

Д-426

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-84-315

ДЖОРДЖАДЗЕ
Василий Павлович

НАБЛЮДЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ
УЗКОГО СОСТОЯНИЯ
В СИСТЕМЕ $\Sigma^- (1385)K^+$

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1984

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Лихачев Михаил
Федорович
Кекелидзе Владимир
Дмитриевич

кандидат физико-математических
наук, старший научный сотрудник

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Матвеев Виктор
Анатольевич

доктор физико-математических наук,
профессор

Флягин Владимир
Борисович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт физики высоких энергий, г. Серпухов.

Защита диссертации состоится "21" _____ 1984 г.

в 10³⁰ час. на заседании специализированного совета Д 047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института
ядерных исследований, Дубна, Московской области, конференц-зал
ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "18" мая 1984 года

Ученый секретарь
специализированного совета *М.Ф. Лихачев* М.Ф. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Спектроскопия адронов играет важную роль
в вопросах систематики элементарных частиц, выяснения их внутреннего
строения, а также формирования и развития представлений о природе их
взаимодействия.

Все известные адроны подразделяются на два класса: мезоны и ба-
рионы, которые в рамках наивной кварковой модели могут быть рас-
смотрены, соответственно, как связанное состояние кварка и антиквар-
ка ($q\bar{q}$) и связанное состояние трех кварков (qqq). К резонансам
обычно относятся возбужденные состояния этих систем, которые в конеч-
ном счете распадаются по каналам сильного взаимодействия. Ширины, или
вероятности распада резонансов, обусловлены фазовым объемом и имеют
характерные величины, соответствующие времени жизни $\sim 10^{-23}$ с. С ро-
стом массы резонансов увеличивается фазовый объем и, следовательно,
их ширина.

Современные теоретические представления о кварковой природе
частиц не противоречат существованию так называемых мультикварковых
состояний: мезонов, состоящих из двух кварков и двух антикварков
($qq\bar{q}\bar{q}$); барионов, состоящих из четырех кварков и одного антикварка
($qqq\bar{q}$); дибарионов ($qqqq$) и др. Интенсивные экспериментальные
исследования по поиску таких состояний ведутся на всех крупнейших
ускорителях мира. Как показано в ряде теоретических работ, одним из
возможных проявлений мультикварковых состояний может быть их аномаль-
ная узость.

К настоящему времени зарегистрирован ряд узких резонансных со-
стояний, которые могут быть интерпретированы как указания на возмож-
ные мультикварковые состояния. Однако скудость экспериментальной ин-
формации в этой области не позволяет ни надежно установить существо-
вание таких состояний, ни систематизировать имеющиеся результаты.
Принципиально важной задачей является поиск новых статистически обес-
печенных узких резонансных состояний, исследование их характеристик
и механизма их рождения.

Целью работы является поиск узкого барионного состояния в системе $\Sigma^-(1385)K^+$, рожденного в процессе взаимодействия нейтронов с энергией около 40 ГэВ с ядрами углерода.

Новизна работы: впервые в системе $\Sigma^-(1385)K^+$ при массе около 1960 МэВ/с² зарегистрировано узкое резонансное состояние, исследованы его характеристики и механизм рождения^{/3-5/}.

Научная значимость и практическая ценность работы состоит в том, что:

- обнаружен резонанс - кандидат в пятикварковое состояние, тем самым расширен класс известных барионных состояний^{/2-5/};
- полученные результаты были использованы в теоретических работах с целью систематизации адронных состояний;
- экспериментальные данные об этом резонансе могут быть использованы для теоретических расчетов и обобщений с целью формирования и развития моделей внутреннего строения элементарных частиц;
- предсказано существование пятикваркового барионного состояния со скрытым квантовым числом очарование ($qqqsc\bar{c}$);
- создан комплекс математических программ и разработан алгоритм определения тождественности треков, используемые при анализе информации, зарегистрированной в рассмотренных экспериментах. Эти программы применяются сотрудничеством БИС-2, также при анализе данных, полученных в экспериментах по поиску и исследованию адронного рождения очарованных частиц^{/1-3,5/};
- вся совокупность полученных результатов используется при планировании новых экспериментов по поиску и исследованию узких резонансов как на ускорителе У-70, так и на ускорительно-накопительном комплексе (УНК) (Серпухов).

