

УДК 539.126.6

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С НУЛЕВОЙ И ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ СТРАННОСТЬЮ

Б. А. Шахбазян

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Обзор посвящается экспериментальным работам по поиску и исследованию многобарионных резонансов, выполненных различными методами в течение последних десяти лет.

Обсуждаются некоторые проблемы, к которым приводит возможность существования таких резонансов.

This paper is a review of experimental studies of the search and investigation of multibaryonic resonances performed by means of various experimental methods during the last ten years.

Some problems arising due to the possibility of the existence of such resonances are discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея о необходимости поиска и исследования многобарионных резонансов с нулевой и отличной от нуля странностью, к которой мы пришли более десяти лет назад, возникла в результате попыток понять в какой-то степени роль, которую играют в сильных взаимодействиях квантовые числа полного гиперзаряда и странности систем адронов.

Поскольку гиперзаряд определяется, как сумма барионного числа и странности, то возникает новый вопрос: равноправны ли гиперзаряд Y , барионное число B и странность S системы, или какое-либо одно из них играет доминирующую роль, что может привести к вырождению каких-то свойств сильных взаимодействий по одному или по двум остальным квантовым числам.

Исходя из различных соображений, среди которых осуществимость экспериментов играла не последнюю роль, мы выбрали для этого исследования изучение взаимодействий между двумя и более адронами в двух сериях систем, различающихся полными квантовыми числами гиперзаряда, барионного числа и странности

с последующим сравнением полученных результатов. Мы старались при этом охватить по возможности более широкие диапазоны вариации квантовых чисел: $Y = 0 \div 6$; $B = 1 \div 6$; $S = -2 \div +1$. Конкретно были исследованы:

1) серия систем со странностью $S \neq 0$: $(\Lambda\Lambda)$, (Λp) , (Λpp) , $(K^0 p)$;

2) серия систем со странностью $S = 0$: (pp) , $(3p)$, $(4p)$, $(5p)$, $(6p)$.

Выбор метода исследования в значительной степени диктовался спецификой исследуемых систем.

Традиционные эксперименты по рассеянию могли показаться, на первый взгляд, наиболее прямым способом для достижения цели хотя бы для некоторых систем. Однако уже в первой серии систем ($S \neq 0$) возникли непреодолимые и с трудом преодолимые даже в настоящее время трудности из-за отсутствия как гиперонных мишеней, так и моноэнергетических пучков медленных Λ -гиперонов (и не только нейтральных, но и заряженных гиперонов). Известно, что за последний год введены в действие гиперонные пучки с импульсом более $6,0 \text{ Гэв/с}$. Для изучения же упругих и неупругих взаимодействий медленных гиперонов с протонами все еще вынуждены довольствоваться камерной методикой, единственно доступной в настоящее время для этих целей. Она остается малоэффективной для опытов по рассеянию, несмотря на использование пучков K^- -мезонов и применение платиновой мишени [1], помещенной на пути пучка внутри большой жидководородной камеры (2 м ЖВК).

Так, один акт упругого рассеяния (Λp) удастся обнаружить в среднем на 1000 просмотренных фотографий. Низкая статистическая точность конечных результатов (полные сечения, угловые распределения и т. п.) усугубляется еще и необходимостью усреднения их по широким интервалам импульсов гиперонов, рожденных во взаимодействиях K^- -мезонов с ядрами платины. Это может привести к размытию или даже к невозможности наблюдения локальных (типа резонансных) особенностей в сечениях взаимодействий гиперон — нуклон. Сопоставление же сечений взаимодействия двух членов различных серий систем 1) и 2), например $\sigma_{(\Lambda p)}$ и $\sigma_{(pp)}$, и вытекающие отсюда выводы были бы неадекватными ввиду резко различающихся точностей и надежности результатов.

Что же касается гиперонных мишеней, то в настоящее время нет даже идей их осуществления. Поэтому пришлось искать другие пути. К началу шестидесятых годов были обнаружены некоторые из резонансов с барионными числами $B = 0$ и $B = 1$.

Предположение о возможности существования резонансов с барионными числами, большими единицы, не противоречило установившимся к тому времени теоретическим представлениям в физике элементарных частиц.

Обнаружение резонансов в одних системах и отсутствие таковых в других могло дать информацию, необходимую для поставленной выше проблемы.

Кроме того, доказательство существования многобарионных резонансов представляло бы самостоятельный интерес с точки зрения систематики элементарных частиц и резонансов.

Поиск резонансов методом исследования спектра эффективных масс таких систем, как (Δp) , сулил достаточно высокую статистическую значимость результата и ввиду высоких точностей измерения эффективных масс систем медленных Λ -гиперонов и протонов обеспечивал возможность обнаружения узких ($\Gamma \sim 20 \text{ Мэв}/c^2$) резонансов, если таковые существуют. Этот метод, являясь единственным, если не считать двойных гиперфрагментов, для изучения системы $(\Lambda\Lambda)$, по-видимому, находится вне конкуренции для изучения других двухгиперонных и многогиперонных систем. Те же соображения справедливы для всех систем серии 2), за исключением системы (pp) .

Таким образом, в качестве метода исследования был выбран поиск резонансов в спектрах эффективных масс в сериях систем 1) и 2) с последующим сравнением полученных результатов. Камерная методика является наиболее подходящей для этой цели. Казалось бы, информация об интересующих нас спектрах масс может быть извлечена из достаточно широкого набора реакций, приводящих к желаемым наборам частиц в конечных состояниях. Однако успех в обнаружении самих резонансов сильно зависит от механизма образования конечных состояний.

Так, реакции нуклон-нуклонных взаимодействий сильно периферичны (углы разлета барионов $\sim \pi$ в с.ц.м.). Это приводит к тому, что, например, при энергии пучка $7-8 \text{ Гэв}$ максимум спектра эффективных масс системы (Δp) располагается в области сравнительно малых масс — $2054-2350 \text{ Гэв}/c^2$. Проявление резонансов (Δp) с малыми массами, для образования которых по одночастичной модели необходим обмен барионом на интенсивном фоне периферических процессов, сильно затруднено из-за неблагоприятного соотношения сечений соответствующих процессов*.

Ситуация с возможностью выявления резонансов (Δp) с массами, большими $\sim 2350 \text{ Мэв}/c^2$, кажется более благоприятной, во-первых, из-за убывающего хода фона. Во-вторых, как это будет показано ниже, особенности в спектрах масс (Δp) , обязанные своим возникновением кинематическим корреляциям между Λ -гипероном и протоном в различных квазидвухчастичных реакциях, существенно меняют положение своих широких $\Gamma \approx 200-300 \text{ Мэв}/c^2$ максимумов с изменением энергии бомбардирующих нуклонов. Поэтому такие

* Угловые распределения (в с. ц. м.) Λ -гиперонов и протонов, образовавшихся в np -столкновениях, указывают на преимущественно периферический механизм этих реакций.

особенности не могут имитировать узкие резонансные пики. Однако ожидаемое отношение эффекта к фону продолжает оставаться неблагоприятным. Поэтому обнаружение двухбарионных резонансов в нуклон-нуклонных столкновениях требует огромных статистик и, вероятно, не может быть выполнено надежно при современном уровне развития камерной методики.

Наиболее перспективными реакциями для исследования систем серии 1) представляются реакции взаимодействия быстрых K^- -мезонов с легкими ядрами, а также быстрых и медленных гиперонов с нуклонами и легкими ядрами.

Проблемы, возникающие в связи со вторичными взаимодействиями родившихся частиц внутри ядра, равно как и имитация пиков в спектрах масс многобарионных систем кинематическими особенностями, возникающими в результате рождения и распадов известных резонансов, оставляют надежду на разрешение лишь очень узких ($\Gamma \ll 30 \text{ Мэв}/c^2$) пиков. Эти проблемы все более и более усложняются по мере увеличения массового числа ядра-мишени, в особенности для заряженных многобарионных систем. По-видимому, в качестве мишени следует использовать ядра не тяжелее углерода: $A \leq 12$.

Первые результаты по спектру масс системы (Δp) были получены в ЛВЭ ОИЯИ в 1963 г. * Вскоре появились и теоретические работы по SU_3 -и SU_6 -симметрии сильных взаимодействий, оказавшиеся полезными в классификации мезонных и барионных состояний. Как показано в работе [2], эти схемы допускают существование двухбарионных резонансов. В последующем в поиск двухбарионных резонансов включились и другие лаборатории. Ниже приводится обзор работ по исследованию спектров эффективных масс систем серий 1) и 2), выполненных в основном в ЛВЭ ОИЯИ, а также других лабораториях, и обсуждаются результаты и перспективы развития этого направления физики элементарных частиц.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная информация извлекалась из фотографий 55-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ [3], полученных в двух экспозициях.

1. Нейтронная экспозиция с импульсным спектром, простирающимся от 2,0 до 10,9 $\text{Гэв}/c$. Аппроксимация этого спектра кривой Гаусса привела к среднему значению $\bar{P}_n = (7,07 \pm \pm 0,40) \text{ Гэв}/c$ и стандартному отклонению $\sigma = (2,84 \pm 0,36) \text{ Гэв}/c$. Интенсивность нейтронного пучка составляла 20 нейтронов в импульсе. Всего было получено 150 000 фотографий.

* См. доклад А. А. Кузнецова [12].

2. Экспозиция отрицательными пионами с импульсом $4,0 \text{ Гэв}/c$ ($\Delta P_{\pi}/p_{\pi} = \pm 1\%$). Поток составлял 10 пионов в импульсе машины. Было получено 120 000 фотографий.

Экспериментальная установка описана в статье [4].

3. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

3.1. Просмотр, измерения и идентификация событий

Поиск актов взаимодействия нейтронов в пропане с рождением V^0 -частиц выполнен с эффективностью 98% в трех независимых просмотрах. После визуального отбора эти события группировались в следующие классы.

1. Протоноподобные события с полным электрическим зарядом $Q = +1$, барионным числом $B \leq 2$ — одно-, трех- и пятилучевые.

2. Нейтроноподобные события с полным электрическим зарядом $Q = 0$, барионным числом $B \leq 2$ — двух- и четырехлучевые.

3. Углеродные события, в которых вышеупомянутые критерии не удовлетворялись.

Каждое событие измерялось два раза и после геометрической реконструкции подвергалось дальнейшей обработке лишь в том случае, если параметры события из независимых измерений совпадали в пределах однократной погрешности. В противном случае после анализа по соответствующим критериям оно либо вновь измерялось, либо отбрасывалось.

В принятых после этого анализа событиях, V^0 -частицы подвергались кинематической идентификации. Статистическая проверка гипотез — $V^0 \equiv \Lambda$ -гиперон или $V^0 \equiv K^0$ -мезон выполнялась методом наименьших квадратов с использованием трех независимых из четырех уравнений законов сохранения ($3C$ — фит). Событие принималось, если в обоих независимых измерениях: 1) соответствующие значения χ^2_3 были меньше 11,5; 2) выполнялись дополнительные критерии компланарности; 3) подобранные параметры (импульсы, углы и т. д.) совпадали в пределах однократной погрешности. В противном случае событие вновь анализировалось и либо измерялось, либо отбрасывалось.

Следы заряженных частиц звезд и V^0 -частиц идентифицировались при сравнении визуальных оценок ионизации данного следа и проходящих в непосредственной близости от него следов отрицательных пионов с минимальной ионизацией, с большей кривизной и со сравнимым углом погружения. Найти такие треки не составляло труда ввиду достаточной загруженности фотографий. Особенно удобны для описанной процедуры стереоскопические луны.

Идентификация заряженных частиц таким способом оказалась надежной для импульсов, не превосходящих $1,0 \text{ Гэв/с}$. В ограниченном числе случаев частицы с большими импульсами удавалось отождествить с π^+ -мезонами при помощи измерения длин δ -электронов.

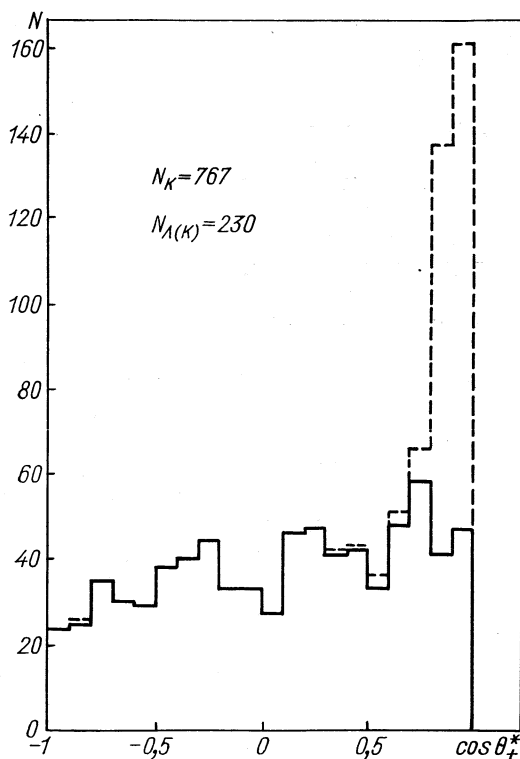


Рис. 1. Угловое распределение положительной частицы распада в системе покоя K^0 -мезона: сплошная линия — K -мезоны; пунктирная — $\Lambda(K)$ — неразделенные V^0 -частицы.

В тех случаях, когда значения χ_3^2 для Λ - и K^0 -гипотез оказывались в пределах доверительного интервала и выполнялось условие

$$\Delta\chi_3^2 = |\chi_3^2(\Lambda) - \chi_3^2(K^0)| \geq 3,$$

предпочтение отдавалось гипотезе с меньшим значением χ_3^2 . Это заключение всегда проверялось идентификацией положительной частицы распада, когда импульс его не превосходил $1,0 \text{ Гэв/с}$. Вместе с тем можно показать, что V^0 -частицы с $\Delta\chi_3 < 3$, которые не могут быть идентифицированы по ионизации положительного

следа распада, с вероятностью $\sim 93\%$ являются Λ -гипер
 Этот вывод основан на том, что угловые распределения положительных частиц распада как Λ -гиперона, так и K^0 -мезона, должны быть изотропными в системе покоя V^0 -частицы.

Оказалось, что почти у всех так называемых «неразделенных» V^0 -частиц или Λ (K), $\cos \theta_+ > 0,8$ в системе покоя, если интерпретировать их как K^0 -мезоны. Суммирование этого распределения с близким к изотропному распределению по $\cos \theta_{\pi^+}$ идентифицированных K^0 -мезонов резко искажает его (рис. 1). В противоположность этому суммирование распределения по $\cos \theta_+$ для

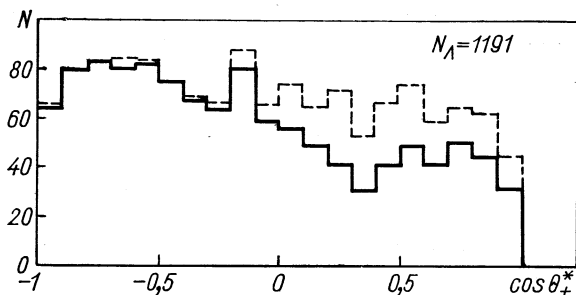


Рис. 2. Угловое распределение положительной частицы распада в системе покоя Λ -гиперона: сплошная линия — Λ -гипероны; пунктирная — Λ (K) — неразделенные.

случаев Λ (K), интерпретированных как Λ -гипероны с распределением по $\cos \theta_p$ протонов распада идентифицированных Λ -гиперонов, делало это распределение более изотропным (рис. 2). Можно оценить, что $\sim (7 \pm 3)\%$ Λ (K) событий могут быть интерпретированы как K^0 -мезоны. Поскольку число Λ (K) событий составляло менее 20% числа Λ -гиперонов, возможная примесь ложно идентифицированных K^0 -мезонов как Λ -гиперонов в статистике гиперонов была менее 2%.

В качестве калибровочной была вычислена масса K^0 -мезона по измеренным параметрам, оказавшаяся равной $(501,9 \pm 3,5) M_{\pi}/c^2$. Все сказанное выше о нейтронной экспозиции справедливо и для пионной.

