



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-85-948

**А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
УЗКОГО БАРИОННОГО РЕЗОНАНСА N_φ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев, В.К.Бирулев,
Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, И.И.Евсиков,
И.М.Иванченко, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов,
И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Лобимов,
А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, А.В.Поде,
А.Прокеш, Л.А.Слепец, П.Т.Тодоров, А.С.Чвыров, В.Д.Чолаков,
К.Хиллер
Объединенный институт ядерных исследований

Х.-Э.Рызек
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин - Цойтен

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.Г.Девицын, М.В.Завертяев, В.А.Козлов,
Е.И.Малиновский, В.В.Павловская, С.В.Русаков, Ю.В.Соловьев,
А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Е.А.Чудаков
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Я.Гладки, М.Новак
Физический институт ЧСАН, Прага

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, Р.К.Траянов
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе,
Н.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе,
Г.В.Мелитаури, А.Н.Мествиришвили, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури
Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе
Научно-исследовательский институт физики высоких энергий ТГУ,
Тбилиси

В двух экспериментах ^{1,2/}, проведенных с помощью спектрометров БИС-1 ^{3/} и БИС-2 ^{4/} в нейтральном канале 4Н серпуховского ускорителя У-70, был обнаружен и исследован узкий барионный резонанс N_φ с массой $\sim 1960 \text{ МэВ}/c^2$, распадающийся по каналу:



Малая ширина обнаруженного резонанса, равная $(27 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$, не может быть объяснена в рамках обычного трехкваркового представления. Поэтому с учетом его распада на странные частицы был сделан вывод об экзотической природе этого резонанса.

В обоих экспериментах исследовались реакции взаимодействия нейтронов с ядрами углеродной мишени. Были получены данные, указывающие на то, что резонанс рождается в процессе дифракционной диссоциации нейтрона, и определено произведение соответствующего сечения его рождения на вероятность распада по каналу (I).

Очевидный интерес представляет определение зависимости сечения рождения обнаруженного резонанса от атомного номера ядер мишени. Во-первых, зависимость сечения рождения N_φ от атомного номера ядра мишени является важной характеристикой, позволяющей судить о механизме его образования. Во-вторых, знание такой зависимости необходимо для пересчета от сечения рождения резонанса на ядре углерода к сечению его рождения на нуклоне или на других ядрах для сравнения измеренных характеристик N_φ со всей совокупностью имеющихся данных о барионных резонансах, полученных в других экспериментах. И, наконец, сравнение А-зависимости сечения рождения N_φ с соответствующими данными для других частиц или резонансов является проверкой дополнительной возможности проявления его экзотической природы.

Эксперимент, положенный в основу данной работы, как и предыдущие, был проведен в канале 4Н ускорителя У-70 в пучке нейтронов с энергией от 20 до 60 ГэВ и интенсивностью $\sim 5 \cdot 10^6$ нейтронов в секунду. Спектрометр БИС-2 (рис.1), с помощью которого проводился эксперимент, был усовершенствован по сравнению с предыдущей установкой. В его состав были введены два многоканальных газовых пороговых черенковских счетчика МПЧС1 ^{6/} и МПЧС2 ^{5/}, было увеличено число двухкоординатных пропорциональных камер ПК, служивших для регистрации вторичных заряженных частиц, а также усовершенствованы схемы быстрой электроники.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

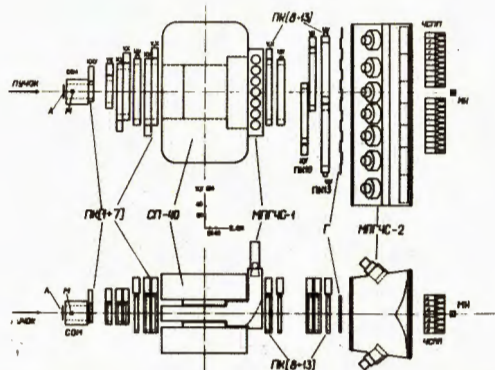


Рис.1. Схема расположения основных элементов спектрометра БИС-2: СП-40 - спектрометрический магнит; ПК - двухкоординатные пропорциональные камеры; МПЧС1 и МПЧС2 - многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики; М - мишень, СОМ - счетчики окружения мишени; А - сцинтилляционный счетчик антисовпадений; Г - годоскоп сцинтилляционных счетчиков; ЧСШ - черенковский счетчик полного поглощения; МН - нейтронный монитор.