Апробация работы и публикации. Результаты, вошедшие в диссертацию, обсуждались на научных семинарах Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, были представлены на международные конференции в Токио (1978 г.), Мадисоне (1980 г.), Париже (1982 г.), включены в рашпортерский доклад на Международной конференции по физике высоких энергий в Брайтоне (1983 г.); докладывались на сессиях Академии наук СССР в Москве (1978, 1979, 1983 гг.), в Протвино (1980 г.), на Международном семинаре "Кварки-82" в Сухуми, а также на совещаниях по экспериментам на установках БИС.

Основные результаты диссертации изложены в пяти публикациях.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении подчеркивается актуальность поиска узких резонансных состояний. Сформулированы основная цель исследования и положения, вынесенные на защиту:

В первой главе рассмотрены процессы дифракционной диссоциации как возможный механизм рождения узких резонансов. Показано, что характерные особенности этих процессов при высоких энергиях обуславливают благоприятные условия поиска узких резонансных состояний. Определяется и обосновывается основная задача диссертации: поиск узкого барионного резонанса (УБР), рожденного в процессе дифракционной диссоциации (ДД) нейтронов в систему $\Sigma^-(1385)K^+$. Предлагается исследовать процесс:



в котором $\Sigma^-(1385)$ и K^+ рождаются в области фрагментации нейтрона.

Рассмотрены некоторые типичные характеристики процессов ДД нуклонов, позволяющие выделить исследуемый процесс. В конце первой главы рассмотрена кинематика УБР, рожденного в процессе (I). Введены основные характеристики процесса, которые могут быть определены при анализе информации, зарегистрированной в эксперименте.

Во второй главе рассмотрены вопросы постановки экспериментов по поиску УБР, рожденного в процессе (I). Сформулированы основные требования, предъявляемые к установкам и пучкам.

Эксперименты, положенные в основу данной работы, были проведены в пучке нейтронов канала 4н серпуховского ускорителя У-70. Импульсный спектр пучка нейтронов имеет среднюю энергию около 40 ГэВ (рис.1).

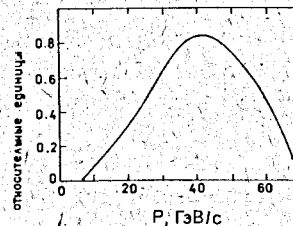


Рис. 1. Импульсный спектр нейтронов.

Эксперименты были начаты в 1975 г. с помощью спектрометра БИС-1^{/I/}, схема которого приведена на рис.2. Основными элементами спектрометра являлись: спектрометрический магнит (М) СП-40 и двухкоординатные искровые камеры SCI-24, использовавшиеся для регистрации траекторий вторичных заряженных частиц, рожденных при взаимодействии пучка нейтронов с углеродной мишенью (Т) толщиной 6 г/см².

Для запуска установки требовалось срабатывание годоскопических сцинтилляционных счетчиков F1, G1 и G2, соответствующее логике прохождения через установку не менее трех заряженных частиц. Для определения интенсивности нейтронного пучка применялся нейтронный монитор (Мн). Спектрометр работал на линии связи с ЭМ БЭСМ-3М, ко-

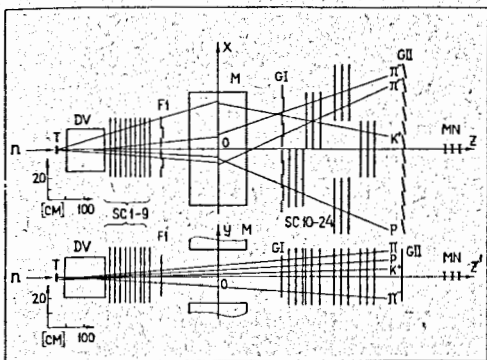


Рис. 2. Схема спектрометра БИС-1 и топология типичного зарегистрированного события (1).

установки использовались также сигналы от сцинтилляционного счетчика антисовпадения А и годоскопических сцинтилляционных счетчиков Н1. Логика запуска спектрометра БИС-2 соответствовала прохождению через него не менее четырех заряженных частиц. Интенсивность нейтронного пучка контролировалась нейтронным монитором М_n. Контроль работы спектрометра, прием и накопление информации осуществлялись с помощью ЭВМ ЕС-1040.

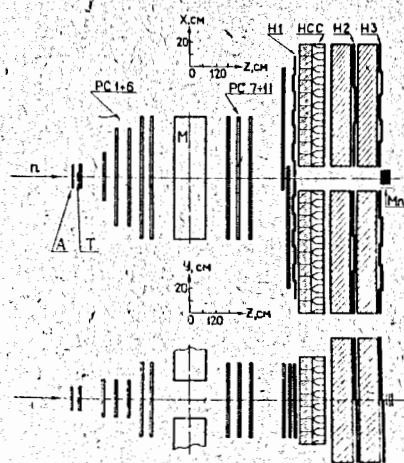


Рис. 3. Схема спектрометра БИС-2.