Разделение актов взаимодействия первичных частиц в пропане (C_3H_8) на углеродные и протоноподобные имеет некоторые особенности.

Событие, полученное в пионной экспозиции и содержащее более одного идентифицированного бариона, наверняка, относится к углеродным.

В нейтронной экспозиции ситуация несколько сложнее. Любое идентифицированное нейтронподобное событие ($B = 2$, $Q = 0$)

может возникнуть только в нейтрон-углеродном столкновении независимо от природы мишени внутри ядра (квазисвободный нейтрон, ядерный кластер и т. п.).

В противоположность этому протоноподобное событие с двумя идентифицированными барионами (без проверки гипотезы столкновения в элементарном акте нейтрон — протон) может возникнуть как в столкновении нейтрона с периферическими протонами ядра углерода, так и в столкновении со свободным протоном.

Для того чтобы разрешить эту неопределенность, необходим дальнейший анализ. Был разработан достаточный, но не необходимый критерий того, что протоноподобное событие не могло быть рождено в столкновении нейтрона со свободным протоном. Этот критерий основан на простых кинематических аргументах.

Рассмотрим двухбарионную систему, например, (Λp) с фиксированной эффективной массой $M_{\Lambda p}^0$, образовавшуюся в столкновении нейтрона со свободным протоном в трехчастичном конечном состоянии $(m=3) np \rightarrow \Lambda p K^0$. Если при фиксированном импульсе нейтрона $P_n = P_n^0$ импульс системы (Λp) в с. ц. м. $P_{\Lambda p}^c$ антипараллелен импульсу нейтрона, т. е. $\theta_{\Lambda p}^c = \pi$, то для любого другого угла $\theta_{\Lambda p}^c \neq \pi$ выполняется в л. с. неравенство

$$P_{(\Lambda p)}^{(m=3)}(M_{(\Lambda p)}^0, P_n^0; \theta_{(\Lambda p)}^c = \pi) < P_{(\Lambda p)}^{(m=3)}(M_{(\Lambda p)}^0, P_n^0; \theta_{(\Lambda p)}^c \neq \pi).$$

Это неравенство справедливо также и для всех конечных состояний, содержащих более трех частиц ($m > 3$), даже для углов испускания (Λp) в с. ц. м. $\theta_{(\Lambda p)}^c = \pi$:

$$P_{(\Lambda p)}^{(m>3)}(M_{(\Lambda p)}^0, P_n^0; \theta_{(\Lambda p)}^c = \pi) < P_{(\Lambda p)}^{(m>3)}(M_{(\Lambda p)}^0, P_n^0; \theta_{(\Lambda p)}^c \neq \pi).$$

Наконец, импульс системы (Λp) в лабораторной системе достигает своего наименьшего значения при наибольшем импульсе налетающего нейтрона $P_n^{\text{макс}} = 10,9 \text{ Гэв}/c$, в трехчастичных конечных состояниях ($m=3$) и при $\theta_{(\Lambda p)}^c = \pi$. Явное выражение $P_{(\Lambda p)}^{(m=3)}(M_{(\Lambda p)}^0, P_n^{\text{макс}}; \theta_{(\Lambda p)}^c = \pi)$ легко получить с помощью формул релятивистской кинематики. Меняя $M_{(\Lambda p)}^0$, можно получить кривую зависимости наименьших из возможных импульсов системы (Λp) в л. с. от массы (Λp) . Критерий применяется следующим способом.

Для протоноподобного события содержащего Λ -гиперон, протон и более легкие частицы, вычисляется эффективная масса $M_{(\Lambda p)}^{(\text{соб})}$ и $P_{(\Lambda p)}^{(\text{соб})}$. Подставив $M_{(\Lambda p)}^{(\text{соб})}$ в выражение для наименьшего импульса (Λp) , получим $P_{(\Lambda p)}^{(m=3)}(M_{(\Lambda p)}^{(\text{соб})}, P_n^{\text{макс}}; \theta_{(\Lambda p)}^c = \pi)$. Тогда неравенство

$$P_{(\Lambda p)}^{(\text{соб})} < P_{(\Lambda p)}^{(m=3)}(M_{(\Lambda p)}^{(\text{соб})}, P_n^{\text{макс}}; \theta_{(\Lambda p)}^c = \pi) \quad (1)$$

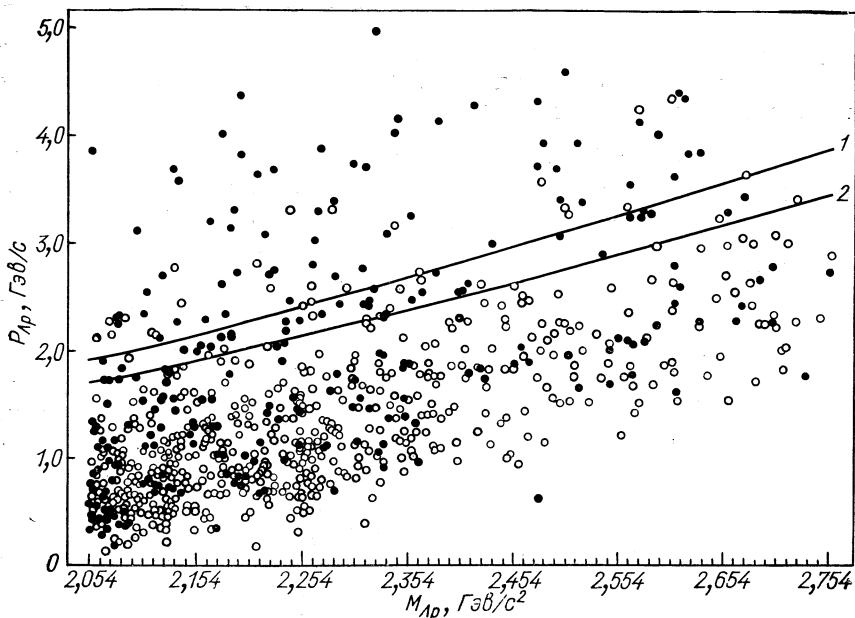


Рис. 3. Диаграмма рассеяния $P_{\Delta p} - M_{\Delta p}$:

Черные кружки — протоноподобные события; светлые — углеродные события; кривая 1 — зависимость импульса системы (Δp) на пороге $P_n^{\text{порог}}$ рождения массы $M_{(\Delta p)}$ на свободном протоне в реакции $np \rightarrow p\Delta K$ в л. с.; 2 — $P_{\Delta p}(m=3)(M_{\Delta p}^{p_{\text{макс}}}_n; \theta_{\Delta p} = \pi)$.

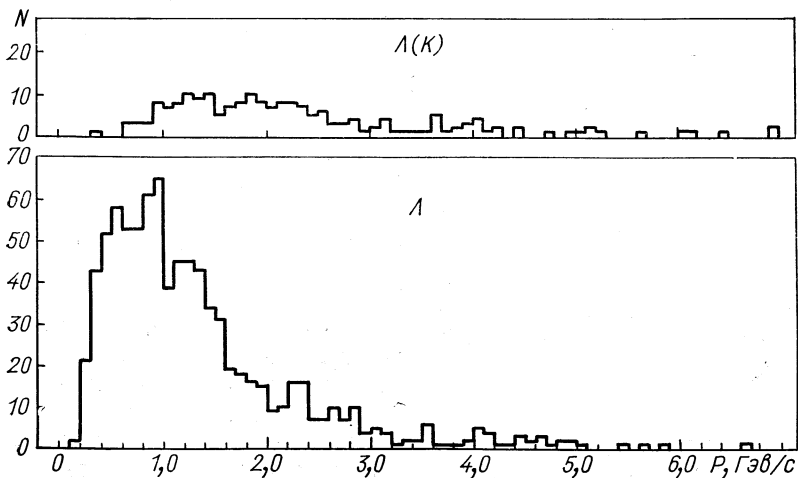


Рис. 4. Импульсные распределения Λ -гиперонов и неразделенных $\Lambda(K)$ -частиц в л. с.

означало бы, что рассматриваемое протоноподобное событие не могло возникнуть в столкновении нейтрона со свободным протоном, в то время как неравенство

$$P_{(\Delta p)}^{(\text{cob})} > P_{(\Delta p)}^{(m=3)} (M_{(\Delta p)}^{(\text{cob})}, P_n^{\text{макс}}; \theta_{(\Delta p)}^c = \pi) \quad (2)$$

означало бы возможность возникновения этого события в столкновениях нейтрона как со свободным протоном, так и с ядром (не

конкретизируя природу мишени в ядре). Таким образом, приходим к достаточному, но не необходимому критерию рождения протоноподобного события в ядре.

Все протоноподобные события сравнивались с этим критерием. В статистику включались только события, удовлетворяющие неравенству (1).

Одновременно для всех протоноподобных событий испытывалась гипотеза об их возникновении в столкновениях нейтронов со свободным протоном, приводящих к соответствующим каналам реакций. Для этой цели применялись χ^2 -тесты с тремя и нуль степенями свободы (ЗС- и ОС-фит, так как пучок нейтронов немонотонно энергетичен). Все события, удовлетворяющие неравенству (1), как и следовало ожидать, не удовлетворяли испытанным гипотезам. Менее 10% событий, удовлетворяющих неравенству (2), не удовлетворяли гипотезе рождения на свободных протонах.

Для части статистики была построена диаграмма рассеяния $P_{(\Delta p)}^{(\text{cob})} - M_{(\Delta p)}^{(\text{cob})}$ (рис. 3, без учета весов). Характерно, что 96% углеродных событий попадает в область ниже кривой 2.

В заключение можно отметить, что, несмотря на относительно скромные размеры камеры, ситуацию с результатами первичной обработки можно считать благополучной. Причины этого следует искать, во-первых, в удачной конструкции камеры и оптической системы ее.

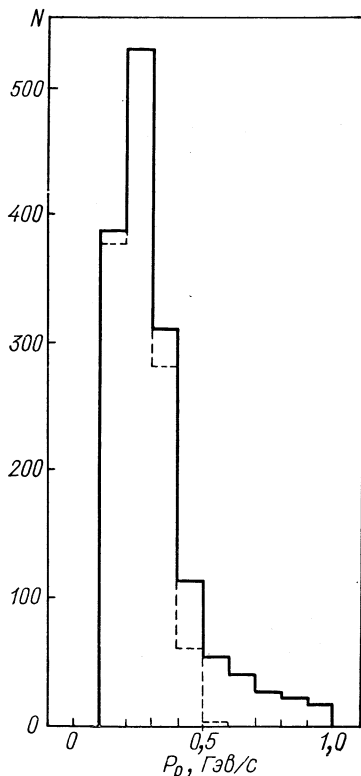


Рис. 5. Импульсные распределения протонов в л. с. Пунктир — протоны, останавливающиеся в пропане.

Так, средние значения отклонений повторных измерений и их среднеквадратические отклонения по трем координатам оказались равными $\overline{\Delta X} = -(10 \pm 1)$ мкм, $\sigma_x = (110 \pm 3)$ мкм, $\overline{\Delta Y} = (10 \pm 1)$ мкм, $\sigma_y = (190 \pm 6)$ мкм, $\overline{\Delta Z} = -(50 \pm 6)$ мкм, $\sigma_z = (550 \pm 10)$ мкм.

Во-вторых, импульсные спектры V^0 -частиц, испущенных в углеродных взаимодействиях, относительно мягкие. Так, импульсный спектр Λ -гиперонов довольно круто обрывается при $1,6$ Гэв/с (рис. 4). В пионной экспозиции эта граница отходит до $1,4$ Гэв/с.

Более 80% протонов с импульсом менее $1,0$ Гэв/с, испущенных из звезд и вошедших в статистику, останавливались в пропане (рис. 5).

3.2. Эффективность регистрации V^0 -событий

Источником наибольших систематических погрешностей эксперимента являлись ограниченные размеры камеры, приводящие к потере V^0 -частиц, распадающихся за ее пределами. Соответствующие поправки вводились при помощи специально разработанного строгого метода вычисления геометрической эффективности регистрации V^0 -событий [5].

Метод основан на моделировании процессов рождения и распада каждого события, зарегистрированного камерой в реальных условиях эксперимента.

V^0 -событием мы называем набор частиц, включая и V^0 -частицу, испущенных из вершины взаимодействия, четырехмерные векторы энергии — импульса которых используются в дальнейшем для вычисления эффективных масс и построения их спектров, например, (Δp) , $(\Delta \Lambda)$ и т. д. Три величины — импульсы, полярные углы и азимутальные углы между частицами, т. е. относительные азимутальные углы, определяются динамикой первичных взаимодействий. Поэтому они были названы динамическими параметрами.

Ввиду того что теория сильных взаимодействий еще не создана, невозможно строго предсказать вероятности рождения событий данного сорта. Наоборот, эти вероятности должны быть получены из эксперимента. Это значит, что динамические параметры каждого события при вычислении эффективности его регистрации должны быть зафиксированы в качестве исходных данных. Все остальные параметры, которые мы называем статистическими, как, например, положения вершин звезд, длины пробегов V^0 -частиц до распада, азимутальные углы плоскостей рождения частиц события, азимутальный угол плоскости распада V^0 -частицы в плоскости, нормальной к вектору ее импульса, распределение интенсивности пучка по его сечению и т. д., могут быть промоделиро-

ваны согласно соответствующим а priori известным законам распределений. Учитывались также законы симметрии взаимодействий относительно отражений и вращений. Длины следов заряженных частиц ограничивались, исходя из погрешности измерений импульсов.

Вычислительная процедура сводилась к интегрированию по всем статистическим параметрам методом Монте-Карло. Геометрическая эффективность каждого события определялась как отношение

$$\varepsilon = n/N, \quad \Delta\varepsilon = \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)/N}$$

числа n промоделированных событий, V^0 -частицы которых распались в пределах камеры и могли быть идентифицированы как Λ -гипероны или K -мезоны, к полному числу N промоделированных событий, включающему и n событий. Этот метод позволяет вычислять геометрическую эффективность регистрации V^0 -событий с любой наперед заданной погрешностью, зависящей от полного числа N . После интегрирования по всем статистическим параметрам эффективность должна зависеть только от динамических параметров. Однако из-за приближенного метода интегрирования сохраняется некоторый разброс. Стандартное отклонение для каждого отдельного события $\Delta\varepsilon = \sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)/N}$, $\lim_{N \rightarrow \infty} \Delta\varepsilon = 0$. Каждому событию приписывался вес, равный обратной величине эффективности: $g = \varepsilon^{-1}$. Средний вес в нейтронной экспозиции составлял для углеродных событий 1,53.

3.3. Разрешение по эффективным массам

Одной из характеристик качества методики эксперимента, позволяющей судить о значимости пиков, обнаруженных в спектрах эффективных масс, служит так называемая функция разрешения. Согласно работе [6], пик в спектре масс может считаться значимым, если ширина его по крайней мере не меньше ширины функции разрешения. Знание функции разрешения необходимо, кроме того, для вычисления физической ширины резонанса.

Полная ширина функции разрешения на полувывоте для системы (Λp) , вычисленная по рекомендациям работы [6], равна $(15,0 \pm 2,0) \text{ Мэв}/c^2$ в области пика $2252 \text{ Мэв}/c^2$. Среднее погрешностей эффективной массы (Λp) , вычисляемых по кинематической программе для начальной части спектра, равно $(3,0 \pm 0,1) \text{ Мэв}/c^2$ (медленные Λ -гипероны и останавливающиеся в камере протоны). Та же величина для системы (pp) составляет $(2,0 \pm 0,1) \text{ Мэв}/c^2$. Полная ширина на полувывоте функции разрешения для системы $(\Lambda\Lambda)$ равна $(22,0 \pm 4,0) \text{ Мэв}/c^2$ в области пика $\sim 2370 \text{ Мэв}/c^2$.

3.4. Вычисление параметров резонансов

Эффективные массы систем и ряд других необходимых величин вычислялись на ЭВМ по специальным программам. В гистограммы эффективных масс каждое событие входило со своим весом.

