., 1978, D17, p.260.
3. Mulders P.J.G., Aerts A.T.M., de Swart J.J. Phys.Rev., 1980, D21, p.2653.
4. Jaffe R.L., Low F.E. Phys.Rev., 1979, D19, p.2105.
5. Aerts A.T.M., Rafelski J. Phys.Lett., 1984, 148B, p.337.
Cern/TH. 4160185.
6. Mulders P.J.G., Thomas A.W. J.Phys., 1983, G9, p.1159.
7. Liu K.F., Wong C.W. Phys.Lett., 1982, 113B, p.1.
8. Кербинов Б.О. ЯФ, 1984, 39, с.816.
9. Dover C.B. Nucl.Phys., 1986, A450, p.95.
10. Hogaassen H., Sorba P. Proc.Int. Colloquium on Hadron Physics at High Energies (Ed. by C.Bourrely, J.W.Dash, I.Soffer), v.21, Marseille, France, 5-9 June, 1978.
11. Balachandran A.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.887.
12. Balachandran A.P.,Lizzi F., V.G.L.Rodgers and A.Stern. Nucl.Phys., 1985, B256, p.525.
13. Yost S.A., Nappi C.R. Princeton preprint (March 1985).
14. Jaffe R.L., Korpa C.L. MIT Preprint CTP 1233 (March 1985).
15. Balachandran A.P. Syracuse University preprint SU-4222-314.
Lecturas at the Theoretical Advanced Study Instituty in Elementary Particle Physics, Yale University, June 9 - 5 July, 1985.
16. Хриплович И.Б., Шурык Е.В. Препринт 85-117, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1985.
17. Danysz M. et al. Nucl. Phys., 1963, 49, p.121.
18. Prowse D.J. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p.782.
19. Mackenzie P.B., Tacker H.B. Phys.Rev.Lett., 1985, 55, p.2539.
20. Witten E. Phys.Rev., 1984, D30, p.272.
21. Farhi E., Jaffe R.L. Phys.Rev., 1984, D30, p.2379.
22. Шахбазян Б.А. ЭЧАЯ, 1973, т.4, в.3, с.811.
23. Shahbazian B.A., Timonina A.A. Nucl.Phys., 1973, B53, p.19.
24. Shahbazian B.A., Timonina A.A., Kalinina N.A. Lett. al Nuovo Cimento, 1973, v.6, No.2, p.63.
25. Shahbazian B.A. Nucleonika, 1980, 25, p.345.

26. Shahbazian B.A., Temnikov P.P., Timonina A.A. Nucl.Phys., 1982, A274, p.73.
27. Shahbazian B.A. Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics (Ed. B.Povh), Heidelberg, FRG, June 20-24, 1982.
28. Shahbazian B.A. JINR Communications E1-81-776.
29. Shahbazian B.A., Kechechyan A.D. JINR Rapid Communications, No.3-84, 42.
30. Franklin G.V. Nucl.Phys., 1986, A450, p.117.
31. Sugimoto Y. KEK Report 84-20, February 1985, H.
32. Carroll A.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.777.
33. Аракелян С.Г. и др. ОИЯИ, 1-82-683, Дубна, 1982.
34. Wilquet C. et al. Phys.Lett., 1975, 57B, p.97.
35. Guy J.G., Kadyk J. RL-77-054/A.
36. Dehene H.-C. et al. Il Nuovo Cim., 1968, 53A, No.1, p.232.
37. Almeida S.P. et al. Phys.Rev., 1968, 174, p.1638.
38. Alexander G. et al. Phys.Rev., 1968, 173, p.1322.
39. Ansorge R.E. et al. Nucl.Phys., 1973, B63, p.93.
40. Yekutieli G. et al. Nucl.Phys., 1972, B40, p.77.
41. Kayas G. et al. Nucl.Phys., 1968, B5, p.169.
42. Ferrari E., Selleri F. Il Nuovo Cim., 1963, 27, No.6, p.1450.
43. Burgun G. et al. Phys.Lett., 1973, 46B, p.481.
44. Taureg H. et al. Phys.Lett., 1976, 65B, p.92.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 сентября 1986 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике гажелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Шахбазян Б.А., Кечечян А.О., Тарасов А.М.

P1-86-626

Указание на существование возможного стабильного дибариона

Предпринят поиск Λ -дибариона в диапазоне масс: от удвоенной массы нейтрона до инвариантных масс $\Lambda\Lambda$. Во взаимодействиях протон-пропан при 10 ГэВ/с найдено одно V^0 -событие, удовлетворяющее только кинематике медленного распада $\Lambda \rightarrow \Sigma^- + p$. Масса равна $(2173,94 \pm 1,32)$ МэВ/с², время жизни $0,668 \cdot 10^{-10}$ с, сечение образования 40 нб. Показано, что событие удовлетворяет кинематике реакции рождения на внутри-ядерном флуктоне дейтериевой массы $pd \rightarrow \Lambda p K^+ K^0$. Во взаимодействиях нейтрон-пропан при 7,0 ГэВ/с найдено событие, удовлетворяющее кинематике конверсии дибариона с той же массой 2173,94 МэВ/с² в два Λ -гиперона: $\Lambda p \rightarrow \Lambda\Lambda p$. Сечение двухступенчатой реакции рождение - конверсия Λ -дибариона оценивается в 228 нб. Это означает, что сечение конверсии значительно больше сечения рождения.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986.

Перевод О.С.Виноградовой

Shahbazian B.A., Kechechyan A.O., Tarasov A.M.

P1-86-626

An Evidence for A Possible Stable Dibaryon

A search for Λ -dibaryon was undertaken in the mass range from a neutron double mass up to invariant masses $M_{\Lambda\Lambda}$. In the proton-propane interactions at 10 GeV/c one V^0 -particle has been found satisfying the kinematics of slow decay $\Lambda \rightarrow \Sigma^- + p$ only. The mass of the event treated as $\Lambda \rightarrow \Sigma^- + p$ appeared to be (2173.94 ± 1.32) MeV/c², its life-time being $0.668 \cdot 10^{-10}$ s, production cross section 40 nb. It is shown that this event satisfies the kinematics of production reaction on an intranuclear flucton of deuterium mass $pd \rightarrow \Lambda p K^+ K^0$. In neutron-propane interactions at 7.0 GeV/c an event has been found satisfying the conversion kinematics of the Λ dibaryon of the same mass 2173.94 MeV/c² into two Λ -hyperons: $\Lambda p \rightarrow \Lambda\Lambda p$. The effective cross-section of the two-step Λ -production - conversion reaction is estimated to be 228 nb. This means that the Λ -conversion cross section is much larger than the Λ -production one.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986