торая осуществляла контроль работы спектрометра, а также прием и накопление информации.

Для продолжения этих исследований на более высоком экспериментальном уровне в 1978 г. был создан спектрометр БИС-2/5, схема которого приведена на рис. 3. В состав спектрометра входил тот же магнит (М). Заряженные частицы регистрировались с помощью 2-координатных пропорциональных камер (РС I-II), которые, кроме того, использовались для запуска установки. Для запуска

В этой же главе приведены основные параметры, характеризующие спектрометр БИС-2, и показано, что спектрометр, а также условия проведения эксперимента, удовлетворяют требованиям, необходимым для решения поставленной задачи.

В эксперименте, проводимом с помощью установки БИС-2, информация была получена при трех различных конфигурациях спектрометра. При этом изменялись: полярность магнитного поля в спектрометрическом магните, расположение мишени, а также некоторые геометрические параметры РС. В первой экспозиции использовалась углеродная мишень толщиной 6 г/см², а в двух других в качестве мишени применялись два

сцинтилляционных счетчика суммарной толщиной 7,8 г/см². Все эти изменения позволили оценить возможные систематические ошибки.

В течение экспозиции спектрометров БИС-1 и БИС-2 было зарегистрировано 2,5x10⁶ и 11,4x10⁶ нейтрон-углеродных взаимодействий, соответственно. Заряженные частицы в экспериментах не идентифицировались.

Третья глава диссертации посвящена методике обработки экспериментальных данных. Приводится общая структура обработки данных и получения физических результатов. Весь процесс обработки экспериментальных данных разделен на 4 этапа: геометрическая реконструкция зарегистрированных событий, выделение событий исследуемого процесса (I), моделирование необходимых физических процессов и экспериментальных условий их регистрации, анализ характеристик выделенных событий. Результат каждого очередного этапа записывался и хранился на магнитных лентах. Такая методика позволяла независимо и многократно контролировать любой этап обработки и осуществлять необходимые коррекции.

Информация, зарегистрированная спектрометром БИС-1 и БИС-2, на первом этапе анализа была обработана по программам геометрической реконструкции треков. Затем был проведен статистический анализ восстановленных траекторий вторичных заряженных частиц и разработан алгоритм, позволяющий определить и отобрать для последующего анализа только треки, различающиеся по параметрам на величину тройного аппаратного разрешения.

На дальнейшем этапе статистического анализа определялись условия выделения событий с топологией, отвечающей исследуемому процессу (I). Событиям такого типа соответствуют две "нейтральные вилки" (пара траекторий двух противоположно заряженных частиц, имеющих общую вершину): одна, обусловленная распадом $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ с вершиной вне области мишени, а другая, образованная траекториями K^+ и π^- мезонов, с вершиной в области мишени. Для выделения событий требовалось также, чтобы восстановленные траектории всех трех частиц Λ^0 , K^+ и π^- имели общую вершину, расположенную в области мишени. В качестве иллюстрации на рис. 4а приведен спектр инвариантных масс системы $p\pi^-$ для "нейтральных вилок" с вершиной вне области мишени, зарегистрированных спектрометром БИС-2. Четкий сигнал в районе массы Λ^0 -гиперона соответствует зарегистрированным распадам $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. "Нейтральные вилки" с инвариантной массой $M(p\pi^-)$, отличающиеся от $M(\Lambda^0) = 1115,6 \text{ МэВ}/c^2$ не более чем на 7 МэВ/c², идентифицировались как Λ^0 -гипероны, а уровень фона при этом составил ~10%.

На рис. 4б приведено распределение событий, выделенных в том же эксперименте, по величине инвариантной массы системы $\Lambda^0\pi^-$. В распределении присутствует широкий пик, отвечающий распадам:

$$\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^- \quad (2)$$

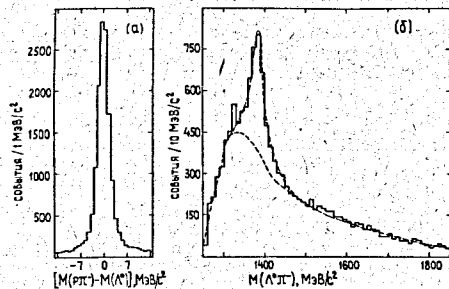


Рис. 4. а) распределение "нейтральных вилков" по инвариантной массе $M(\Lambda\pi^-)$ в области массы $M(\Lambda^0) = 1115,6 \text{ МэВ}/c^2$; б) спектр инвариантных масс системы $\Lambda\pi^+$; пунктирные кривые - результат аппроксимации распределения резонансной и фоновой кривыми.