Пики в спектрах масс аппроксимировались методом наименьших квадратов, методом максимума правдоподобия и методом минимума χ^2 . Предварительно аппроксимирующие кривые (формула Брейта — Вигнера и формула (5)) конвертировались в гистограммы с шагом, равным шагу экспериментальной гистограммы. Учитывался также фон.

Параметры резонансов вычислялись с учетом ширины функции разрешения согласно процедуре, развитой в работе [7].

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМ СО СТРАННОСТЬЮ, ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ

4.1. Система (Λp):
 $Y = 1, B = 2,$
 $S = -1$

Спектр эффективных масс (Λp) был получен в ЛВЭ ОИЯИ при изучении взаимодействий нейтронов с ядрами углерода, приводящих к образованию протоноподобных однолучевых событий, удовлетворяющих критерию (1) и содержащих по одному протону и Λ -гиперону.

На рис. 6 показано распределение этих событий по полной кинетической энергии Λ -гиперона и протона в системе (Λp): $Q_{(\Lambda p)} = M_{(\Lambda p)} - (M_\Lambda + M_p)$. В виду малой статистики шаг гистограммы был выбран

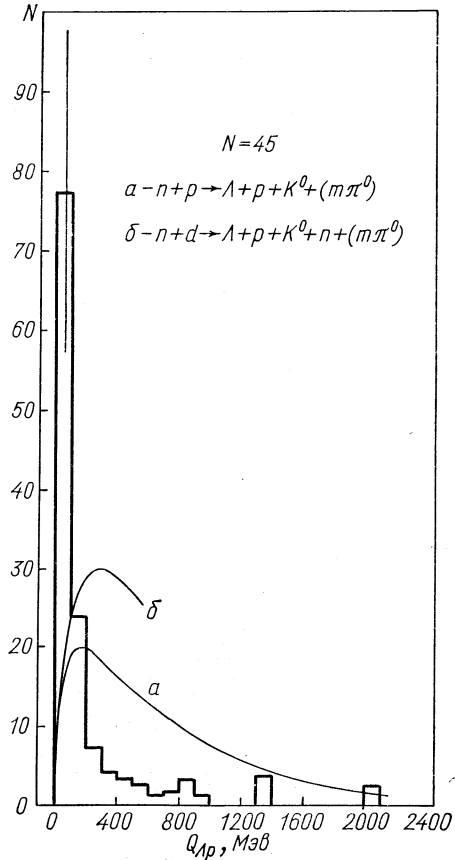


Рис. 6. Спектр эффективных масс (Λp) протоноподобных однопротонных событий ($n_s = 1$):

a — распределение фазовых объемов для взаимодействия нейтронов с квазисвободными протонами; b — то же для столкновения нейтрона с квазисвободной дейтроноподобной мишенью (1963 г.)

равным $100 \text{ Мэв}/c^2$. Ясно видно резкое отличие экспериментальной гистограммы от распределения фазовых объемов, просумми-

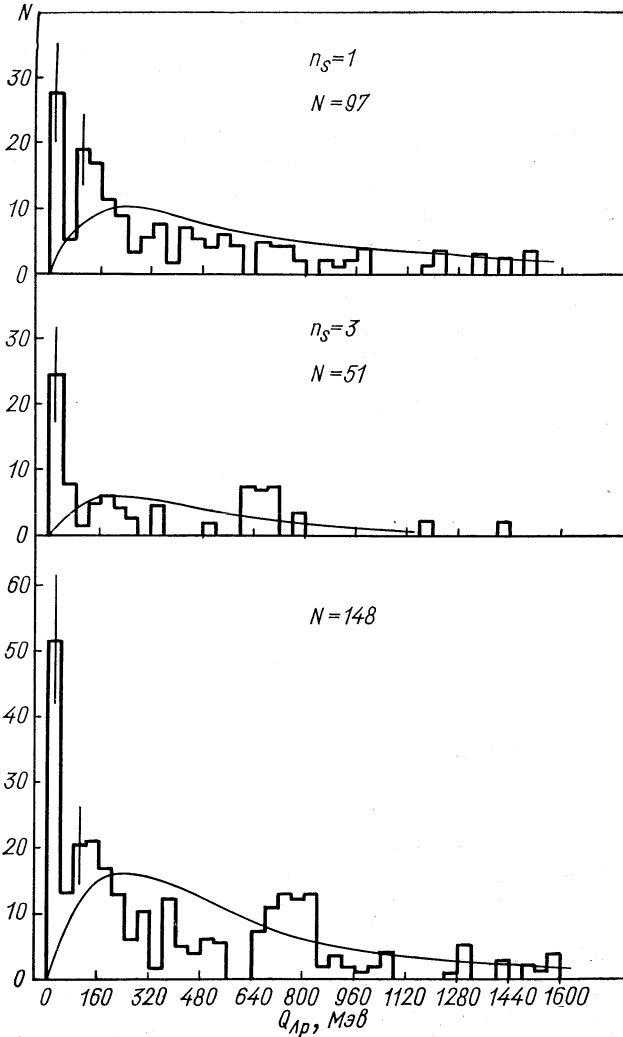


Рис. 7. Спектры масс (Δp) однолучевых и трехлучевых протоноподобных событий. Внизу — суммарный спектр (1965 г. . .

рованных по ряду каналов реакций взаимодействия нейтронов с квазисвободными протонами (кривая *a*) и с дейтоноподобными кластерами в ядре углерода (кривая *б*) [12].

В связи с обнаружением особенности в первом интервале гистограммы было высказано предположение о возможности существования резонансов в системе (Λp) с массами, близкими к сумме масс Λ -гиперона и протона.

Следующий результат (1965 г.) [12], полученный для протоноподобных однолучевых и трехлучевых событий, показан на рис. 7 [12]. Увеличение статистики позволило уменьшить шаг гистограммы до $40 \text{ Мэв}/c^2$. Тем не менее характер спектра с выраженной

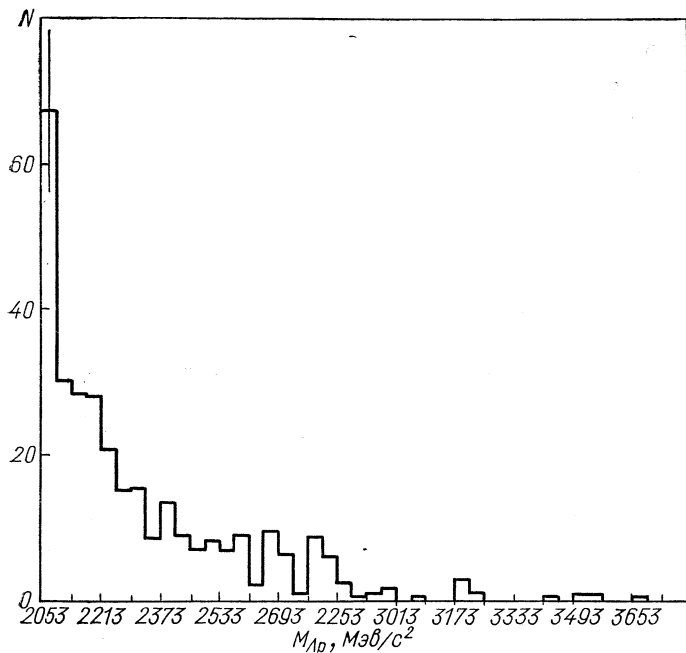


Рис. 8. Спектр масс (Λp) протоноподобных событий (1967 г.).

особенностью в первом интервале сохранился. Наметилась еще одна особенность при больших массах в интервале (2190—2260) $\text{Мэв}/c^2$.

Общий характер спектра масс (Λp) сохранился и в результатах 1967 г. [8], в которых наряду с протоноподобными событиями (рис. 8) были представлены события на ядрах углерода (рис. 9). На последнем рисунке кроме концентрации событий в первых двух интервалах видна особенность в области масс (2213—2300) $\text{Мэв}/c^2$. В спектре масс протоноподобных событий в области масс (2100—2300) $\text{Мэв}/c^2$ имеется «плечо».

Не имея в то время возможности подробно изучить область спектра (2213—2300) $\text{Мэв}/c^2$ из-за недостаточной статистики угле-

родных событий, мы высказали предположение, что эта особенность, по-видимому, может быть ассоциирована с обнаруженной ранее в сходных, но не тождественных условиях в работе [9] особенностью при $2220 \text{ Мэв}/c^2$.

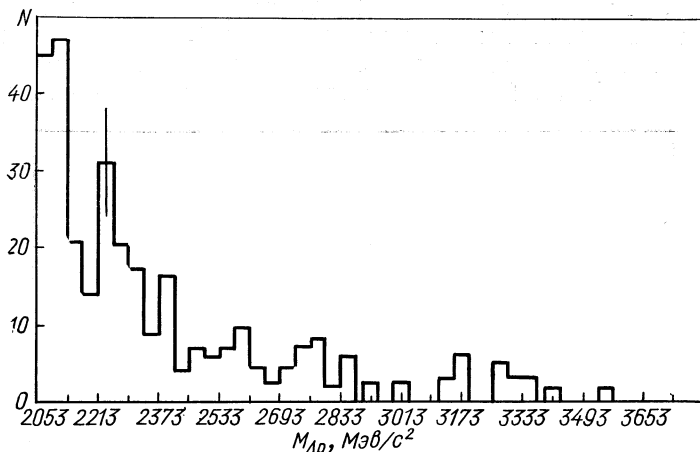


Рис. 9. Спектр масс (A_p) углеродных событий (1967 г.).

В работе 1968 г. [10] было показано, что пик в начале спектра масс (A_p) вызван взаимодействием Λ -гиперона и протона в конечном состоянии или, что то же, резонансом на виртуальном уровне системы (A_p) при $(4,8 \pm 1,1) \text{ Мэв}/c^2$.

Установленная в рассмотренных выше работах устойчивость формы спектра эффективных масс (A_p) к увеличению объема статистической выборки вызвала необходимость проверки полученных результатов в измененных условиях опыта. При этом мы исходили из того, что если вообще существуют резонансы (A_p), т. е. соответствующая S -матрица имеет парные полюсы, расположенные в нижней половине комплексной плоскости энергий симметрично относительно мнимой оси, то в изолированной системе (A_p), каким бы способом она ни получалась, эти резонансы будут иметь место. Однако в реальном опыте система (A_p) генерируется на фоне нерезонансных процессов образования Λ -гиперонов и протонов. Поэтому вопрос о том, проявится ли резонанс в данной постановке опыта, зависит от конкретных условий, например от природы налетающей частицы и мишени, энергии взаимодействия и т. п. Однако, если в двух постановках опыта ожидаемые фоновые условия можно считать не сильно различающимися, то имеет смысл проварьировать природу бомбардирующей частицы или и природу и энергию ее.

Поэтому параллельно с изучением спектров эффективных масс (A_p) из взаимодействий $n'_{66}C_{66}^{12}$ при среднем импульсе нейтронов

7,07 Гэв/с мы приступили к изучению таких же спектров, полученных из взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 4,0 Гэв/с с ядрами углерода в той же пропановой пузырьковой камере.

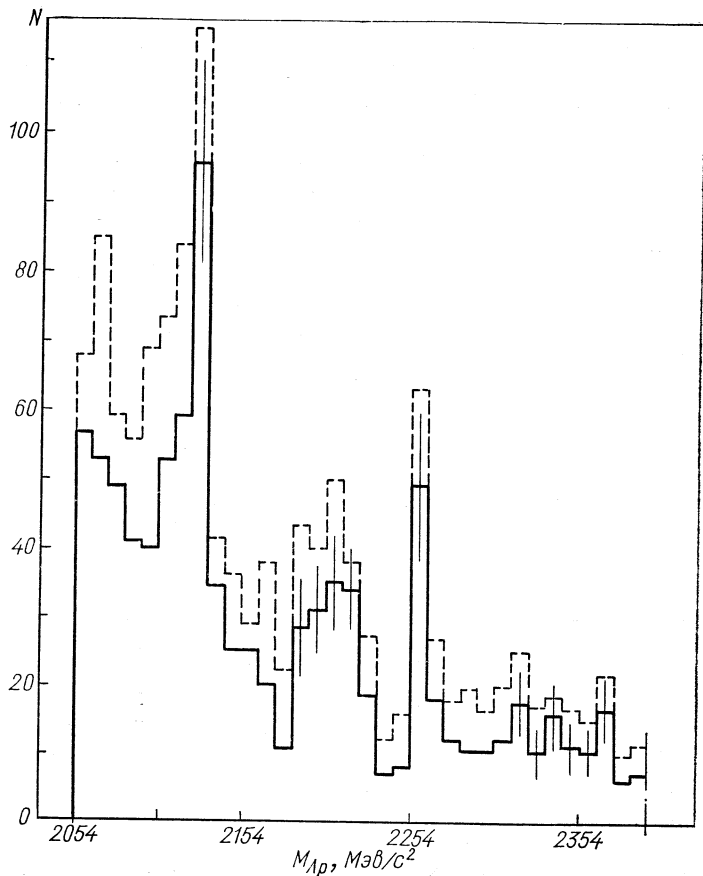


Рис. 10. Спектр масс (Λp) из пионной экспозиции: сплошная линия соответствует гистограмме, нормированной на число гиперонов; пунктир — все комбинации (1969 г.).

Таким образом, в новом опыте была изменена природа первичной частицы, а энергия ее была уменьшена почти вдвое. (Автор благодарен А. А. Кузнецову и членам его группы, предоставившим в его распоряжение материалы просмотра фотографий пионного облучения камеры.)

В работе [11] был получен спектр эффективных масс системы (Λp) для 586 взаимодействий $\pi^-_6 C^{12}_6$ при 4,0 Гэв/с с Λ -гипероном и (1—5) протонами в конечных состояниях (рис. 10). Сплош-

ная гистограмма нормирована на число Λ -гиперонов, т. е. содержит массы однопротонных событий с соответствующими геометрическими весами g_i и массы комбинаций (Λp) многопротонных событий с весами g_j/n_{pj} , где n_{pj} — число протонов в событии с индексом j . Пунктиром показана гистограмма, не нормированная на число гиперонов и содержащая 898 комбинаций, каждая из которых входит только с геометрическим весом данного события ($n_{pj} = 1$).

Объем выборки позволил снизить шаг гистограммы до $10 \text{ Мэв}/c^2$, что подтвердило пик при $2058 \text{ Мэв}/c^2$ и особенность в интервале масс $(2180—2230) \text{ Мэв}/c^2$ и выявило пик при 2127 и новый пик при $2256 \text{ Мэв}/c^2$ с шириной $\Gamma \lesssim 30 \text{ Мэв}/c^2$.

В работе 1969 г. [12] было показано, что если предположить, что эффективный радиус и длина рассеяния (Λp) в синглетном и триплетном состояниях равны, т. е. $a_s = a_t = a_{(\Lambda p)}$ и $r_s = r_t = r_{(\Lambda p)}$, то длина рассеяния должна быть отрицательной величиной. Этот предварительный результат был получен при обработке пика с массой $2058 \text{ Мэв}/c^2$ в рамках теории Ватсона о взаимодействиях частиц в конечных состояниях [13]. При этом были использованы спектры масс (Λp) как из нейтронной экспозиции, так и спектры, комбинированные по двум экспозициям.

Пик с массой $2127 \text{ Мэв}/c^2$, которая близка к сумме масс Σ -гиперона и протона, не получил в этой работе однозначную интерпретацию. Было высказано предположение, что природа его обусловлена либо эффектами отрицательной длины рассеяния ΣN и последующей конверсии $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$, либо истинным резонансом (Λp) с массой $2127 \text{ Мэв}/c^2$.

В 1970 г. объем статистики конечных состояний (Λp) в нейтронной экспозиции был доведен до 1165, причем 798 из них составляли события с одним протоном, Λ -гипероном и π - и K -мезонами, а остальные 367 событий содержали два протона, Λ -гиперон и легкие частицы [14].

