

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.126.6

Б-201

1-87-921

БАЛАНДИН

Владимир Петрович

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ИНКЛЮЗИВНОГО РОЖДЕНИЯ
 Σ^{\pm} (1385), Ξ^{-} , Ω^{-} -СТРАННЫХ БАРИОНОВ
В НЕЙТРОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ ~ 40 ГэВ

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1987

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и Серпуховском научно-экспериментальном отделе Объединённого института ядерных исследований.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЛИХАЧЕВ

Михаил Фёдорович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ГРИГАЛАШВИЛИ

Тамаз Сергеевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

БОЛОТОВ

Владимир Николаевич

кандидат физико-математических наук
младший научный сотрудник

СИТНИК

Игорь Михайлович

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Лаборатория элементарных частиц Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва.

Защита диссертации состоится 24 марта 1988 г. в 10 час. на заседании специализированного совета Д 047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, Дубна, Московская область, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан 17 февраля 1988 г.

Учёный секретарь

специализированного совета

М.Ф. Лихачев

М.Ф. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

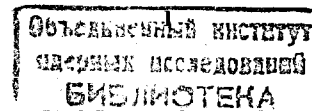
Актуальность тем. Для исследования механизма образования странных кварков необходимо экспериментально изучать процессы рождения странных частиц в адронных взаимодействиях, т.к. характеристики этих процессов жёстко связаны с характеристиками процесса образования S-кварков. С этой точки зрения имеет большое значение изучение подобных процессов в пучках с различными кварковыми составами и энергиями адронов.

Процессы рождения странных частиц хорошо изучены во взаимодействиях протонных, K-мезонных, гиперонных пучков с ядерными мишенями, но мало изучены в нейтронных пучках (к моменту проведения наших исследований единственные данные по инклюзивному рождению $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- получены во взаимодействиях нейтронов с протонами с энергиями 10-24 ГэВ), что не отражает общей картины процессов рождения странных частиц в нейтрон-ядерных взаимодействиях. Эти обстоятельства стимулировали изучение характеристик рождения гиперонов в нейтронном пучке на установке БИС-2.

Целью работы является определение дифференциальных и полных сечений инклюзивного рождения $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- , Σ^- -странных барионов в нейтрон-углеродных взаимодействиях со средней энергией ~40 ГэВ, характеристик пучка частиц в канале 4Н серпуховского ускорителя, повышение эксплуатационной надёжности пропорциональных камер спектрометра БИС-2.

Новизна работы. Впервые в нейтронном пучке наблюдается рождение Σ^- -гиперонов и определено сечение их рождения, впервые исследованы процессы инклюзивного рождения $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- в нейтрон-углеродных взаимодействиях со средней энергией ~40 ГэВ.

Практическая ценность работы. Результаты, полученные по странным барионам, используются сотрудничеством БИС-2 при изучении адронного рождения очарованных частиц и поиску узких резонансов. Созданный канал 4Н на серпуховском ускорителе и экспериментально определённые характеристики пучка нейтронов в нём, а также результаты по улучше-



нию эксплуатационных характеристик пропорциональных камер, позволили сотрудничеству БИС-2 выполнить широкую научную программу исследований очарованных частиц и узких барионных резонансов.

Апробация работ и публикации. Результаты, изложенные в диссертации, обсуждались на научных семинарах ЛВЭ ОИЯИ, ИФЭЗ (Серпухов), на совещаниях сотрудничества по экспериментам на установке БИС-2, были представлены на Международную конференцию по физике высоких энергий в Мэдисоне (1980 г.) и опубликованы в работах /1-6/.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приводится обзор экспериментальных данных по инклюзивному рождению Σ^{\pm} (Λ 385), Ξ^{-} -странных барионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях. Отмечена актуальность задачи, которой посвящена диссертация, и сформулирована основная цель работы.

В первой главе даётся описание нейтрального канала 4Н серпуховского ускорителя и приводятся экспериментально определённые с помощью спектрометра БИС-2 характеристики частиц в канале. Показано, что нейтронный пучок удовлетворяет условиям решения поставленной задачи.

Схема расположения элементов канала приведена на рис.1

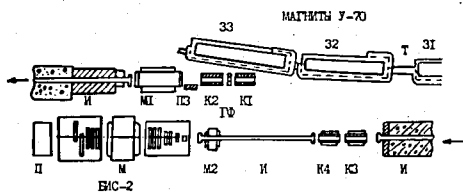


Рис.1. Схема расположения элементов нейтрального канала 4Н серпуховского ускорителя.

Канал ориентирован на внутреннюю мишень ускорителя (Т) под углом $11,3$ мрад относительно касательной в точке мишени к равновесной орбите циркулирующих протонов. От заряженных частиц пучок нейтронов очищается с помощью магнитных полей магнитов 32 и М1. Гамма-кванты удаляются из пучка свинцовым гамма-фильтром (ГФ) толщиной 10 см. Размеры пучка нейтронов ограничиваются стальными коллиматорами К1 + К4.