Пунктирными кривыми показан результат аппроксимации этого распределения полиномиальной функцией для фона и кривой Брейта-Витнера для резонанса. Полученные значения массы и ширины резонанса хорошо согласуются с табличными данными для $\Sigma^-(1385)$.

Для выделения распадов (2) в этом эксперименте требовалось, чтобы инвариантная масса подсистемы $\Lambda^0\pi^-$ отличалась от центрального значения массы $\Sigma^-(1385)$ не более чем на $35 \text{ МэВ}/c^2$. В указанной области около 40% событий соответствуют распадам (2).

Для определения эффективности регистрации изучаемых событий был создан комплекс программ моделирования физических процессов и условий проведения экспериментов, основанных на методе Монте-Карло. При моделировании учитывались: геометрия спектрометров БИС-1 и БИС-2, кулоновское рассеяние заряженных частиц в веществе установок, пространственное разрешение и эффективности камер, логика триггера, алгоритмы программ геометрической реконструкции треков и те же, что и в экспериментах, условия отбора событий.

В конце главы приводятся результаты, иллюстрирующие возможности регистрации спектрометром БИС-2 известных гиперонов, которые имеют топологию распада, схожую с исследуемыми событиями. Приведенные данные показывают надежность выделения событий реакции (1).

Четвертая глава посвящена поиску и выделению УБР в процессе (1). Эксперимент по поиску был осуществлен с помощью установки БИС-1. На рис.5 приведен спектр инвариантных масс системы $\Lambda^0\pi^-K^+$ для событий - кандидатов реакции (1), зарегистрированных в этом эксперименте. В районе массы $1950 \text{ МэВ}/c^2$ наблюдается узкий пик, который был интерпретирован как указание на существование резонанса N_φ , распадающегося по каналу

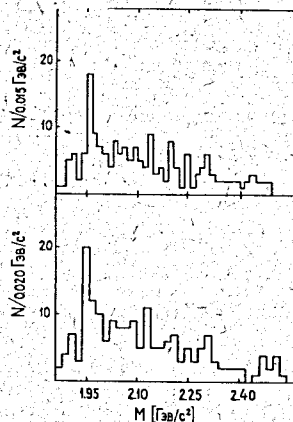


Рис.5. Спектр инвариантных масс системы $\Lambda^0\pi^-K^+$ для событий, зарегистрированных с помощью установки БИС-1.

Его ширина не превышает $15 \text{ МэВ}/c^2$, а величина сечения рождения находится в пределах $0,1-1,0 \text{ мкб}$ на ядро углерода.

Эксперимент, проведенный с помощью установки БИС-2, позволил выделить узкий резонанс N_φ и исследовать его характеристики.

На рис.6 сплошной линией приведен спектр инвариантных масс системы $\Lambda^0\pi^-K^+$ для 3970 событий, зарегистрированных с помощью спектрометра БИС-2 и отобранных при условии, что инвариантная масса подсистемы $\Lambda^0\pi^-$ имеет значение в области масс $\Sigma^-(1385)$. На этом рисунке в двух интервалах с центром $1960 \text{ МэВ}/c^2$, виден четкий пик, в котором содержится около 150 событий над уровнем фона (~430 событий), полученным путем усреднения по четырем интервалам, по два справа и слева от пика. Наблюдаемый пик соответствует ~7 стандартным отклонениям от уровня фона.

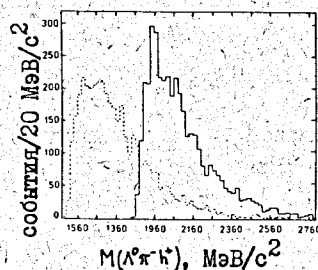


Рис.6. Распределение событий по инвариантной массе системы $\Lambda^0\pi^-K^+$, полученной в предположении, что K^+ является каоном (сплошная гистограмма) или пионом (пунктирная гистограмма).