Спектр масс (Λp) однопротонных событий показан на рис. 11. Спектр эффективных масс (Λp) всех 1165 событий, нормированный на число гиперонов, показан на рис. 12. Статистическая значимость пиков при 2058 , 2127 , $2252 \text{ Мэв}/c^2$ определяется более чем четырьмя стандартными отклонениями. Полные ширины двух последних пиков $\lesssim 30 \text{ Мэв}/c^2$, т. е. больше полной ширины функции разрешения на ее полувысоте. Обращает на себя внимание сходство спектров масс (Λp) из пионной и нейтронной экспозиций.

В экспериментах поискового характера, подобных описываемым, возникает вопрос о возможности имитации полученных результатов различного рода фоновыми процессами. В нашем случае знание фона необходимо еще и для определения значимости пиков и параметров возможных резонансов. Вычислить фон в рамках строгой теории, за отсутствием таковой, не представляется

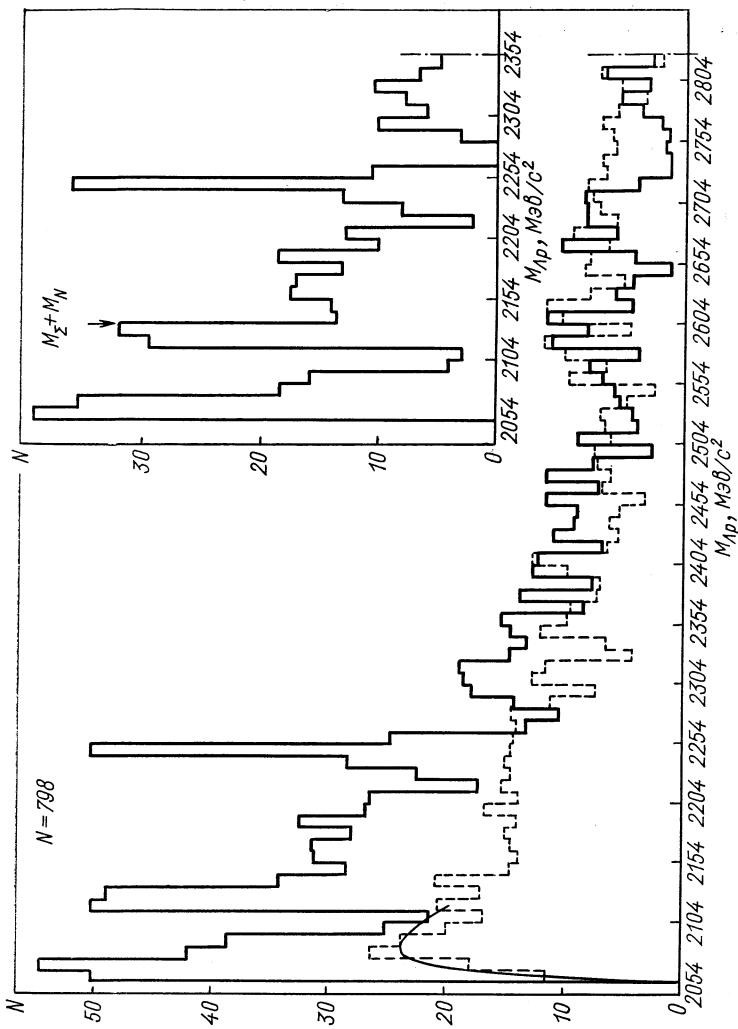


Рис. 11. Спектр масс (Δp) (нейтронная экспозиция, 1970 г.): пунктиром показан фон (импульсное приближение); сплошная кривая — степенная функция, аппроксимирующая начальную часть спектра. Во вставке показан спектр масс без фона.

возможным. Это относится не только к случаю взаимодействия быстрых частиц с ядром, но и к взаимодействиям элементарных частиц. Выход из положения мы видим в создании наиболее правдоподобной модели реальных процессов, учитывающей наиболее вероятные из них.

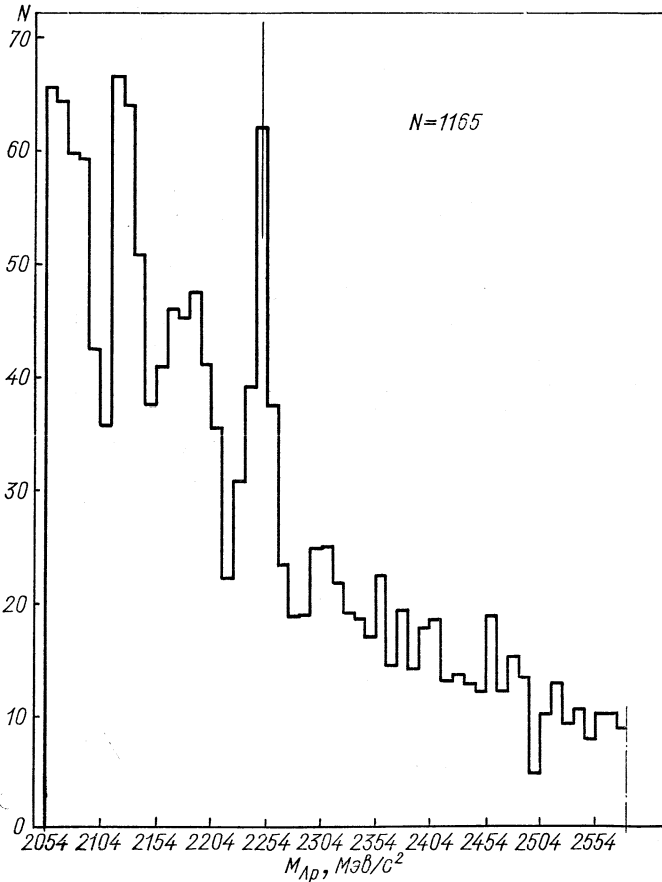


Рис. 12. Спектр масс (Λp) одно- и двухпротонных событий (нейтронная экспозиция, 1970 г.).

Поскольку приходится изучать столкновения нейтронов с ядрами углерода, вполне естественно предположить, что наблюдаемый спектр эффективных масс возникает в результате комбинаций четырехмерных векторов энергий — импульса Λ -гиперонов и протонов, рожденных не в одном и том же, а в различных актах взаимодействия первичной, либо первичной и одной из вторичных частиц внутри ядра.

Рассмотрим в качестве примера протоноподобные трехлучевые события, удовлетворяющие критерию (1), т. е. возникшие в результате взаимодействия нейтронов с ядрами углерода:

$$\begin{aligned} n_{06}^1 C_6^{12} &\rightarrow p\pi^+\pi^-\Lambda K_0^0 B_5^{11} (m\pi^0) \\ &\rightarrow p\pi^+\pi^-\Lambda K n_5 B_5^{10} (m\pi^0) \\ &\rightarrow p\pi^+\pi^-\Lambda K Z n_3 B_5^8 (m\pi^0), \\ m &= 0, 1, 2 \dots \end{aligned}$$

или те же реакции с заменой π^+ и K^0 -мезонов K^+ -мезоном. Любое из этих протоноподобных конечных состояний с образованием стабильного изотопа бора могло возникнуть не только в элементарном акте столкновения нейтрона с протоном, но и в различных актах процесса ядерного каскада.

Например, второе из конечных состояний могло быть образовано в результате следующих каскадных процессов:

$$\begin{aligned} n_{06}^1 C_6^{12} &\rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda K n (m\pi^0)_5 C_6^{11}; \\ \left\{ \begin{array}{c} n \\ \Lambda \\ K \\ \pi \end{array} \right\} &_5 C_6^{11} \rightarrow \Lambda K p \pi^+\pi^- n_5 B_5^{10} (m\pi^0) \end{aligned}$$

и т. д. Такая схема позволяет использовать экспериментальные данные для того, чтобы попытаться промоделировать наблюдаемый спектр масс (Δp). Тогда трехлучевые протоноподобные события могут быть сконструированы из протонов, взятых из реальных трехлучевых протоноподобных событий и из реальных же двухлучевых нейтроноподобных событий, образованных в реакциях $n_0^1 n_0^1 \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda K^0 n_0^1 (m\pi^0)$. При этом необходимо, чтобы импульсные и угловые распределения по полярному углу вылета Λ -гиперонов, взятых из двухлучевых событий совпадали с соответствующими распределениями Λ -гиперонов из реальных трехлучевых событий. Оказалось, что в пределах статистических погрешностей это условие выполняется. Таким образом, только относительные азимутальные углы между гиперонами и протонами оставались свободными и при комбинировании всех протонов со всеми гиперонами менялись от 0 до 2π . В статистику фона брались лишь те события, которые удовлетворяли критерию (1) и суммарный импульс системы (Δp) которых не превосходил максимального в (np) -столкновениях. Всего было промоделировано 2438 трехлучевых событий, из которых «выжило» 1232, удовлетворивших приведенным критериям для реальных событий.

Примененная схема удовлетворяет условиям импульсного приближения и в то же время свободна от различных предположений о структуре ядра.

Применение любой модели ядра потребовало бы учета всех взаимодействий первичных и вторичных частиц с нуклонами ядра, образования и распада всех известных резонансов, в то время как частицы, взятые из эксперимента, уже несут всю эту информацию. Кроме того, необходим также учет поправок на все экспериментальные выборки, например на эффективность идентификации заряженных частиц в зависимости от импульсов и углов погружения, условий освещения камеры и т. п., многие из которых требуют специальных калибровочных опытов, невыполнимых после завершения экспозиции. В противоположность этому в предложенном методе все эти проблемы решаются автоматически.

Протоны, использованные для моделированных трехлучевых событий, несут часть информации о пиках спектра масс (Δp). Если существуют пики в спектрах масс (Δn), то гипероны из двухлучевых событий должны нести информацию об этих пиках. Однако очевидно, что моделированный спектр (Δp) не содержит резонансов (Δp), так как гипероны и протоны взяты из событий разных классов.

Фон, вычисленный по этой модели и показанный на рис. 11, не содержит каких-либо значимых особенностей, несмотря даже на то, что объемы выборок фона и эксперимента сравнимы.

Мы рассмотрели двухступенчатый процесс образования Λ -гиперонов и протонов. Совершенно очевидно, что увеличение числа ступеней каскада привело бы к еще большему размытию спектра масс (Δp), главным образом из-за дальнейшего размытия распределений углов разлета гиперонов и протонов.

Таким образом, приходим к выводу, что каскадные процессы рождения Λ -гиперонов и протонов в ядре углерода не в состоянии имитировать наблюдаемые в опыте спектры масс (Δp).

Можно попытаться объяснить появление пиков в спектре масс (Δp) при помощи и других реакций.

Рассмотрим различные каналы реакций в столкновениях нейтронов с протонами. Очевидно, что имитация пиков вероятнее всего в тех каналах, в которых: 1) кинематические корреляции между гипероном и протоном наибольшие, 2) вторичные протоны в лабораторной системе медленные ($P_p < 1,0 \text{ Гэв}/c$) и могут быть идентифицированы по ионизации, 3) импульс системы (Δp) удовлетворяет неравенству (1). Эти условия наилучшим образом выполняются в квазидвухчастичных реакциях

$$np \rightarrow pN, \quad (3)$$

где изобара N обладает спином $S > \frac{1}{2}$ и с достаточно высокой вероятностью распадается на Λ -гипероны и K^0 -мезоны

$$N \rightarrow \Lambda K^0 \quad (4)$$

в тех топологиях, в которых импульсы и Λ -гиперона, и протона в с. ц. м. реакции антипараллельны импульсу нейтрона.

Из всех известных N изобар, распадающихся кроме других и по моде (4), нужно выбрать $N(1860) \frac{1}{2} \left(\frac{3^+}{2} \right)$, так как вероятность ее распада на Λ -гиперон и K -мезон наивысшая ($< 16\%$).

Спин $\frac{3}{2}$ обеспечивает анизотропию углового распределения продуктов распада в системе покоя изобары, что может служить одним из источников корреляции гиперона с протоном. Другие изобары, как, например, $N(1688) \frac{1}{2} \left(\frac{5^+}{2} \right)$ или $(1670) \frac{1}{2} \left(\frac{5^-}{2} \right)$, хотя и обладают большими значениями спина, не подходят из-за более чем на два порядка меньшей вероятности распада по моде (4).

Вероятность конечного состояния (pN) по изоспину равна 50%. Второе возможное конечное состояние (nN^+) следует опустить из-за отсутствия протона. Очевидно, что реакции (3) на свободном протоне не следует рассматривать вообще, так как соответствующие им события будут отвергнуты по критерию (1). Остаются реакции (3) на квазисвободных протонах ядра углерода.

Нетрудно показать простыми расчетами, что при любом импульсе нейтрона протоны, испущенные в переднюю полусферу с. ц. м. в лабораторной системе будут обладать импульсами, превосходящими $1,0 \text{ Гэв/с}$ и, потому не смогут быть идентифицированы. Следовательно, эти топологии должны быть опущены как не зарегистрированные в эксперименте. И наоборот, топологии с испусканием протонов в заднюю полусферу с. ц. м. должны быть сохранены. Вероятность таких топологий составляет 50%.

Можно также показать, что если импульс протона-мишени в л. с. направлен в переднюю полусферу, то импульс вторичного протона при любом импульсе нейтрона превосходит $1,0 \text{ Гэв/с}$ в л. с. Поэтому следует сохранить лишь топологии с ферми-импульсом мишени, направленным в заднюю полусферу л. с. Вероятность их также равна 50%.

Наконец, еще 50% топологий с вылетом гиперона распада изобары в переднюю полусферу с. ц. м. будут отвергнуты критерием (1).

Таким образом, в нашем эксперименте могут быть зарегистрированы наиболее опасные в смысле имитации пиков топологии реакции (3), когда Λ -гиперон и протон испускаются в заднюю полусферу с. ц. м. Однако вклад их с учетом вероятности моды (4), принятой равной 16% вероятности заряженной моды распада Λ -гиперона (65,3%) и средней эффективности регистрации его (65,0%), составляет менее 0,43%. Для вычисления абсолютной величины вклада мы приняли сечение рассматриваемой реакции при среднем импульсе нейтрона, равным сечению реакции $pp \rightarrow$

→ pN^+ [15] $\sigma = 600$ мкбарн. Тогда на 150 000 фотографий могло быть зарегистрировано менее 33 событий, родившихся в реакции (3) и могущих попасть в статистическую выборку (Лр). Оценка эта явно завышенная, так как мы считали, что все шесть протонов ядра углерода одинаково эффективны как мишени. Эффективная длина камеры была принята равной 40 см.

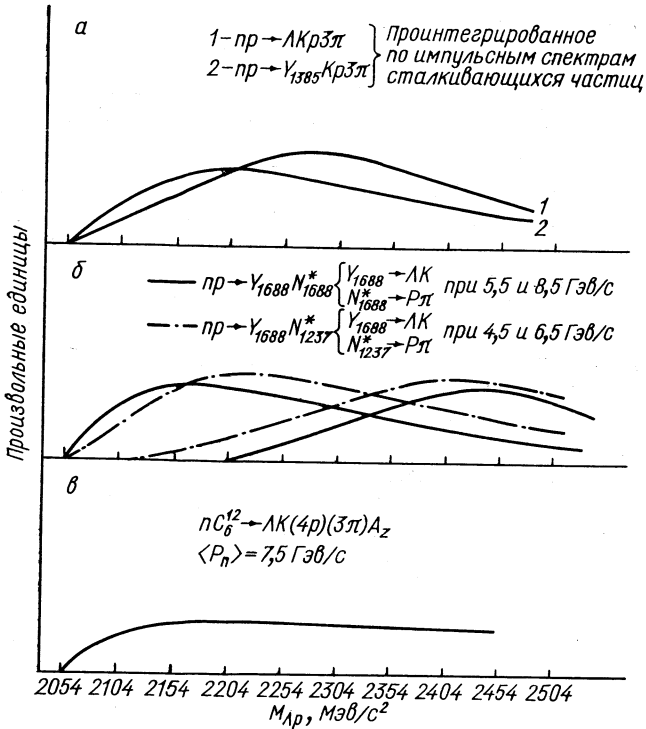


Рис. 13. Распределение фазовых объемов по $M_{(Lp)}$ для многочастичных конечных состояний при столкновениях нейтрона с квазисвободным протоном (а); то же для квазидвухчастичных процессов (б); то же для столкновения нейтрона с ядром углерода (в). Импульс протона в л. с. везде меньше 1,0 ГэВ/с.