Счетчик МПЧС1 был расположен в межполюсном зазоре спектрометрического магнита и имел 7 каналов. Четырнадцатиканальный счетчик МПЧС2 располагался за годоскопом сцинтилляционных счетчиков Г в конце спектрометра. Логика запуска спектрометра соответствовала прохождению через установку не менее четырех заряженных частиц. Каждые ~30 минут работы ускорителя регистрировалось ~50 тыс. нейтрон-ядерных взаимодействий, удовлетворяющих логике запуска спектрометра. Объем информации, полученный при этом, соответствовал одной магнитной ленте (~18 Мбайт). Эксперимент проводился с тремя различными мишенями (см. таблицу): углеродной, алюминиевой и медной. В процессе проведения эксперимента мишени чередовались после каждой записанной магнитной ленты. Это позволило свести к минимуму систематические ошибки при определении А-зависимости сечения, связанные с возможной нестабильностью во времени экспериментальных условий. Всего в течение эксперимента было зарегистрировано ~12·10⁶ событий нейтрон-ядерных взаимодействий, по ~4·10⁶ событий в экспозициях с каждой из трех мишеней.

Геометрическая реконструкция траекторий заряженных частиц в событиях проводилась с помощью программы "PERUN" на ЭВМ CDC-6500, БЭСМ-6 и серии ЕС в Берлине, Дубне, Москве, Серпухове и Тбилиси.

Таблица

Мишень	Атомный номер мишени	Толщина мишени, г/см ²	Показания нейтронного монитора, 10 ⁹	Число событий $\Sigma(I385)K^+$	Статистика N_{φ}
Углерод	12	7,8	5,7	76	$8 \pm \sqrt{15}$
Алюминий	27	10,2	6,6	66	$16 \pm \sqrt{22}$
Медь	64	13,3	5,5	53	$7 \pm \sqrt{12}$

Среди восстановленных по топологиям искались события, соответствующие процессу дифракционной диссоциации нейтрона:

$$n \rightarrow \Sigma^-(1385) + K^+ \quad (2)$$

Для этого отбирались события, содержащие "нейтральную вилку", соответствующую распаду $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, с вершиной в области распадного объема (между мишенью и ПК4) и две равноэнергично заряженные частицы, h^+ и h^- , рожденные в мишени. Подробное описание процедуры и условий выделения таких событий приведено в работах [1,2].

На рис.2(а) приведен спектр инвариантных масс $M(p\pi^-)$ для нейтральных вилок из выделенных событий. В области $M(\Lambda^0)$, табличного

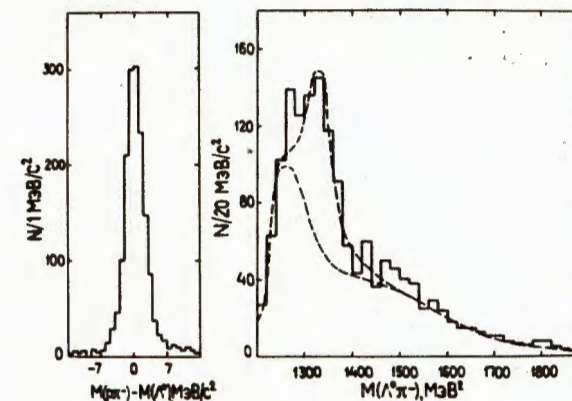


Рис.2 (а) - спектр инвариантных масс $M(p\pi^-)$ для нейтральных вилок; (б) - гистограмма - результаты аппроксимации спектра резонансной и фоновой кривыми.

значения массы Λ^0 , на приведенном спектре виден значительный пик, соответствующий зарегистрированным распадам $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Было отобрано 1552 события из интервала ± 7 МэВ/с² от значения $M(\Lambda^0)$. Для этих событий, содержащих распады Λ^0 при уровне фона не более 6%, был построен спектр инвариантных масс системы $\Lambda^0\pi^-$, приведенный на рис.2(б). Широкий пик в области массы $\Sigma^-(1385)$ на этом спектре обусловлен зарегистрированными распадами $\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^-$. В результате аппроксимации приведенного спектра функцией Брейт-Вигнера для пика и полиномиальной функцией для фона (пунктирные кривые на рис.2(б)) было определено, что пику соответствует центральное значение массы, равное (1383 ± 4) МэВ/с², и ширина, равная (55 ± 27) МэВ/с². Полученные значения, с учетом величины экспериментального разрешения, равной 5 МэВ/с², хорошо согласуются с известными данными для $\Sigma^-(1385) / 8/$. Для выделения распадов $\Sigma^-(1385) \rightarrow \Lambda^0\pi^-$ было отобрано 651 событие из интервала масс ± 55 МэВ/с² от центрального значения массы $\Sigma^-(1385)$. Спектр инвариантных масс в системе $\Sigma^-(1385)K^+$, полученный для отобранных событий, приведен на рис.3 (пунктирная гистограмма). В области