Гипотеза - не является ли наблюдаемый пик кинематическим отражением более узкого резонансного состояния со странностью -1 из-за ошибочной идентификации положительно заряженной частицы (K^+ вместо π^+), была исключена, так как распределение по инвариантной массе системы $\Lambda^0\pi^+K^+$, полученное для тех же событий в предположении, что положительно заряженная частица является пионом (пунктирное распределение на рис.6), может быть описано гладкой кривой и не имеет каких-либо статистически значимых выбросов. Путем моделирования процессов рождения и распада гиперонных резонансов было показано также, что наблюдаемый пик не является кинематическим отражением ни одного из известных гиперонов.

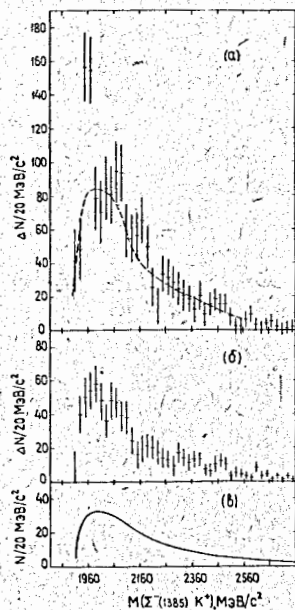


Рис.7. Спектры инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$: а) для событий, в которых не зарегистрированы дополнительные заряженные частицы; б) для событий, в которых зарегистрированы дополнительные заряженные частицы; в) рассчитанный для процессов (I). Пунктиром на рис.7а обозначена результирующая кривая, включающая распределения 7б и 7в.

На рис.7а приведен спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, полученный после вычитания фоновых событий, у которых Λ^- и $\bar{\Lambda}^-$ мезоны не являются продуктами распада $\Sigma^-(1385)$. В области масс 1960 МэВ/с² присутствует четко выраженный узкий пик. В это распределение, кроме событий реакции (I), вошли также события, в которых $\Sigma^-(1385)$ родилось в сопровождении более чем одной заряженной частицы, но из них была зарегистрирована только одна положительно заряженная. Ожидаемый

для них спектр был восстановлен из выборки событий, в которых, кроме $\Sigma^-(1385)$, было зарегистрировано две заряженные частицы (h^+ и h^-). При этом рассматривались комбинации $\Sigma^-(1385)h^+$, отобранные при тех же условиях, что и события, вошедшие в распределения на рис.7а. Восстановленный спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, нормированный с учетом ожидаемого количества таких событий, приведен на рис.7б. Этот спектр может быть аппроксимирован гладкой кривой и не имеет пика в области масс 1960 МэВ/с².

Спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, ожидаемый для событий реакции (I), был получен моделированием таких событий с учетом измеренных характеристик процессов $d+d$ нуклонов в странной частицы. Этот спектр, приведенный на рис.7в, также имеет гладкий вид.

Результирующая кривая (пунктирная кривая на рис.7а), объединяющая спектры, приведенные на рис.7б и 7в, удовлетворительно воспроизводит весь спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$, кроме области пика.

Очевидно, что пик, присутствующий в распределении на рис.7а, обусловлен рождением узкого резонанса N_η , распадающегося по каналу (3). При его рождении других заряженных частиц в области фрагментации нейтронного пучка не образуется.

Таким образом, с помощью установки БИС-2 было подтверждено существование узкого резонанса с массой около 1960 МэВ/с², распадающегося на $\Sigma^-(1385)$ и K^+ .

Пятая глава диссертации посвящена исследованию механизма рождения резонанса N_η и определению его характеристик. Исследовалось распределение рожденных событий по величине квадрата поперечного импульса резонанса P_T^2 .

На рис.8 черными кружками представлено распределение событий из пика, приведенного на рис.6, по величине P_T^2 , полученное после вычитания фоновых событий и учета эффективности их регистрации. Распределение фоновых событий по P_T^2 , полученное также с учетом эффективности их регистрации, приведено на рис.8 белыми кружками. Видно, что распределения по P_T^2 для резонансных и фоновых событий имеют разный характер. Распределение для резонанса имеет четко выраженный пик в области

$$P_T^2 < 0,24 \text{ (ГэВ/с)}^2, \quad (4)$$

в то время как для фоновых событий распределение носит монотонный характер во всей области регистрируемых событий: $P_T^2 < 1,0 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Распределения хорошо аппроксимируются простой экспоненциальной зависимостью $\exp(-b \cdot P_T^2)$ (пунктирные прямые на рис.8). Для резонансных событий в области (4) параметр наклона $b = (9,9 \pm 3,0) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$, а для фоновых событий во всей области $b = (2,2 \pm 0,2) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$. Условие (4) позволяет увеличить отношение сигнала к фону при выделении N_η и уменьшить ошибки при исследовании его характеристик.