Другим, чисто экспериментальным доказательством того, что реакции (3) не имитируют реальный спектр (Лр) из нейтронной экспозиции, служит сходство этого спектра с аналогичным спектром из пионной экспозиции.

В последнем случае реакция (3) может быть вызвана только вторичными протонами из взаимодействий первичных пионов со свободными или связанными протонами [события $\pi_6^- C_6^{12}$ не сопоставляются с критерием (1)].

Ввиду высокого порога рождения изобары N (1860) ($3,1 \text{ Гэв}/c$ на свободном протоне) вклад в поток быстрых нуклонов эффективно может давать только первая ступень ядерного каскада, т. е. взаимодействия первичного пиона с нуклоном. Однако вследствие сильной периферичности этих реакций при $4,0 \text{ Гэв}/c$, сечение испускания протонов вперед очень мало, не более 100 мкбарн , что практически исключает присутствие событий — продуктов реакции (3) в выборке пионной экспозиции. Между тем сходство спектров из двух экспозиций налицо.

На рис. 13 показаны распределения фазовых объемов для ряда квазидвухчастичных реакций при двух сильно различающихся импульсах нейтронов. Широкие ($\sim 300 \text{ Мэв}/c^2$) особенности меняют положение своих максимумов при переходе от одной энергии к другой на несколько сот мегаэлектронвольт. Интегрирование по импульсному спектру нейтронов приводит к полному сглаживанию этих кривых. Наконец, на том же рис. 13 показаны распределения фазовых объемов по $(M_{(\Delta p)})$ для различных многочастичных конечных состояний, а также для взаимодействий $n_{06}^1 C_{6}^{12}$.

Все приведенные аргументы говорят за то, что рассмотренные реакции не могут привести к спектрам масс (Δp) , имитирующих найденные в эксперименте.

В качестве фона для дальнейших расчетов был принят фон, вычисленный в импульсном приближении.

Возвращаясь к работе [14] следует отметить, что по поводу широкой особенности в области $(2154\text{—}2210) \text{ Мэв}/c^2$ было высказано предположение о том, что она может быть вызвана резонансом в системе (ΣN) . Однако здесь еще не все сделано. Предстоит учесть фон от реакции рождения Σ -гиперонов и последующей конверсии их в Λ -гиперон. Там же [14] высказано предположение, что пик с массой $2252 \text{ Мэв}/c^2$ вызван резонансом (Δp) .

В работах 1971 г. [16] статистика (Δp) в нейтронной экспозиции была доведена до 1548, а в работе 1972 г. [17] — до 1818. Число однопротонных событий было равно в работе [16] 806, а в работе [17] — 964. Спектры эффективных масс (Δp) показаны на рис. 14 (без фона) и рис. 15.

В работе [17] фон был вычислен более точно. Было разыграно 19 600 событий, из которых после сопоставления с критериями сохранилось 11 969 событий. Форма спектров осталась неизменной. Статистическая значимость характеризуется для пиков при 2058, 2127 и 2252 $\text{Мэв}/c^2$ соответственно 5,8, 5,2 и 4,3 стандартными отклонениями.

В нижней части рис. 15 приведена зависимость коэффициентов $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ от эффективной массы (Δp) . Эти коэффициенты определяются следующим образом:

$$\bar{\alpha} = \left\langle \left(\frac{F-B}{F+B} \right)_{\text{эксп}} - \left(\frac{F-B}{F+B} \right)_{\text{фон}} \right\rangle,$$

$$\bar{\beta} = \left\langle \left(\frac{P-E}{P+E} \right)_{\text{эксп}} - \left(\frac{P-E}{E+E} \right)_{\text{фон}} \right\rangle.$$

Здесь $F(B)$ — число гиперонов в заданном интервале масс испущенных в переднюю (заднюю) полусферу системы покоя (Δp) по отношению к полному импульсу системы. $P(E)$ — число гиперонов в заданном интервале масс с $|\cos \theta_{\Delta}| > 0,5$ ($< 0,5$), где θ_{Δ} — угол вылета гиперона по отношению к $P_{(\Delta p)}$ в системе покоя (Δp).

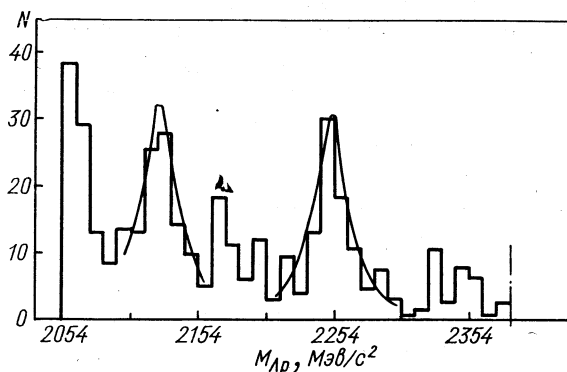


Рис. 14. Спектр масс (Δp) однопротонных событий без фона. Кривые — функции Брейта — Вигнера (нейтронная экспозиция, 1971 г.).

Ввиду малой относительной кинетической энергии гиперонов и их изотропного распределения в системе покоя ($\bar{\alpha} \approx 0$, $\bar{\beta} \approx 0$) в области пика $2058 \text{ MeV}/c^2$ естественно приписать его происхождение взаимодействию (Δp) в конечном состоянии и попытаться определить параметры рассеяния (Δp) более точно, чем это было сделано в работе 1969 г. [12]. Согласно теории Ватсона [13], сечение рассеяния в области низких энергий с учетом взаимодействия частиц в конечном состоянии выражается

$$\frac{d\sigma}{dk} \sim \frac{\pi}{4} \frac{k^2}{\left(-\frac{1}{a_s} + \frac{r_s k^2}{2}\right)^2 + k^2} + \frac{3\pi}{4} \frac{k^2}{\left(-\frac{1}{a_t} + \frac{r_t k^2}{2}\right)^2 + k^2}, \quad (5)$$

где a_s , a_t и r_s , r_t — длины рассеяния и эффективные радиусы в синглетном и триплетном состояниях; k — волновой вектор в системе покоя.

Если предположить, что для рассеяния (Δp) $a_s = a_t = a_{(\Delta p)}$, $r_s = r_t = r_{(\Delta p)}$, то выражение (5) переписется следующим обра-

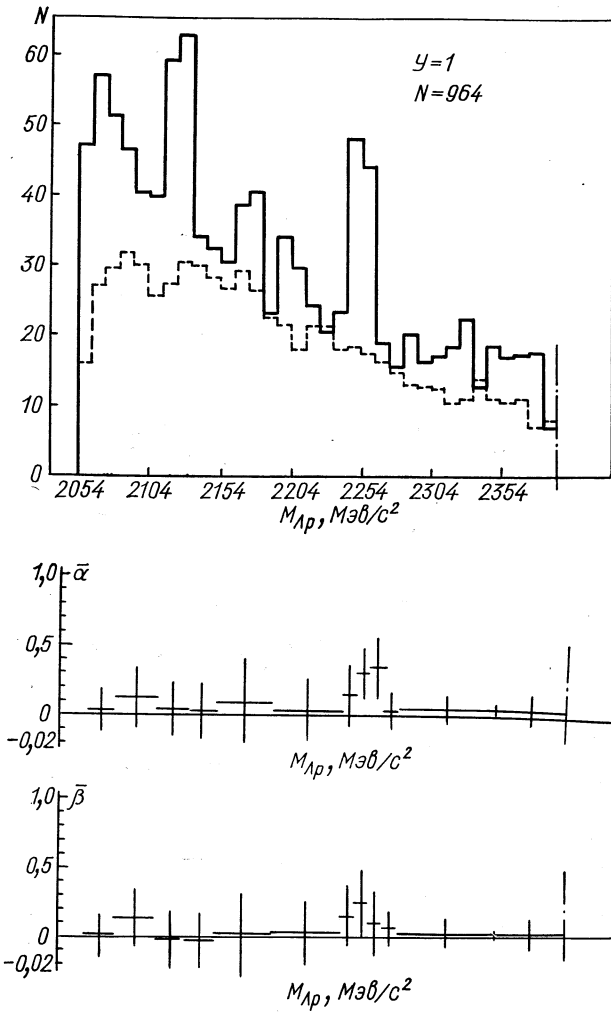


Рис.15. Спектр масс(Δp)однопротонных событий(нейтронная экспозиция, 1972 г.). Пунктир — фон в импульсном приближении, нормированный на полный вес. В нижней части зависимость $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ от массы.

ЗОМ:

$$\frac{d\sigma}{dk} \sim \frac{k^2}{\left(-\frac{1}{a_{(\Lambda p)}} + \frac{r_{(\Lambda p)}k^2}{2}\right)^2 + k^2}. \quad (6)$$

Спектр эффективных масс (Λp) в области малых k можно описать выражением

$$F(M_{(\Lambda p)}) \sim \frac{d\sigma}{dk} \frac{dk}{dM_{(\Lambda p)}}. \quad (7)$$

После вычитания из спектра масс (Λp) фона и аппроксимации области первого пика разностного спектра выражением (7) по методу минимума χ^2 были получены наилучшие значения параметров рассеяния (Λp):

$$a_{(\Lambda p)} = -(2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$r_{(\Lambda p)} = (2,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Отрицательный знак $a_{(\Lambda p)}$ исключает возможность связанных состояний (Λp), что в свою очередь может объяснить безуспешность поиска Λ -гипердейтона. Наши значения параметров рассеяния согласуются с результатами опытов по рассеянию (Λp) при низких энергиях [18]. Масса пика при $2127 \text{ Мэв}/c^2$ близка к сумме масс Σ -гиперона и нуклона. Поэтому естественно интерпретировать этот пик как результат взаимодействия (ΣN) в конечном состоянии (аналогично интерпретации пика $2058 \text{ Мэв}/c^2$ для системы (Λp)) с последующей конверсией $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$. Имеющиеся к настоящему времени для этого основания — следующие. Наблюдается изотропия углового распределения гиперонов в системе покоя (Λp). Далее, длина рассеяния, найденная в опытах по рассеянию Σp оказалась отрицательной [19]. Прямой поиск связанных состояний ($\Sigma^- n$) также привел к отрицательному результату [20]. Оставшаяся возможность существования истинного резонанса, по-видимому, не может быть пока еще исключена. Если аппроксимировать рассматриваемый пик в разностном спектре функцией Брейта — Вигнера, то ее параметры, полученные методом наименьших квадратов, равны

$$M_R = (2125,2 \pm 2,5) \text{ Мэв}/c^2; \quad \Gamma = (20,6 \pm 5,2) \text{ Мэв}/c^2.$$

Интересно отметить, что в работе [21], в которой изучались взаимодействия (Λp) в интервале импульсов $(0,3 \pm 1,5) \text{ Гэв}/c$, наблюдается некоторый рост сечения упругого рассеяния (Λp) вблизи импульса Λ -гиперона $\sim 0,64 \text{ Гэв}/c$, что соответствует массе системы (Λp), близкой к порогу (ΣN).

Наконец, пик при $2252 \text{ Мэв}/c^2$ не может быть объяснен как результат взаимодействия в конечном состоянии с последующей конверсией, так как для такого механизма потребовался бы

барион с массой $\sim 1314 \text{ Мэв}/c^2$ и со странностью $S = -1$, который пока еще не обнаружен.

Одной из возможных проверок значимости пика является построение гистограммы масс по всем событиям, включающим все множественности протонов ($1 \div 5$) (рис. 16). Промежуток между двумя первыми пиками, на который приходится максимум фона,

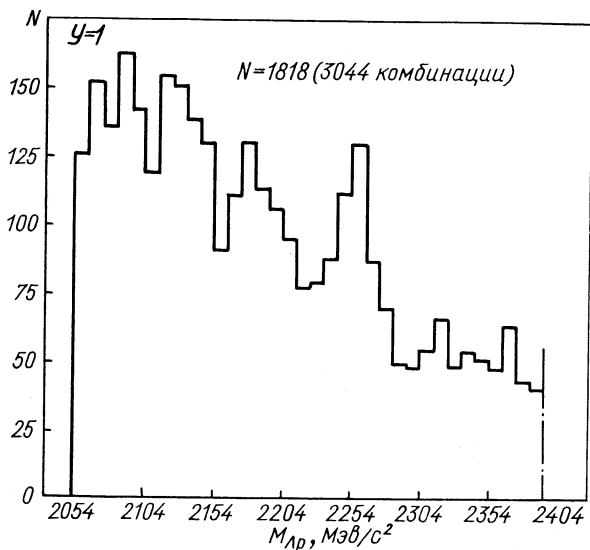


Рис.16. Спектр масс (Λp) событий со всеми множественностями протонов (нейтронная экспозиция, 1972 г.).

как и следовало ожидать, заполняется из-за увеличенного числа балластных фоновых комбинаций. Однако пик с массой $2252 \text{ Мэв}/c^2$ расположенный на пологой части фона, выживает, несколько прибавив в ширине. Особенность в области $(2180-2230) \text{ Мэв}$ обсуждена выше. Все наши попытки моделировать этот пик кинематическими эффектами, отражением процессов рождения и распада известных резонансов, привели к широким, порядка нескольких сот мегаэлектронвольт особенностям, перемещающимся вдоль спектра масс при изменении импульса налетающего нейтрона. Поэтому наблюдение узкого пика с шириной $\Gamma < 30 \text{ Мэв}/c^2$ в спектре масс (Λp) при широком спектре импульсов нейтронов, который только сглаживает кинематические особенности, исключает на наш взгляд возможность его кинематического происхождения.

Поэтому, как и в работе [14], мы вынуждены считать, что этот пик — проявление резонанса (Λp) при массе $2252 \text{ Мэв}/c^2$. Некоторая анизотропия углового распределения, наблюдающаяся

в области этого пика, может быть вызвана присутствием фона и, возможно, поляризационными эффектами.

Де-Сварт заметил [22], что в распределении по импульсам Λ -гиперонов, претерпевших в последующем упругое рассеяние

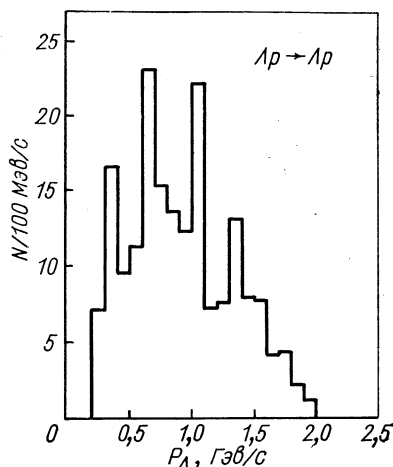


Рис. 17. Импульсное распределение Λ -гиперонов, претерпевших впоследствии упругое рассеяние [21].

при $4,0 \text{ ГэВ/с}$ был доведен до 1091 события. Соответствующий спектр эффективных масс (Δp) для событий со всеми множественностями протонов ($1 \div 5$), построенный с шагом гистограммы, равным 20 МэВ/с^2 , показан на рис. 18*. В отличие от нейтронной экспозиции, резко выделяется пик при массе 2127 МэВ/с^2 . Пик при 2058 МэВ/с^2 , сильно размытый балластными комбинациями и частично заслоненный вторым пиком, проявляется в виде плеча. Ситуация для пика 2252 МэВ/с^2 более благоприятна, однако хуже, чем в случае нейтронной экспозиции. В целом наблюдается качественное согласие спектров масс (Δp) из обеих экспозиций. Различие в соотношениях интенсивностей пиков в этих двух случаях следует, по-видимому, искать в зависимости вероятностей их образования, формы и интенсивности фона от энергии и природы первичной частицы.

Аппроксимируя пик при 2252 МэВ/с^2 разностного спектра масс нейтронной экспозиции функцией Брейта — Вигнера, получаем

* Шаг гистограммы увеличен вдвое с методической целью имитации (в некотором приближении) спектра масс при вдвое худшем разрешении. Отметим, что и в пионной экспозиции полная ширина функции разрешения на ее полувысоте равна $(15,0 \pm 2,0) \text{ МэВ/с}^2$.