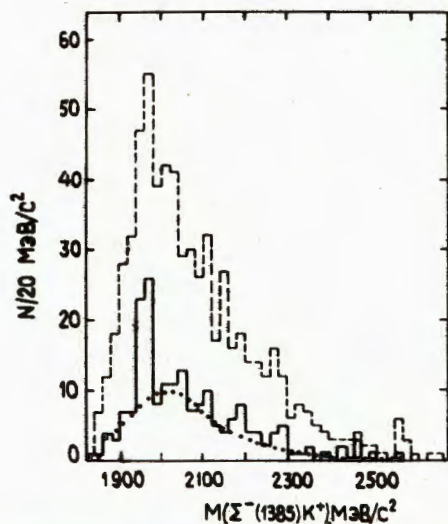


Рис.3. Спектр инвариантных масс в системе $\Sigma^-(1385)K^+$ для всех выделенных событий (пунктирная гистограмма) и для событий, в которых положительно заряженная частица идентифицирована как K^+ (сплошная гистограмма). Точечной кривой приведен результат аппроксимации спектра полиномиальной функцией.

массы N_ψ , 1960 МэВ/с², виден узкий пик, однако большое количество фоновых событий в этой области не позволяет выделить его на статистически достоверном уровне. Среди отобранных событий, наряду с событиями, соответствующими процессу (2), присутствуют события, содержащие $\Sigma^-(1385)P^+$ или $\Lambda^0\pi^-\pi^+$. В работах [1,2] для уменьшения доли P^+ среди событий, кандидатов в процесс (2), применялись различные кинематические ограничения, требующие тщательного обоснования. В данном эксперименте использование газовых пороговых черенковских счетчиков позволило более надежно идентифицировать положительно заряженную частицу и практически исключить фоновые события, содержащие P^+ . В счетчиках МПЧС1 и МПЧС2 в качестве радиаторов использовался, соответственно, воздух и фреон. Это обеспечило пороги свечения в МПЧС1 при импульсах пионов 6 ГэВ/с, каонов 21 ГэВ/с и протонов 40 ГэВ/с, а в МПЧС2, соответственно, 3, 11 и 20 ГэВ/с. Спектр импульсов положительно заряженных частиц в отобранных событиях приведен на рис.4.

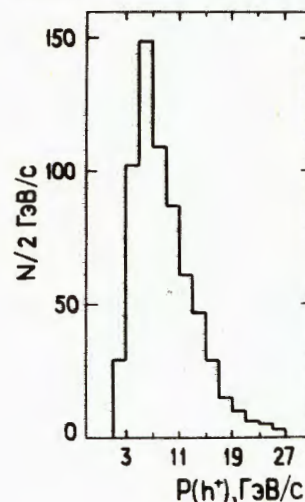


Рис.4. Спектр импульсов положительно заряженных частиц.

Вероятность той или иной гипотезы идентификации положительно заряженной частицы h^+ определялась путем сопоставления сработавших или несработавших каналов черенковских счетчиков вдоль ее траектории с вероятностями "засветки" этих каналов от h^+ и от всех других частиц в событии с учетом их импульсов. Для идентификации h^+ как K^+ был применен алгоритм, позволивший в рассматриваемом диапазоне импульсов h^+ выделить не менее 90% зарегистрированных K^+ -мезонов и исключить более 85% всех P^+ .

Спектр инвариантных масс системы $\Sigma^-(1385)K^+$ для 195 событий, выделенных с учетом условий идентификации K^+ , приведен на рис.3 (сплошная гистограмма). На приведенном спектре виден четкий пик с центральным значением массы 1960 МэВ/с² и шириной 40 МэВ/с². Точечной кривой показан результат аппроксимации этого спектра полиномиальной функцией во всей области, кроме области пика. Из приведенной аппроксимации следует, что статистическая значимость пика соответствует более 7 стандартным отклонениям от уровня фона. Как

следует из приведенных распределений наблюдаемый пик обусловлен событиями, содержащими $\Sigma^-(1385)$ и K^+ . Значения массы и ширины этого пика совпадают с аналогичными параметрами зарегистрированного в экспериментах ^{1,2} резонанса N_ψ . Следовательно, в данном эксперименте также наблюдается рождение резонанса N_ψ и его распад по каналу (I). Всего зарегистрировано ($3I_{\pm 7}$) таких событий.