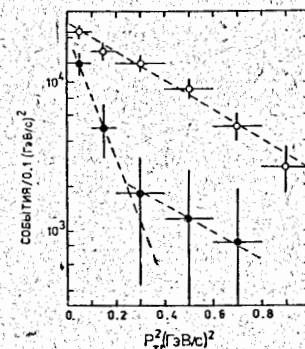


Рис.8. Спектры распределения по P_T^2 для резонансных (•) и фоновых (○) событий. Пунктирными линиями показаны аппроксимации этих спектров.

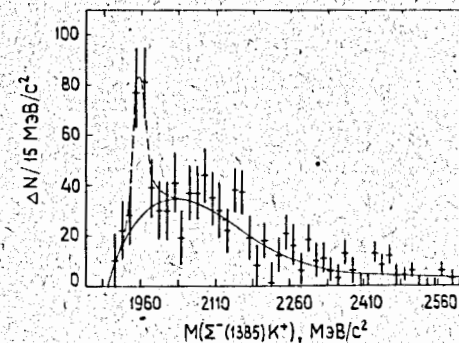


Рис.9. Спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для событий, отобранных при условии $P_T^2 < 0,24 \text{ (ГэВ/с)}^2$, и результат аппроксимации этого спектра фоновой (сплошная линия) и резонансной (пунктирная линия) кривыми.

На рис.9 приведено распределение по инвариантной массе системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для событий, отобранных с учетом условия (4). В результате аппроксимации этого распределения полиномиальной функцией для

фона (сплошная кривая) и кривой Брейта-Вигнера для резонанса (пунктирная кривая) определено, что центральное значение массы и ширины равны соответственно $(1956 \pm 3) \text{ МэВ}/c^2$ и $(29 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$. С учетом определенной независимо величины экспериментального разрешения по массе для такой системы было получено, что ширина N_φ равна $(27 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$. Систематическая ошибка при определении массы резонанса не превышает $6 \text{ МэВ}/c^2$.

Для изучения характера процесса рождения N_φ было построено распределение резонансных событий по продольной составляющей импульса в лабораторной системе P_L и аналогичное распределение для событий, моделированных методом Монте-Карло с учетом всех экспериментальных условий. Моделировался процесс рождения системы $\Sigma^-(1385)K^+$ с массой $1960 \text{ МэВ}/c^2$ в соответствии с сечением:

$$\frac{d^3\sigma}{dP_L^2 dx} \propto \exp(-b \cdot P_L^2) \cdot (1-x)^n, \quad (5)$$

где $b = 9,9 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$, а x — переменная Фейнмана. Было определено, что наилучшим образом спектр для экспериментальных событий (черные кружки на рис. 10) воспроизводится, если для моделированных событий в выражении (5) параметр $n = (-0,2 \pm 0,2)$ (пунктирная кривая на рис. 10).

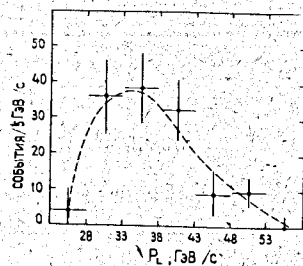


Рис. 10. Распределение зарегистрированных N_φ по P_L (•) и его аппроксимация моделированными событиями (пунктирная линия).

Определенное значение параметра n показывает, что такие события рождаются, в основном, при $x = 1$, т.е. в процессе дифракционной диссоциации. О том, что N_φ рождается в процессе ДД нейтрона свидетельствует также отсутствие резонанса в событиях с дополнительной зарегистрированной частицей (см. рис. 7в) и характерное для этих процессов значение определенного параметра b . То, что резонансные события рождаются в процессе ДД нейтрона, позволяет однозначно идентифицировать положительно заряженную частицу, сопровождающую $\Sigma^-(1385)$, как K^+ .

Исходя из закона сохранения изотопического спина в процессе ДД можно ожидать, что изотопический спин N_φ равен $1/2$. В этом случае N_φ мог бы распадаться также на $\Lambda^0 K^0$. Было оценено отношение величин парциальных ширин распадов N_φ на $\Lambda^0 K^0$ и $\Sigma^-(1385)K^+$. Это отношение меньше чем 2,7 при 90%-ном уровне достоверности.