[21], наблюдается концентрация событий в области импульса первичного Λ -гиперона $1,050 \text{ ГэВ/с}$ (рис. 17), что соответствует эффективной массе $M_{(\Delta p)} = 2236 \text{ МэВ/с}^2$, и рассмотрел возможность существования резонанса.

Разность масс между нашим значением и значением Де-Сварта в 16 МэВ/с^2 не может считаться значимой хотя бы из-за того, что ширина интервала по импульсу Λ -гиперона, взятая в работе [21], равной 100 МэВ/с , соответствует интервалу масс (Δp) в 30 МэВ/с^2 . К тому же полная ширина функции разрешения в области пика у нас составляет $(15,0 \pm 2,0) \text{ МэВ/с}^2$.

В работе [17] объем статистики (Δp) из взаимодействий $\pi_6^- C_6^{13}$

методом наименьших квадратов наилучшие параметры:

$$M_R = (2251,4 \pm 3,9) \text{ Мэв}/c^2;$$

$$\Gamma = (21,1 \pm 5,4) \text{ Мэв}/c^2.$$

Представляет большой интерес исследование спектров масс (Λp) в других реакциях и при помощи других методик.

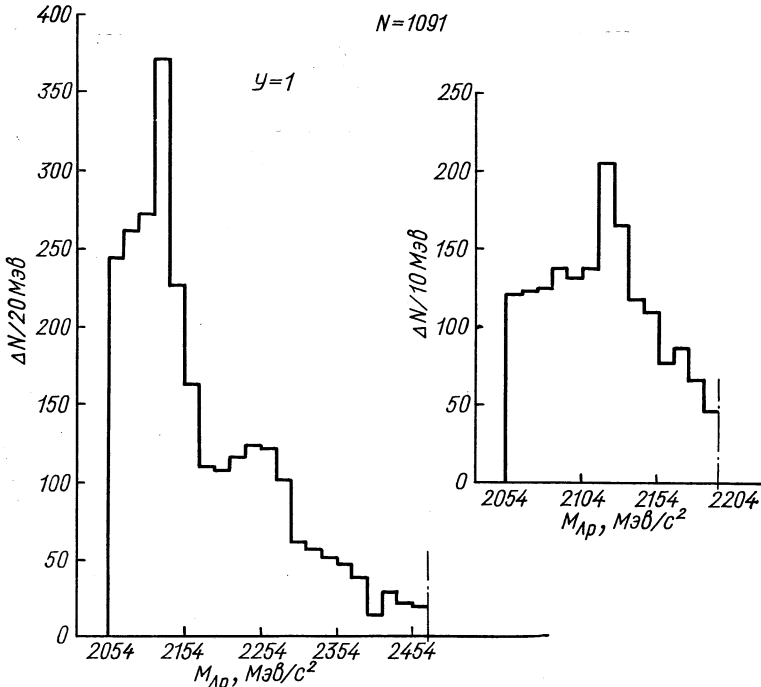
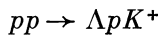


Рис.18. Спектр масс (Λp) (пионная экспозиция, 1972 г.) для всех множественностей (1 ÷ 5) протонов.

Рассмотрим работу [23], выполненную электронной методикой при помощи магнитного спектрометра и черенковских счетчиков. В работе изучался импульсный спектр K^+ -мезонов, рожденных в реакциях



при кинетической энергии протонов 2,4 и 2,85 Гэв под различными углами. Примесь четырехчастичных состояний по оценкам авторов составляла около 15%.

Благодаря высокой статистике под 0° удалось детектировать взаимодействие (Λp) при низких энергиях.

На рис. 19 показан импульсный спектр K^+ -мезонов под углом 0° при энергии протона 2,85 Гэв. В области максимального импульс-

са наблюдается узкий пик, соответствующий полной кинетической энергии в системе покоя (Δp), $Q_{(\Delta p)} = 4 \pm 8$ Мэв. Источники погрешности — разброс импульсов первичного пучка и неопределенность, возникающая при калибровке положения K^+ -пика по π^+ -пику. Проанализировав пик по теории Ватсона в приближении нулевого эффективного радиуса, авторы получили для длины рассеяния (Δp) значение $|a| = (3 \pm 1) \cdot 10^{-13}$ см.

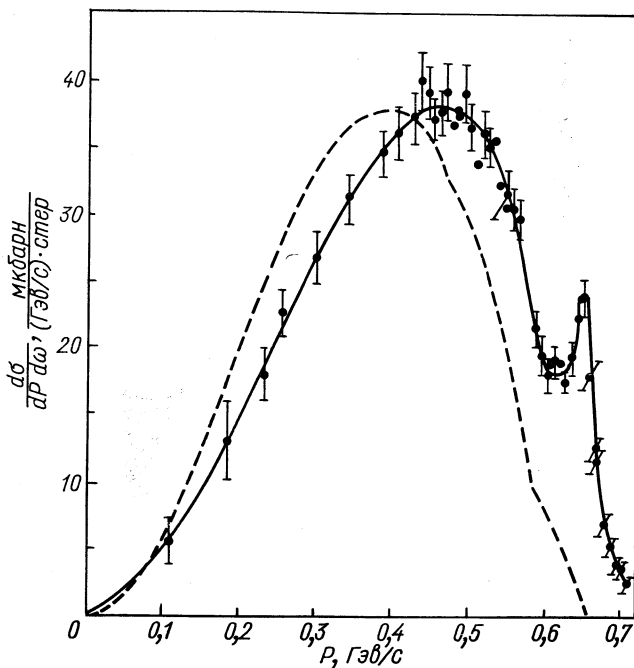


Рис. 19. Импульсный спектр K^+ -мезонов, рожденных под 0° в л. с. в реакции $pp \rightarrow \Delta p K^+$ [23].

В работе [24] изучалась реакция $K^-d \rightarrow \Delta p \pi^-$ в дейтериевой пузырьковой камере при $P_K = 0,4$ Гэв/с. Спектр эффективных масс (Δp) 1365 событий показан на рис. 20. Ясно видны пики вблизи сумм масс (Δp) и (ΣN). Если отбирать события с косинусом угла вылета π^- -мезона, не превышающем 0,8 в общей с. ц. м., пики проявляются еще резче. Не исследуя природы первого пика, авторы анализируют второй пик. Показано, что угловое распределения гиперонов в системе покоя (Δp) изотропны.

Авторы приходят к заключению, что вблизи порога ($\Sigma^+ n$) процесс конверсии протекает в основном в триплетном состоянии и что существует связанная система ($\Sigma^+ n$) с энергией связи ~ 3 Мэв. Поскольку единственный открытый канал — (Δp), то

возникает упругий (Λp)-резонанс с массой 2126 и с шириной менее 10 $Mэв$.

В работе [25], выполненной также с помощью дейтериевой камеры, но облученной останавливающимися K^- -мезонами, изучалась та же реакция, что и в работе [24]. Идеограмма 4900 событий, построенная с шагом в 1 $Mэв/c^2$ показана на рис. 21. Особенность в области малых масс автором приписывается механизмам прямого рождения Λ -гиперонов и взаимодействия (Λp) в конечном состоянии. Вклад процесса прямого рождения в этой области масс (Λp) оценивается примерно двумя третями числа событий. Определены параметры рассеяния (Λp) при низких энергиях:

$$a_{(\Lambda p)} = (-2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-13} \text{ см};$$

$$r_{(\Lambda p)} = (3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Некоторое отклонение от изотропии угловых распределений в системе покоя (Λp) и распределения поляризации автор объясняет фоном от прямого рождения Λ -гиперонов. Анализируя второй пик в рамках приближения нулевого радиуса и комплексной длины рассеяния, автор приходит к заключению, что вещественная часть длины рассеяния должна быть отрицательной, т. е. второй пик не может быть проявлением связанного состояния ($\Sigma^+ n$). Спектр в области второго пика удастся описать при помощи двух функций Брейта—Вигнера с параметрами $M_1 = (2128,7 \pm 0,2) Mэв/c^2$, $\Gamma_1 = (7,0 \pm \pm 0,6) Mэв/c^2$; $M_2 = (2138,8 \pm 0,7) Mэв/c^2$, $\Gamma_2 = (9,1 \pm 2,4) Mэв/c^2$.

Работы [24, 25] и предварительные данные по работе [1] широко обсуждались на Аргоннской международной конференции по гиперядерной физике (май 1969 г.).

Интерпретацию пика (Λp) при 2127 $Mэв/c^2$, отличную от предложенных в работах [24, 25], выдвинул Александр [26].

В своей расчетной работе он предположил, что этот пик может быть результатом того, что реакция $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ протекает в две ступени:

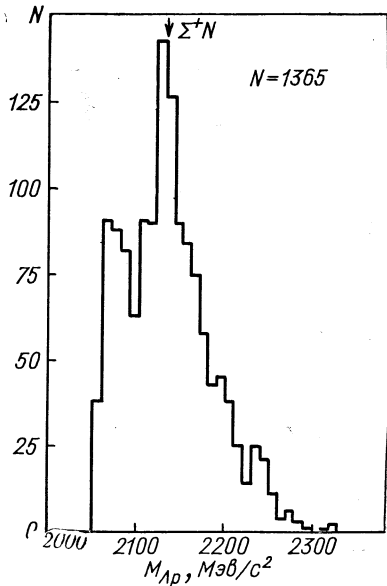
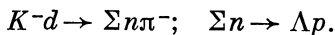
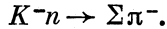


Рис. 20. Спектр масс (Λp) из реакции $K^- d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ при $P_K = 400 Mэв/c$ [24].

В этой двухступенчатой модели, рассчитанной по методу Монте-Карло, использованы дейтронные волновые функции типа Хьюльтена и полные сечения промежуточной реакции



Предполагалось, что матричный элемент процесса конверсии $\Sigma n \rightarrow \Lambda p$ постоянен, т. е. сечение пропорционально фазовому

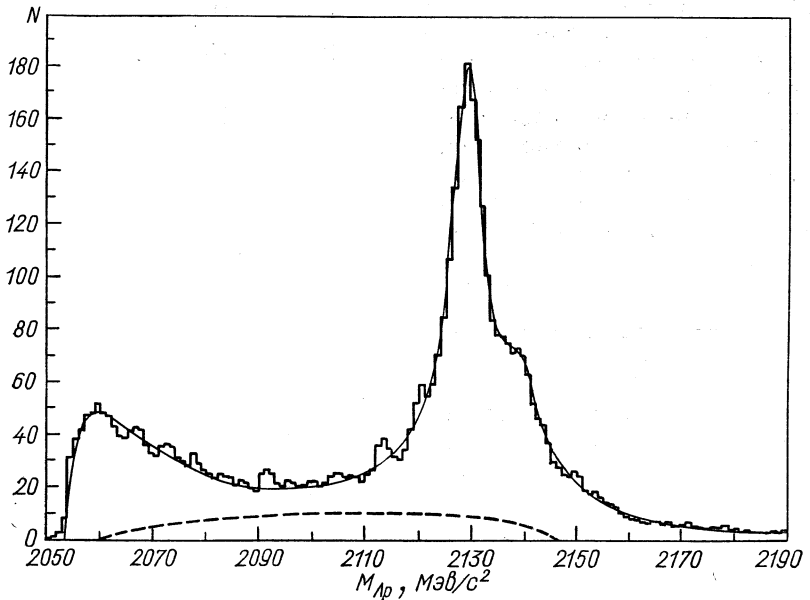


Рис. 21. Идеограмма спектра масс (Λp) из реакции $K^-d \rightarrow \Lambda p \pi^-$ при $\theta = 0$ [25].

объему, отнесенному к потоку. Пик $2127 \text{ MeV}/c^2$ интерпретируется как кинематический эффект. Необходимости предполагать существование резонанса (Λp) или связанного состояния (Σn) нет.

Высказанные на конференции возражения против такой интерпретации пика следующие:

а) расчет модели двухступенчатой реакции, выполненный в квазиклассическом приближении, необходимо заменить точным расчетом соответствующей треугольной диаграммы Фейнмана;

б) сильные сомнения вызывает грубый способ вычисления поправок, учитывающих виртуальные процессы, так как эти поправки ответственны за сдвиг положения максимума пика относительно порога (Σn);

в) учитывались не все из возможных двухступенчатых реакций, причем учтенные процессы суммировались некогерентно;

г) положение максимума расчетного пика, оставаясь всегда правее порога (Σn), с ростом энергии налетающих K^- -мезонов смещается в сторону больших масс;

д) с ростом энергии K -мезонов ширина пика растет.

Последние два пункта, по-видимому, противоречат эксперименту.

В работе 1970 г. [27], основанной на формализме K -матрицы реакции [28], Александер пришел к выводам, исключаящим его прежнюю интерпретацию пика $2127 \text{ Мэв}/c^2$.

Из ряда решений, полученных им, следует:

а) связанные состояния (Σn), ${}^3S_1 I = 1/2$ — невозможны;

б) связанные состояния (Σn)³, S_1 , $I = 3/2$ — возможны;

в) можно допустить, что существует резонанс (Λn), не связанный с каналом (Σn).

Учитывая отрицательный результат прямого поиска связанных состояний ($\Sigma^- n$) [20], мы склоняемся в пользу интерпретации пика $2127 \text{ Мэв}/c^2$, данной в работах [12, 14, 16, 25].

В заключение этого раздела рассмотрим возможный механизм образования пиков в спектрах масс (Λp) при столкновениях быстрых частиц с ядрами. Вероятнее всего, что в однопротонных событиях протекают в основном два конкурирующих процесса. В первом из них гиперон, рожденный в первом или в последующих столкновениях ядерного каскада, испытывает столкновения с нуклонами ядра (или не испытывав их), упруго рассеивается на протоне, причем для обеих частиц это последний акт взаимодействия перед вылетом из ядра.

Очевидно, что спектр эффективных масс (Λp) таких событий должен отражать все особенности зависимости сечения упругого рассеяния (Λp) от импульса гиперона. Второй процесс относится ко всем остальным случаям, обуславливает фон в спектре масс (Λp) и не отражает особенностей сечения упругого рассеяния (Λp). От природы бомбардирующей частицы зависит жесткость импульсного спектра гиперонов. При одном и том же импульсе первичной частицы спектр гиперонов от нуклон-нуклонных столкновений жестче, чем от мезон-нуклонных. В нуклон-нуклонных столкновениях это является следствием если не равенства, то близости вероятностей вылета Λ -гиперона в обе полусферы с. ц. м., тогда как в мезон-нуклонных столкновениях в силу периферичности взаимодействий гипероны испускаются преимущественно в заднюю полусферу с. ц. м. Следовательно, в л. с. в первом случае группа быстрых гиперонов примерно равна по интенсивности группе медленных, тогда как во втором случае группа медленных гиперонов будет значительно интенсивнее группы быстрых. Такая картина сохранится в несколько более смягченном виде и для столкновений нуклона и мезона с ядром, так как в ядерном каскаде всегда поток быстрых вторич-

ных нуклонов в первом случае будет больше, чем во втором. С ростом энергии жесткость спектра гиперонов из столкновений мезон — ядро растет медленно, всегда отставая от жесткости спектра из столкновений нуклон — ядро. Следовательно, при изучении далеких (по импульсу Λ -гиперона) особенностей сечения упругого рассеяния или, что то же самое, особенностей больших масс в спектре масс (Λp) с помощью мезон-ядерных взаимодействий необходимы пучки мезонов значительно больших импульсов, чем в случае нуклон-ядерных столкновений.