Для частиц, транспортируемых по каналу, получены экспериментальные данные об энергетических спектрах нейтронов, гамма-квантов, заряженных частиц и определено число этих частиц за цикл ускорителя.

Энергетический спектр нейтронов, поскольку он в дальнейшем применяется при исследовании характеристик рождения странных и очарованных частиц, для надёжности измерен двумя методами. В первом случае спектр нейтронов восстанавливался на основе анализа данных от реакции перезарядки $n\bar{p} \rightarrow p\bar{n}$. Для изучения реакции перезарядки проводилась экспозиция спектрометра БИС-2. При этом регистрировались одиночные положительно заряженные частицы, которые рождались, в основном, в результате рассеяния в заднюю полусферу нейтронов на квазисвободных протонах ядер углерода. Процесс перезарядки нейтрона хорошо изучен экспериментально для энергий $8 + 70$ ГэВ. С учётом известных характеристик этого процесса и измеренного спектра импульсов протонов, образованных при перезарядке, был восстановлен спектр импульсов первичных нейтронов.

Второй метод заключался в непосредственном измерении спектра импульсов нейтральных адронов с помощью модуля адронного калориметра, расположенного по оси пучка за последними элементами спектрометра. Поперечный размер модуля адронного калориметра равнялся 30×30 см² и состоял из 17 слоёв стальных пластин, разделённых сцинтилляторами, с общей толщиной вдоль оси ~ 5 ядерных длин.

Спектры нейтронов, полученные двумя независимыми методами, представлены на рис.2. Результаты этих измерений согласуются друг с другом. Средний импульс нейтронов равен $(42,8 \pm 12,1)$ ГэВ/с.

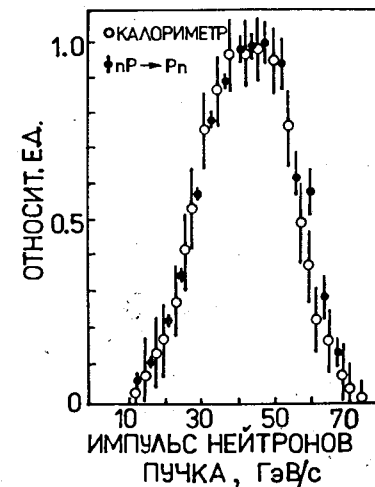


Рис.2. Импульсные спектры нейтронов пучка канала 4Н.

Энергетический спектр гамма-квантов, без гамма-фильтра в пучке, измерен с помощью регистрации электрон-позитронных пар, образующихся в углеродной мишени. Интенсивность гамма-квантов с ростом энергии экспоненциально падает до энергии 30 ГэВ. Гамма-кванты использовались в контрольных экспериментах. При изучении гамма-квантов определено угловое распределение частиц в канале, которое составляет полную ширину на полувысоте $0,8$ мрад и $1,2$ мрад соответственно по горизонтали и вертикали.

Составляет полную ширину на полувысоте $0,8$ мрад и $1,2$ мрад соответственно по горизонтали и вертикали.

Число нейтронов, гамма-квантов, заряженных частиц в канале за цикл ускорителя определено в ходе измерений энергетических спектров и показаний нейтронного монитора, установленного в канале.

Пучок частиц в канале состоит в основном из $\sim 3,3 \cdot 10^6$ нейтронов при сбросе $\sim 2 \cdot 10^{11}$ протонов на мишень, $\sim 1\%$ заряженных частиц, $\sim 1,5\%$ K^0 -мезонов. При отсутствии гамма-фильтра доля гамма-квантов с энергиями от 7 до 30 ГэВ в канале 4Н составляет около 70%. Расходимость пучка частиц в канале составляет $\pm 0,34$ и $\pm 0,58$ мрад по горизонтали и вертикали. Профиль частиц в районе мишени прямоугольный, с полными шириной 50 мм и высотой 80 мм.

Во второй главе приведены описание спектрометра БИС-2, результаты исследований характеристик пропорциональных камер (ПК), характеристики спектрометра БИС-2.

Методом исследования рождения Σ^{\pm} (I385), Ξ^{\pm} , Ω -странных барионов является наблюдение характерных пиков в спектрах инвариантных масс ожидаемых продуктов распадов этих частиц. Ширина таких пиков для странных барионов, распадающихся в результате слабого взаимодействия, определяется только величиной экспериментального массового разрешения, а собственная ширина возбужденного состояния гиперонов не превышает нескольких десятков МэВ/с².

Реализация данного метода оказалась возможной благодаря тому, что характеристики спектрометра позволяли:

1. иметь массовое разрешение не хуже 10 МэВ/с²;
2. надёжно регистрировать и идентифицировать странные частицы;
3. работать в интенсивном пучке частиц.

Схема расположения экспериментальной аппаратуры спектрометра БИС-2 приведена на рис.3.