Была определена величина произведения сечения рождения N_φ на вероятность распада по исследуемому каналу: $\sigma \cdot B = (1,15 \pm 0,19) \text{ мкб}$ на ядро углерода. С учетом зависимости сечения от атомного номера

мишени $\sigma \sim A^{2/3}$, характерной для дифракционных процессов, можно получить, что $\sigma \cdot B = (0,22 \pm 0,04) \text{ мкб}$ на нуклон.

Для определения спин-четности N_φ анализировалось распределение резонансных событий по величине $|\cos \Psi|$, где Ψ — угол между вектором импульса $\Sigma^-(1385)$ в системе покоя N_φ и вектором импульса Λ^0 в системе покоя $\Sigma^-(1385)$. Это распределение, полученное с учетом эффективности регистрации событий, приведено на рис. 11. Пунктирными кривыми на этом рисунке показаны распределения, ожидаемые для определенных значений J^P . Видно, что спектр N_φ удовлетворяет натуральным значениям J^P : $3/2^-, 5/2^+, 7/2^-$ и т.д.

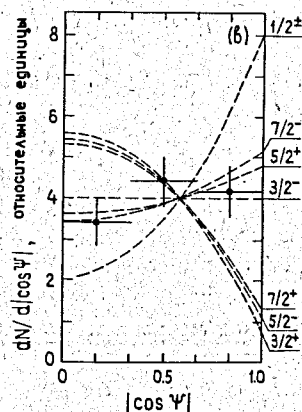


Рис. 11. Распределение N_φ по $|\cos \Psi|$ (•) и ожидаемые спектры при различных значениях J^P (пунктирные кривые).

С учетом того, что N_φ рождается в процессе дифракционной диссоциации нейтрона на нуклоне, был рассчитан полярный угол Готтфрида-Джексона (Θ) и азимутальный угол Треймана-Янга (Φ), характеризующие направление вектора импульса $\Sigma^-(1385)$ в системе покоя N_φ .

На рис. 12 приведено распределение рожденных N_φ по величине $\cos \Theta$, полученное после вычитания фона и учета эффективности регистрации. В данном распределении имеются два пика, соответствующие вылету $\Sigma^-(1385)$ вперед и назад относительно направления пучка нейтронов. Такой характер распределения не согласуется со значением $J^P = 3/2^-$, при котором ожидается изотропное распределение. Значит, возможные J^P для N_φ могут принимать натуральные значения, начиная с $5/2^+$.

На рис. 13 приведено распределение по углу Φ для N_φ , полученное после вычитания фона (черные кружки), и для фоновых событий (светлые кружки). Оба распределения получены с учетом эффективности регистрации событий. Распределения имеют разный характер: фоновые события распределены анизотропно, а N_φ — изотропно по углу Φ . Изотропное распределение по углу Φ ожидается в случае сохранения спиральности в t канале. В этом же случае распределение по $\cos \Theta$ должно иметь характерные наблюдаемые пики (см. рис. 12), если спин-четность резонанса равна $5/2^+$.

Шестая глава диссертации посвящена вопросу интерпретации обнаруженного резонанса N_φ . Приводятся сравнения характеристик резонанса N_φ с характеристиками барионных резонансов, зарегистрированных

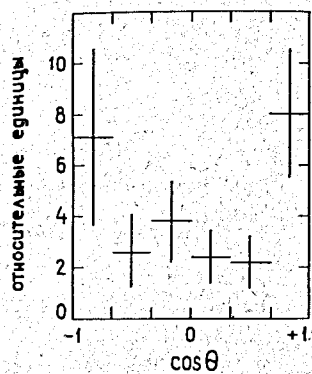


Рис.12. Распределение рожденных N_f по $\cos\theta$.

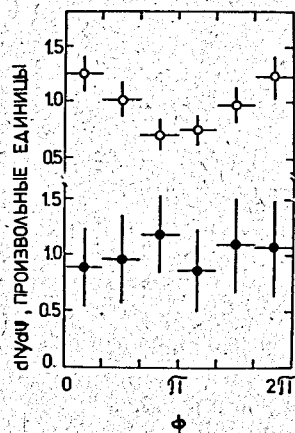


Рис.13. Распределение по ϕ для рожденных N_f (•) и фоновых событий (○).