Этот механизм в состоянии объяснить относительно более высокую интенсивность первых двух особенностей по сравнению с третьей в спектре масс (Λp) из пионной экспозиции и примерно равную интенсивность всех трех пиков в спектре масс (Λp) нейтронной экспозиции. Этот же механизм объясняет сходство начальной части наших спектров масс (Λp) со спектрами из K - d -взаимодействий и различие в области больших масс. В работах [25, 26] Λ -гипероны преимущественно медленные и пик $2252 \text{ Мэв}/c^2$, требующий для своего образования импульса гиперона $\sim 1,1 \text{ Гэв}/c$, не проявляется. Известную роль играет, вероятно, процесс образования гиперонов и резонансов (Λp) на ядерных кластерах, которые, как известно, образуются на периферии ядра. Гиперон, родившийся на нейтроне дейтоноподобного кластера, рассеивается затем на его протоне, и обе частицы покидают ядро с большой вероятностью, не испытав последующих столкновений. Не исключены, по-видимому, и процессы прямого образования резонансов на кластерах. А именно, при столкновении с кластером как с целым происходит обмен странностью, образуется резонанс (Λp), который в дальнейшем распадается. Вероятности этих процессов, последнее в особенности, трудно вычислить.

С ростом атомного номера ядра вероятность упруго рассеявшихся гиперона и протона покинуть ядро без дальнейших столкновений должна убывать, т. е. фон должен возрастать. Поэтому обнаружить пики в спектре масс (Λp) на разумном объеме статистики видимо удастся при изучении взаимодействий частиц с ядрами не тяжелее углерода.

4.2. Система ($\Lambda\Lambda$): $Y = 0$, $B = 2$, $S = -2$

Следующим представителем первой серии с $S \neq 0$ была система ($\Lambda\Lambda$). Всего в обеих экспозициях было найдено 53 события. Предварительные данные были доложены на январской сессии ОЯФ АН СССР в г. Таллине в 1970 г. и опубликованы в работах [14, 16, 17]. Спектр эффективных масс ($\Lambda\Lambda$) из этих событий показан на рис. 22. Анализ возможных процессов, ведущих к образованию таких пар, позволил заключить, что вклад процесса конверсии $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ не может превышать 5% из-за малых сече-

ний рождения. Кроме того, наблюдаемое распределение по углам разлета (см. рис. 22) вытянуто вперед, тогда как для процесса конверсии более характерна концентрация событий в области углов, прилегающих к $\pi/2$. Образование пар ($\Lambda\Lambda$) в ядерно-каскадных процессах, когда второй гиперон образуется одной

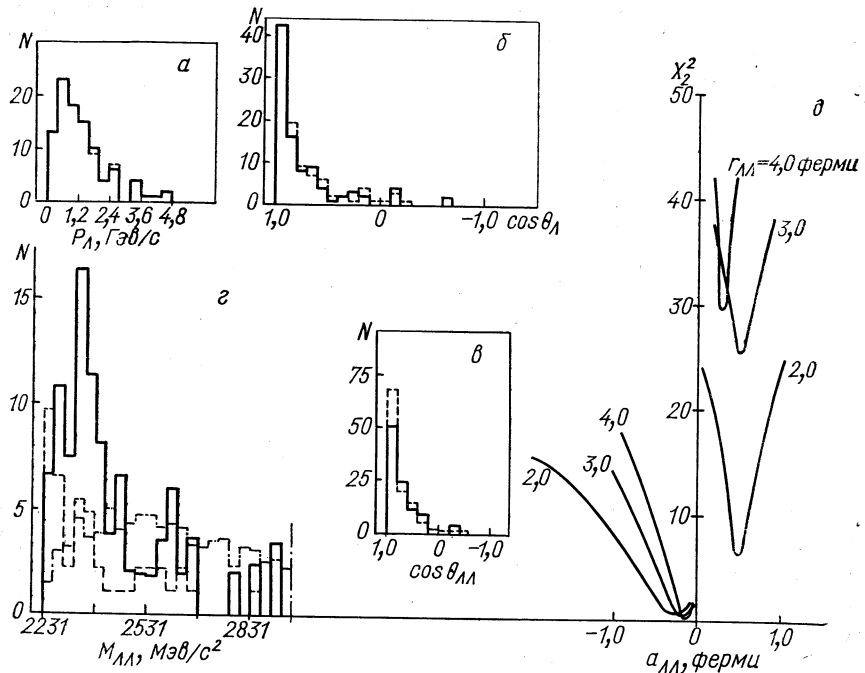


Рис. 22. Спектр масс ($\Lambda\Lambda$):

сравниваются экспериментальные (сплошные линии) и промоделированные (пунктирные) для каскадного образования двух гиперонов импульсные спектры (а), распределения по полярным углам (б), по углам разлета (в), д — зависимость χ^2 от $a_{\Lambda\Lambda}$ и $r_{\Lambda\Lambda}$ и спектры масс (штрих-пунктирная линия — распределение по фазовым объемам) (в).

из каскадных частиц (в особенности пионами), вместе со всеми остальными вторичными каскадными процессами при самых пессимистических оценках может дать вклад, не превышающий 50%. Для имитации спектра масс ($\Lambda\Lambda$), рожденных в ядерно-каскадном процессе в пионной и нейтронной экспозициях было отобрано 53 пары Λ -гиперонов, составленных из однопиперонных событий с импульсами и косинусами полярных углов, совпадающими в пределах 10 Мэв/с и 0,05 соответственно с теми же величинами реальных компонент реальных пар ($\Lambda\Lambda$). О степени близости этих параметров можно судить по распределениям, изображенным на двух верхних гистограммах, рис. 22. Таким образом, моделированные пары отличаются от реальных практически только ази-

мутальными углами. Спектр масс имитирующих ($\Lambda\Lambda$)-пар для ядерно-каскадного процесса, нормированный на 50% полного веса реальных ($\Lambda\Lambda$)-пар, показан пунктиром. Нет соответствия ни реальному спектру, ни распределению фазового объема, просуммированному по нескольким десяткам каналов распределению фазового объема, несмотря на то, что каждому каналу был приписан единичный вес (штрих-пунктирная гистограмма) с целью

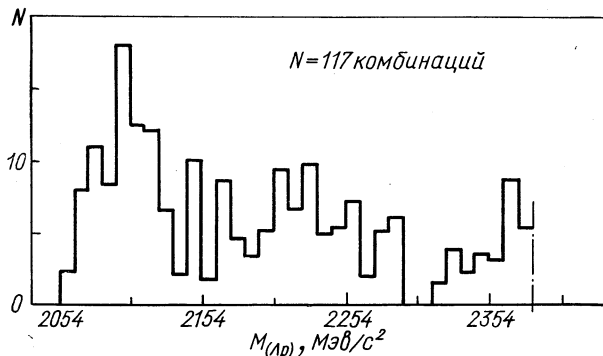


Рис. 23. Спектр масс (Λp) из событий ($\Lambda\Lambda$).

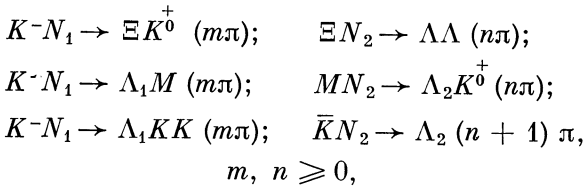
выделить начальную часть спектра. Вместе с тем, в спектре эффективных масс (Λp) из реальных ($\Lambda\Lambda$)-пар (117 комбинаций Λp) не наблюдается ни один из трех пиков (Λp) (рис. 23). Из этого можно заключить, что особенности наблюдаемого спектра масс ($\Lambda\Lambda$) присущи самой системе и не являются отражением, например, спектра масс (Λp). А это возможно лишь при упругом столкновении ($\Lambda\Lambda$) или при рождении пар из этих особенностей на подструктурах ядра как целых, с обменом двумя единицами странности.

В области масс (2291—2471) $M_{\Lambda\Lambda}/c^2$ наблюдается особенность со средним значением массы ($\Lambda\Lambda$) при $\sim 2370 M_{\Lambda\Lambda}/c^2$ на уровне 2,2 стандартных отклонений. Эта особенность, вероятно, вызвана не наблюдавшимся ранее резонансом ($\Lambda\Lambda$) с массой $\sim 2370 M_{\Lambda\Lambda}/c^2$.

Параметры наилучшей функции Брейта — Вигнера, подобранной методом максимума правдоподобия после удаления промоделированных событий, оказались равны $M_R = (2365,3 \pm \pm 9,6) M_{\Lambda\Lambda}/c^2$; $\Gamma = (47,2 \pm 15,1) M_{\Lambda\Lambda}/c^2$. Концентрация событий в начальной части спектра может быть вызвана взаимодействием ($\Lambda\Lambda$) в конечном состоянии. Анализ в рамках теории Ватсона с учетом фазовых объемов показывает, что абсолютный минимум зависимости χ^2 от длины рассеяния $a_{(\Lambda\Lambda)}$ и эффективного радиуса $r_{(\Lambda\Lambda)}$ отбирает значения параметров рассеяния в пределах $-1 \cdot 10^{-13} \text{ см} < a_{(\Lambda\Lambda)} < 0$; $1,5 \cdot 10^{-13} < r_{(\Lambda\Lambda)} < 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, что

находится в хорошем согласии с данными по двойным гиперфрагментам [29]. Отрицательная длина рассеяния исключает связанные состояния ($\Lambda\Lambda$). Форма спектра масс ($\Lambda\Lambda$) была подтверждена через один год в работе [30], в которой спектр масс ($\Lambda\Lambda$) был получен во взаимодействиях K^- -мезонов с импульсом $2,1 \text{ Гэв}/c$ с ядрами пропан-фреоновой смеси. Отбирались K^- -взаимодействия, в которых наблюдались K^- -мезон с положительной странностью (останавливающийся в камере K^+ -мезон или распад $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) и барионные состояния с $S = -2$ ($\Lambda\Lambda$, Ξ^- , Ξ^0).

Основными процессами образования двух Λ -гиперонов авторы считают двухступенчатые реакции, протекающие в ядрах



где M — мезон с $S = 0$ (π , ρ , η , ...).

Вторую и третью реакции они относят к фоновым и находят, что их общий вклад в наблюдаемое число событий не превосходит 50%. Исключив события, в которых предполагается, что один или оба Λ -гиперона могли претерпеть при вылете из ядра упругое или неупругое взаимодействие, авторы строят спектр эффективных масс ($\Lambda\Lambda$) оставшихся 200 событий.

В этом спектре наблюдаются концентрация событий вблизи начала спектра и особенность при $\sim 2370 \text{ Мэв}/c^2$.

Аппроксимируя спектр масс ($\Lambda\Lambda$) суммой гауссовой функции (для пика) и фона, взятого в виде произведения некоторого полинома и экспоненты, они вычисляют параметры гауссовой функции, оказавшиеся равными

$$M_R = (2367 \pm 4) \text{ Мэв}/c^2; \quad \sigma = (15 \pm 4) \text{ Мэв}/c^2.$$

Экспериментальное разрешение равно $(14 \pm 3) \text{ Мэв}/c^2$.

Близость полученных цифр к нашим результатам очевидна. По выражению авторов, особенность в спектре масс ($\Lambda\Lambda$) при $\sim 2370 \text{ Мэв}/c^2$ является кандидатом в узкий ($\Lambda\Lambda$)-резонанс.

Совпадение особенностей (в пределах погрешностей опытов) спектров эффективных масс систем ($\Lambda\Lambda$), образовавшихся в двух различных реакциях, мы объясняем следующим образом.

Если система двух взаимодействующих гиперонов образует при некотором значении эффективной массы резонанс, то это значит, что соответствующая S -матрица имеет парный полюс на нижней половине плоскости комплексных энергий в точках

$$K_{1,2} = \pm h - ix \quad (x > 0).$$

Вне этих точек S -матрица не имеет особенностей и описывает то, что принято называть нерезонансным фоном.

В нашем случае система $(\Lambda\Lambda)$ может образоваться в целом ряде процессов:

$$\begin{aligned} nN_1 &\rightarrow \Lambda\Lambda KK (m\pi); & \Lambda\Lambda &\rightarrow \Lambda\Lambda; \\ nN_1 &\rightarrow \Lambda K_1 N_2 (m\pi); & \pi N_2 &\rightarrow \Lambda_2 K_2 (l\pi); & \Lambda_1 \Lambda_2 &\rightarrow \Lambda_3 \Lambda_4 (S\pi); \\ \pi_1 N_1 &\rightarrow \Lambda_1 K_1 (m\pi); & \pi_2 N_2 &\rightarrow \Lambda_2 K_2 (l\pi); & \Lambda_1 \Lambda_2 &\rightarrow \Lambda_3 \Lambda_4 (S\pi); \\ nN_1 &\rightarrow \Xi N_2 KK (m\pi); & \Xi N_2 &\rightarrow \Lambda_1 \Lambda_2 (l\pi); & m, l, S &\geq 0; \\ \pi N_1 &\rightarrow \Xi KK (m\pi); & \Xi N_2 &\rightarrow \Lambda \Lambda_2 (l\pi) \end{aligned}$$

и т. д. В любой из реакций, в которых Λ -гипероны могут взаимодействовать между собой, спектры масс $(\Lambda\Lambda)$ будут проявлять пик при массе резонанса, накладывающийся на нерезонансный фон. Однако выраженность пика определяется соотношением интенсивностей пика и фона, которое зависит от конкретного вида реакции. В тех же реакциях, в которых гипероны могут и не провзаимодействовать друг с другом, например в каскадных процессах (вторая и третья строчки без третьего звена), возникнет новый вид фона — фон от ядерно-каскадного процесса. Экспериментальный спектр масс $(\Lambda\Lambda)$ представляет некоторую сумму пиков и фонов обоих видов по всем каналам реакций.

Все сказанное выше относится и к ранее выписанным реакциям работы [30].

Несмотря на существование различия процессов образования системы $(\Lambda\Lambda)$, оказалось, что в обоих опытах фон сравнительно невелик ($< 50\%$) и, что не менее важно, разрешение по массам достаточно хорошее.

Эти два обстоятельства и привели к наблюдению одной и той же особенности в спектре эффективных масс $(\Lambda\Lambda)$ в двух различных опытах и в различных реакциях.

Подтверждением правильности нашей точки зрения служит, например, факт наблюдения изобары Δ_{33} как в (πN) -, так и в $(N\bar{N})$ -столкновениях. Любопытно отметить, что в двухбарийных системах абсолютная величина длины рассеяния монотонно убывает с убыванием гиперзаряда: $a_{n_p} = -24 \cdot 10^{-13}$ см, $a_{\Lambda p} = -2 \cdot 10^{-13}$ см, $a_{\Lambda \tilde{\Lambda}} = -1 \cdot 10^{-13}$ см.

4.3. Система (Λpp) , $Y = 2$, $B = 3$, $S = -1$

Спектр эффективных масс системы (Λpp) 854 событий показан на рис. 24. Значимых особенностей не наблюдается. Анализ показал, что нерегулярности спектра содержат события, (Λp) комби-

нации которых попадают в области пиков 2058, 2127 и 2252 $Mэв/c^2$ спектра эффективных масс (Δp).

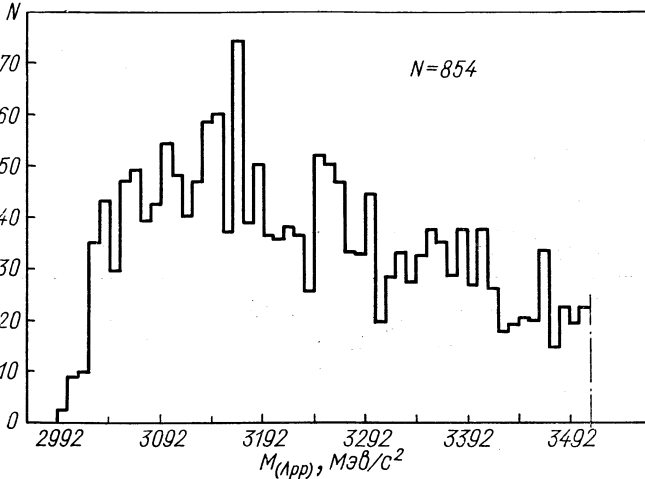


Рис.24.Спектр масс (Δp) для двух-, трех-, четырех- и пяти-протонных событий.