Для определения A-зависимости сечения рождения наблюдаемого резонанса N_ψ необходимо выяснить, как распределялись зарегистрированные события N_ψ по трем экспозициям, проведенным с различными мишенями. С этой целью 195 событий, содержащих $\Sigma^-(1385)K^+$, были разбиты на три группы, соответствующие трем экспозициям с различными мишенями. На рис.5 приведены соответствующие спектры инвариантных масс в

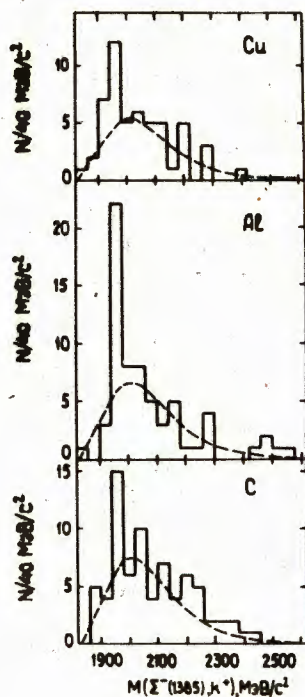


Рис.5. Спектры инвариантных масс $\Sigma^-(1385)K^+$ для трех групп событий, соответствующих экспозициям с различными мишенями. Пунктиром обозначены фоновые кривые.

системе $\Sigma^-(1385)K^+$, построенные для этих трех групп событий. Из-за малой статистики каждого спектра шаг гистограмм, в отличие от вышеприведенного спектра, выбран равным ширине наблюдавшегося сигнала N_ψ , то есть 40 MeV/c². Фоновые кривые, изображенные пунктирными линиями на этих гистограммах, получены из фоновой кривой, показанной на суммарном спектре (рис.3), путем нормировки в соответствии с числом наблюдаемых событий. Оценки числа N_ψ , зарегистрированных в экспозициях с различными мишенями, приведены в таблице. В таблице даны также параметры использованных мишеней, показания нейтронного монитора, пропорционального величине потока нейтронов пучка в течение экспозиции, и число событий $\Sigma^-(1385)K^+$, выделенных в каждой из экспозиций.

Сечение рождения N_ψ в экспозициях с различными мишенями пропорционально величине $\sigma \propto N \cdot A / (T \cdot M_n)$, где: N - число зарегистрированных N_ψ ; A - атомный номер мишени; T - толщина мишени вдоль оси пучка в единицах г/см²; M_n - показания ней-

тронного монитора. Для определения A-зависимости сечения рождения эта величина аппроксимировалась степенным законом:

$$\sigma_A \propto N \cdot A / (T \cdot M_n) \propto A^\alpha.$$

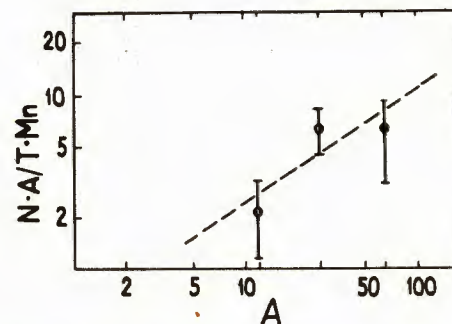


Рис.6. Значения сечений рождения N_ψ (в относительных единицах), полученные в экспозициях с различными мишенями, и результат аппроксимации A-зависимости сечения выражением $\sigma \sim A^\alpha$.

На рис.6 отражены результаты такой аппроксимации (пунктирная линия). Для величины параметра α получено значение $\alpha = (0,6 \pm 0,3)$. В результате оценок возможных систематических ошибок при определении этого параметра выяснилось, что их величина мала по сравнению с приведенной величиной статистической ошибки.

Полученная A-зависимость сечения рождения N_ψ отличается от A^1 более чем на величину стандартной ошибки и соответствует механизму дифракционного образования резонанса. Этот вывод согласуется с результатами исследований работ ^{1,2}.