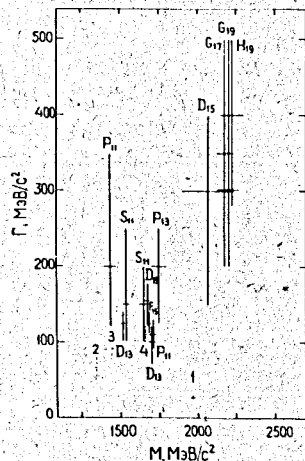


Рис.14. Зависимость массы (M) от ширины (Γ) для нуклонных резонансов.

в других экспериментах. На рис.14 показана зависимость массы M от ширины Γ известных нуклонных резонансов. Для обычных (трехкварковых) резонансов эта зависимость имеет характерный вид - ширины резонансов растут с ростом их массы. Для N_f , обозначенного 1, и других резонансов, обозначенных 2, 3 и 4, такая зависимость нарушается. Рассмотрены модели, объясняющие anomalously малую ширину резонансов. Это объяснение связано с пятикварковым составом резонансов. Показано, что и механизм рождения и определенные характеристики резонанса N_f соответствуют характерным проявлениям, ожидаемым в случае его пятикварковой структуры ($udds\bar{s}$).

Обсуждается возможность существования пятикваркового состояния со скрытым очарованием ($qqq\bar{c}\bar{c}$).

В заклЮчении сформулированы основные результаты диссертации.

В приложении приведены некоторые расчеты, которые позволили получить результаты, изложенные в 5-й главе диссертации.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Обнаружен новый узкий резонанс N_f в системе $\Sigma(1385)K^+$.
2. Определены характеристики резонанса:
 - масса, равная (1956 ± 7) МэВ/ c^2 ;
 - ширина, равная (27 ± 15) МэВ/ c^2 ;
 - возможные значения спин-четности $5/2^+$, $7/2^-$, или более высокие натуральные значения;
 - отношение парциальных ширин распада $\Gamma(\Lambda^0 K^+) / \Gamma(\Sigma(1385) K^+) < 2,7$ при 90%-ном уровне достоверности.
3. Показано, что N_f рождается в процессе дифракционной диссоциации нейтрона, и определены характеристики процесса рождения:
 - выполняется правило Грибова-Моррисона;
 - сохраняется спиральность в t -канале;
 - параметр наклона дифференциального сечения рождения по квадрату поперечной составляющей импульса равен $(9,9 \pm 3,0)$ (ГэВ/ c) $^{-2}$;
 - произведение сечения рождения N_f в нейтрон-углеродных взаимодействиях на вероятность его распада по каналу $\Sigma(1385)K^+$ равно $(1,15 \pm 0,19)$ мкб на ядро углерода.
4. Проведено сравнение основных характеристик обнаруженного резонанса и других известных барионных состояний. Показано, что определенные характеристики N_f удовлетворяют характеристикам, ожидаемым в случае его пятикварковой структуры ($udds\bar{s}$). Определены условия для поиска возможного пятикваркового состояния ($qqq\bar{c}\bar{c}$).
5. Создан комплекс математических программ и разработан алгоритм для определения тождественности треков, необходимых для анализа информации, накопленной в экспериментах на установках БИС-1 и БИС-2. Эти программы используются в эксперименте по исследованию адронного рождения очарованных частиц, проводимом сотрудничеством БИС-2.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах:

1. Алеев А.Н. ... Джорджадзе В.П. и др. "Указание на существование узкого барионного резонанса с массой $1,95$ ГэВ/ c^2 ". ЯФ, 1981, 34, с.386; ОИЯИ, ЕИ-80-726, Дубна, 1980.
2. Алеев А.Н. ... Джорджадзе В.П. и др. "Наблюдение узкого барионного резонанса, распадающегося на $\Sigma(1385)$ и K^+ ". ЯФ, 1982, 36, с.1420; ОИЯИ, ДИ-82-116, Дубна, 1982.
3. Алеев А.Н. ... Джорджадзе В.П. и др. "Наблюдение узкого барионного резонанса, рожденного в нейтрон-углеродных взаимодействиях". ОИЯИ, ДИ-82-921, Дубна, 1982.

4. Алеев А.Н. ... Джорджадзе В.П. и др. "Дифракционное рождение узкого барионного резонанса в нейтрон-углеродных взаимодействиях". ОИЯИ, ДИ-83-602, Дубна, 1983.
5. Алеев А.Н. ... Джорджадзе В.П. и др. "Наблюдение и исследование узкого состояния в системе $\Sigma(1385)K^+$ ". ОИЯИ, I-83-912, Дубна, 1983; EI-84-125, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 мая 1984 года.