4.4. Система ($K^0 p$), $Y = 2$, $B = 1$, $S = +1$

Спектры эффективных масс ($K^0 p$) из конечных состояний $\Lambda K^0 (lp)$ ($m\pi$), образованных в $n_{06}^1 C_6^{12}$ и $\pi_6^- C_6^{12}$ взаимодействиях, показаны на рис. 25.

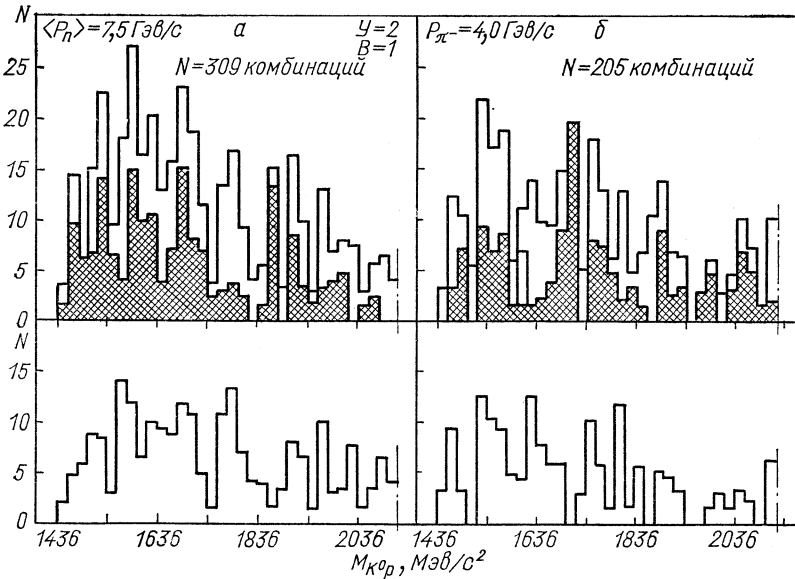


Рис. 25. Спектр масс ($K^0 p$) для нейтронной (а) и пионной (б) экспозиций.

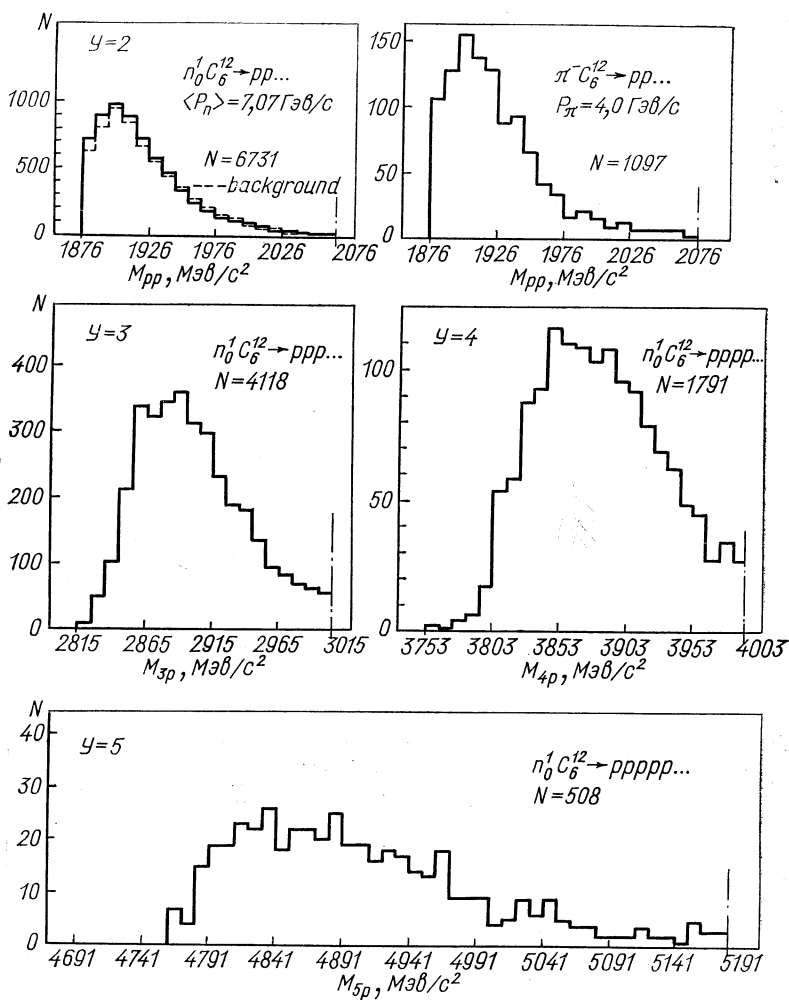


Рис. 26. Спектры масс (pp) из нейтронной и пионной экспозиций. Пунктиром показана гистограмма из двухчастичных комбинаций четырехпротонных событий, нормированная на площадь гистограммы из двухпротонных событий и принятая в качестве фона. Спектры масс ($3p$), ($4p$), ($5p$).

Зачерненные гистограммы содержат те события, (Δp) комбинации которых попадают в области масс 2058, 2127 и 2252 $Mэв/c^2$ спектра эффективных масс (Δp). Разностные спектры, которые уже свободны от влияния формы спектра масс (Δp) показаны в нижней половине рис. 25.

Как полные, так и разностные спектры масс ($K^0 p$) не обнаруживают значимых особенностей.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМ С НУЛЕВОЙ СТРАННОСТЬЮ

5.1. Система (pp), $Y = 2$, $B = 2$, $S = 0$

Спектры эффективных масс этой системы из 6731 и 1097 $n_0^1 C_6^{12}$ - и $\pi_0 C^{12}$ -взаимодействий показаны в верхнем ряду рис. 26. Спектры подобны по форме и не обнаруживают каких-либо значимых особенностей.

Сечения (pp)-взаимодействий (и полные и упругие) измерены достаточно точно и не обнаруживают каких-либо особенностей в области максимума спектра эффективных масс (pp) при 1901 $Mэв$.

Таким образом, этот максимум следует считать максимумом распределения фазовых объемов.

Кроме того, спектр эффективных масс двоичных комбинаций (pp) из 1791 четырехпротонного события (10932 комбинации), которые мы приняли в качестве соответствующего фона (пунктирная гистограмма) практически совпадает со спектром масс системы (pp) из двухпротонных событий.

Не обнаруживаются особенности и при уменьшении шага гистограммы до 1,0 $Mэв/c^2$. Наше разрешение по эффективной массе (pp) $\Delta M = 2,0 Mэв/c^2$ не позволило обнаружить максимум при 66 $кэв/c^2$, соответствующий большой отрицательной длине (pp)-рассеяния при низких энергиях. Пользуясь работой [7], можно показать, что при $\Gamma = 132 кэв/c^2$ и $\Delta M = 2,0 Mэв/c^2$ уцелеет 3,8% истинной высоты пика, даже без учета фона.

Наши результаты приводят к заключению, что если (pp)-резонансы и существуют, то ширины их должны быть значительно меньше 1,0 $Mэв/c^2$ и необходимы специальные опыты для их обнаружения.

5.2. Системы: ($3p$) $Y = 3$, $B = 3$, $S = 0$ (4418 событий);

(4p) $Y = 4$, $B = 4$, $S = 0$ (1791 событий);

(5p) $Y = 5$, $B = 5$, $S = 0$ (508 событий);

(6p) $Y = 6$, $B = 6$, $S = 0$ (100 событий).

Соответствующие спектры эффективных масс, за исключением системы (6 p), приведены на рис. 26. Не обнаружено никаких особенностей. Этот результат не изменяется с уменьшением шага гистограммы вплоть до 1,0 $Mэв/c^2$.

ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты наших исследований сведены в таблицу. Системы расположены в порядке возрастания их гиперзарядов. Знаком плюс (минус) отмечены те системы, в спектрах эффективных масс

Таблица

№ п. п.	Система	B	S	Y	Резонансы	$M, Mэв/c^2$	$\Gamma, Гэв/c^2$
1	($\Lambda\Lambda$)	2	-2	0	+ (2,2 стандартных отклонений)	2365	47
2	(Λp)	2	-1	1	+ (5,8 стандартных отклонений)	2058	30
					+ (5,2 стандартных отклонений)	2125	21
					+ (4,3 стандартных отклонений)	2252	21
3	(Λpp)	3	-1	2	—	—	—
4	($K^0 p$)	1	+1	2	—	—	—
5	(pp)	2	0	2	—	—	—
6	($3p$)	3	0	3	—	—	—
7	($4p$)	4	0	4	—	—	—
8	($5p$)	5	0	5	—	—	—
9	($6p$)	6	0	6	—	—	—

которых обнаруживаются (не обнаруживаются) кандидаты в резонансы. Ясно видно, что кандидаты в резонансы наблюдаются только для систем с гиперзарядом, не превышающим единицы: $Y \leq 1$.

Аналогичное условие выполняется для всех известных бозонных и барионных резонансов [31]. Нельзя исключить, что условие $Y \leq 1$ является универсальным для всех адронных систем.

Тогда можно сформулировать гипотезу о том, что неравенство $Y \leq 1$ является необходимым, но не достаточным условием образования адронных резонансов (если в адронных системах с гиперзарядом $Y > 1$ не существуют резонансы с ширинами $\Gamma \ll \ll 1,0 Mэв/c^2$).

Из приведенного обзора следует, что есть экспериментальные указания на существование экзотических резонансов первого рода.

Природа концепции экзотичности лежит в модели кварков. В своей «наивной» форме эта модель утверждает, что барионы могут быть построены из трех кварков, а мезоны — из кварка и антикварка. Если эта модель справедлива, т. е. частицы строятся указанным образом, то выполняются следующие условия.

1. Не существует: а) странных барионов с зарядом больше единицы $Q > 1$ со странностью $S > 0$ и $S < -3$, с изоспином $I > 1$, с барионными числом $B > 1$; б) нестранных барионов с $Q > 2$, $I > 3/2$, $B > 1$; в) мезонов с $Q > 1$, $S > 1$, $I > 1$. Такие «запрещенные» частицы называются экзотическими частицами первого рода.

2. Не существует мезонов с натуральной четностью $P = (-1)^J$ с $PC = -1$ (P , C — внутренняя четность и квантовое число зарядового сопряжения, I — спин). Эти запрещенные частицы называются экзотическими частицами второго рода.

Существование экзотических частиц противоречит большинству предсказаний «простой» теории дуальности, не учитывающей условия унитарности. Однако имеются соображения (высказанные Рознером и др. [32]), что для систем (Δp) и (Σp) может наблюдаться резонансное поведение сечений, в то время как в случае системы (pp) такое поведение должно отсутствовать.

Считается экспериментально подтвержденным фактом, что экзотические резонансы в мезон-барионном (MB) и мезон-мезонном (MM) рассеянии отсутствуют. Действительно, нет резонансов, например, в $(\pi^+\pi^+)$ рассеянии и других экзотических каналах для MM - и MB -рассеяний. Эти факты согласуются с дуальностью и обменным вырождением реджионов, которыми обмениваются рассеиваемые частицы в упомянутых процессах. Отсутствие резонансов в экзотических MM - и MB -каналах приводит к быстрому выходу полных сечений с ростом энергии на плато (нет зависимости от энергии).

Авторы работы [32] утверждают, что если эти факты принять за основу, то не во всех каналах барион-барионного рассеяния (которые по определению экзотические, так как участвует два бариона) полные сечения постоянны при больших энергиях.

Полные сечения VB -рассеяния постоянны, например, для случаев (pp) -, (pn) -, $(\Sigma^+\Sigma^+)$ -рассеяний, но имеется заметная зависимость от энергии для систем (Δp) , (Σ^-p) . А это значит, что в области низких энергий полные сечения $\sigma_{(\Delta p)}$ и $\sigma_{(\Sigma^-p)}$ резко меняются с энергией, вследствие чего очень поздно и «неохотно» выходят на предел Померанчука, что говорит о возможности существования резонансов в системах (Δp) и (Σp) . Экспериментальное обнаружение резонансов (Δp) , (Σp) может служить подтверждением теоретического рассмотрения Рознера и др. [32]. Вместе с тем следует отметить, что факт существования двухбарионных резонансов может привести к пересмотру существующих «простых» моделей кварков.

Отметим в заключение, что выполнение исследований, результаты которых вошли в данный обзор, оказалось возможным благодаря созданию М. И. Соловьевым с сотрудниками пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kadyk J. A. e.a. UCRL-2649, June 1, 1971.
2. Oakes R. J. Phys. Rev., 1963, **131**, 2239.
3. Ван—Ган—Чан и др. ПТЭ, 1959, **1**, 41.
4. Зернин Д. Д. и др. Препринт ОИЯИ Р—2424, Дубна, 1965.
5. Шахбазян Б. А. Вопросы физики элементарных частиц. Т. IV. Ереван, 1964, с. 543; Вишнеvский В. Ф. и др. Препринт ОИЯИ Р—1489, Дубна, 1964; Препринт Р—2215, Дубна, 1965.
6. Розенфельд А., Хамфри У. УФН, 1965, **86**, вып. 1, с. 141
7. Wilkinson D. H. Nucl. Instr., 1971, **2**, No. 2, 259.
8. Вишнеvский В. Ф., Мороз В. И., Шахбазян Б. А. «Письма ЖЭТФ», 1967, **5**, с. 307; Препринт ОИЯИ Р1—3169 д, Дубна, 1967.
9. Buran T. e.a. Phys. Lett., 1966, **20**, 318.
10. Tripp R. D. Proc. Int. Conf. Rapporteur's talk. Vienna. 1968, p. 173; JINR, E1—4022, Dubna, 1968.
11. Shahbazian B. A. JINR, E1—4584, Dubna, 1969.
12. Shahbazian B. A. High Energy Phys. and Nucl. Structure, 524, Plenum Press, N.Y.—L., Sept. 8—12, 1969.
13. Watson K. N. Phys. Rev., 1952, **88**, 1163.
14. XV Международная конф. Киев, 1970, с. 187, Аннотации докладов, Киев, 1970. Отчет ОИЯИ, Дубна, 1970, с. 38.
15. Benary O. e.a. NN and ND Interactions (above 5 GeV/c), UCRL-2000 1970.
16. Shahbazian B. A. Proc. Int. Conf. Amsterdam, 1971, p. 417; JINR, E1—5935, Dubna, 1971; В кн.: Тр. IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, сент. 7—12. Дубна, 1971—с. 57. Сообщение ОИЯИ Р1—6439, Дубна, 1972; Nucl. Phys., 1973, **B53**, 19.
17. Shahbazian B. A., Timonina A. A., Kalinina H. A. Proc. XVI Int. Conf., 855, Batavia, 1972; JINR, Dubna, E1—6704, 1972; Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 2, p. 63.
18. Alexander G. e.a. Phys. Rev., 1968, **173**, 1452.
19. Eisele F. e.a. Contributed paper to the Amsterdam Conf., June 30 — July 6, 1971.
20. Burnstein R. A. e.a. Phys. Rev., 1969, **177**, 1945.
21. Kadyk J. A. e.a. Nucl. Phys., 1971, **B27**, 13.
22. De Swart J. J. e.a. Hyperon—Nucleon Interaction, Univ. of Nijmegen, Nijmegen, Netherlands, 1971.
23. Melissinos A. C. e.a. Phys. Rev. Lett., 1965, **14**, 604; Read J. T. e.a. Phys. Rev., 1968, No. 5, 1495.
24. Cline D. T. e.a. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1452.
25. Tai Ho Tan. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 395.
26. Alexander G. Int. Conf. on Hypernuclear Phys., Argonne, May 5—7, 1969, vol. 1, p. 5.
27. Alexander G. Nucl. Phys., 1970, **B22**, 583.
28. Dalitz R. H., Tuan S. F. Ann. Phys., 1960, **3**, 307.
29. Ali S., Bodmer A. R. Int. Atomic Energy Agency. Int. Centre for Theor. Phys., 10/66/112, 1966.
30. Beillere P. e. a. Phys. Lett., 1972, **39B**, No. 5, May 29.
31. Elementary Particle Data, Phys. Lett., 1972, **39B**, No. 1.
32. Rosner J. Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 950; Rosner J., Rebi C., Slansky R. Phys. Rev., 1969, **188**, 2367.