Полученный результат, с учетом измеренной в работах ^{1,2} величины $\sigma_C \cdot B = (1,15 \pm 0,19)$ мкб на ядро углерода, позволяет определить произведение вероятности распада N_ψ по каналу (I) на сечение его рождения, рассчитанное на нуклон:

$$\sigma \cdot B = (0,26 \pm 0,20) \text{ мкб на нуклон.}$$

На рис.7 показано сравнение полученного значения α с измерениями аналогичного параметра в зависимости от переменной Фейнмана x, выполненными для инклюзивного образования всевозможных адронов и приведенными в работе ^{1,9}. В пределах ошибок параметра α для N_ψ не наблюдается отличия от значений α , полученных для рождения других адронов.

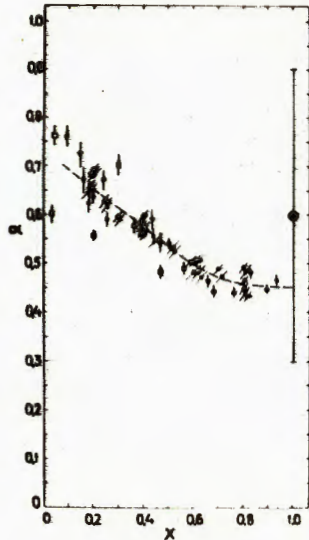


Рис.7. Сравнение параметра α , определенного для A -зависимости сечения рождения N_φ (\bullet - точка при $x = 1$), со значениями α , полученными для сечений рождения различных адронов в зависимости от x -переменной Фейнмана, которые приведены в работе /9/.

В заключение авторы выражают глубокую признательность А.М.Балдину, А.Н.Тавхелидзе и И.А.Савину за поддержку экспериментов и постоянный интерес к работе.

Литература

1. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1981, 34, с.386; JINR, EI-80-726, Dubna, 1980.
2. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 1982, 36, с.1420; ОИЯИ, ДИ-82-116, Дубна, 1982; ОИЯИ, ДИ-82-921, Дубна, 1982; ОИЯИ, ДИ-83-602, Дубна, 1983; ОИЯИ, I-83-912, Дубна, 1983; JINR, EI-84-125, Dubna, 1984; Z.Phys., C25, 1984, p.205.
3. Айхнер Г. и др. ЯФ, 1978, т.28, с.663.
4. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, I-80-644, Дубна, 1980; Максимов А.Н. и др. ОИЯИ, I-81-574, Дубна, 1981.
5. Гуськов Б.Н. и др. ОИЯИ, I3-84-373, Дубна, 1984; ПТЭ, 1985, № 5, с.49.
6. Войчишин М.Н. и др. ОИЯИ, I3-84-161, Дубна, 1984; ПТЭ, 1985, № 3, с.71.
7. Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, IO-80-656, Дубна, 1980; ОИЯИ, IO-81-772, Дубна, 1981.
8. Aguilar-Beritez M. et al. Reviews of Modern Phys., v.56, Part II, 1984.
9. Barton D.S. et al. Phys.Rev., 1983, D27, p.2580.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 декабря 1985 года.

Алеев А.Н. и др.

P1-85-948

A -зависимость сечения образования узкого барионного резонанса N_φ

В эксперименте, проведенном с помощью спектрометра БИС-2 в пучке нейтронов серпуховского ускорителя, зарегистрировано рождение узкого барионного резонанса N_φ , распадающегося на $\Sigma^-(1385)$ и K^+ . При выделении резонанса для идентификации положительно заряженного каона использовались многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики, входящие в состав спектрометра. Экспозиция спектрометра в пучке нейтронов проводилась при трех мишенях: углеродной, алюминиевой и медной. Это позволило определить A -зависимость сечения рождения N_φ , которая описывается степенным законом $\sigma \propto A^\alpha$ при $\alpha = (0,6 \pm 0,3)$. Произведение сечения рождения N_φ на вероятность распада по наблюдаемому каналу равно $(0,26 \pm 0,20)$ мкб на нуклон.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Aleev A.N. et al.

P1-85-948

A -Dependence of Narrow Baryon Resonance N_φ Production Cross Section

A narrow baryon resonance N_φ decaying into $\Sigma^-(1385) K^+$ has been detected in an experiment performed by means of BIS-2 spectrometer in a neutron beam of the Serpukhov accelerator. Multichannel threshold gas Čerenkov counters, being a part of the spectrometer composition, were used for positively charged kaon identification in resonance selection. The spectrometer exposition in neutron beam was performed at 3 targets (carbon, aluminium and copper). This allowed one to determine A -dependence of N_φ production cross section, which is described by a power law $\sigma \propto A^\alpha$, at $\alpha = (0.6 \pm 0.3)$. N_φ production cross section times the branching ratio over the observed channel is equal to (0.26 ± 0.20) μb per nucleon.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985