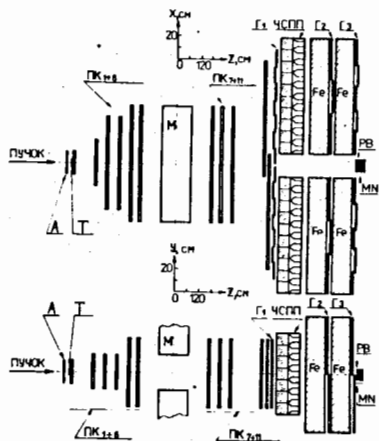


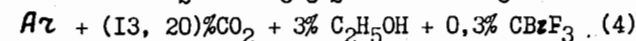
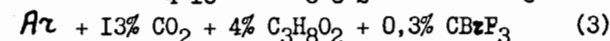
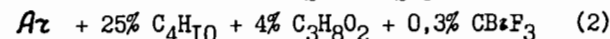
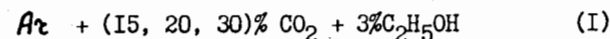
Рис.3. Схема расположения аппаратуры спектрометра БИС-2 на канале 4Н.

Основу спектрометра составляли спектрометрический магнит СП-40 с сечением между полюсами 100×29 см², интеграл магнитного поля которого изменяет поперечную составляющую импульса заряженной частицы на 0,64 ГэВ/с и координатные детекторы - II много-

проволочных пропорциональных камер (ПК) с общим числом сигнальных проволок около шести тысяч. Кроме того, в состав спектрометра входили: годоскоп сцинтилляционных счётчиков Г1, нейтронный монитор (МН). Для регистрации и идентификации электронов, позитронов и гамма-квантов служил черенковский счётчик полного поглощения (ЧСПИ), а для идентификации мюонов - детектор мюонов, состоявший из четырёх железных поглотителей и годоскопов сцинтилляционных счётчиков (Г2, Г3). Информация с ЧСПИ и мюонного детектора в этом эксперименте при анализе данных не использовалась. Заряженные частицы - адроны в данном эксперименте по массам аппаратурно не идентифицировались.

Триггер запуска установки вырабатывался с помощью ПК и годоскопа Г1. Запуск спектрометра от продуктов взаимодействия заряженных частиц с мишенью исключался с помощью сцинтилляционного счётчика А. Спектрометр работал на линии с ЭВМ ЕС-1040.

Для получения наилучших характеристик спектрометра БИС-2 и повышения его эксплуатационной надёжности исследовались параметры ПК с различными газовыми смесями на специально созданном автоматизированном стенде, с радиоактивным источником ⁹⁰Sr. Были определены эффективность регистрации электронов (ширина плато при постоянной эффективности) и шум в зависимости от высоковольтного напряжения, приложенного к камере, а также временное разрешение в рабочей точке, со следующими газовыми смесями:

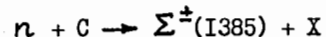


В результате этих исследований в качестве рабочей смеси была выбрана газовая смесь (4) с 13% CO₂. При этом ширина плато при постоянной эффективности регистрации электронов (99%) равна 300 В. Шумы составляют не более 7 Гц/канал, временное разрешение - 60+70 нс.

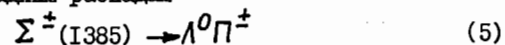
Проведенные исследования с ПК позволили получить в условиях проводимых экспериментов следующие физические характеристики спектрометра БИС-2:

1. Угловое разрешение - ~ 1 мрад.
2. Разрешение по импульсу - $\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{(10 \cdot 68 \cdot 10^{-3} \cdot P)^2 + (6 \cdot 10^{-3})^2}$
3. Разрешение по инвариантным массам σ : для $\Lambda^0 \sim 1,9$ МэВ/с²; для Ξ^{\pm}, Ω 2,7 + 3,9 МэВ/с².

В третьей главе приведены условия проведения эксперимента, описана процедура выделения сигналов Σ^\pm (I385), Ξ^- , Ω^- -гиперонов, образующихся в реакциях:



и регистрируемых по каскадным распадам



Описан метод определения эффективностей регистрации спектрометром Σ^\pm (I385), Ξ^- , Ω^- в зависимости от фейнмановской переменной X и от продольных и поперечных компонент импульсов этих частиц, а также процедура вычислений дифференциальных (Σ^\pm (I385) и Ξ^-) и полных сечений инклюзивного рождения Σ^\pm (I385), Ξ^- , Ω^- в нейтрон-углеродных взаимодействиях.

Представленные результаты основаны на статистике экспериментальных данных, записанных на магнитные ленты с помощью спектрометра БИС-2 в II-12 сеансах. Спектрометр регистрировал вторичные заряженные частицы, рожденные в результате взаимодействия нейтронов пучка с углеродной мишенью. Триггер вырабатывался при условии прохождения через спектрометр четырех и более заряженных частиц. Скорость записи информации на магнитные ленты ЭВМ ЕС-1040 составляла 30 событий/с. В течение эксперимента было записано $5,1 \cdot 10^6$ нейтрон-углеродных взаимодействий.

Процедура обработки первичного экспериментального материала состояла из нескольких этапов: геометрической реконструкции событий (восстановления траекторий заряженных частиц и их импульсов), поиска нейтральных вилок (пар траекторий частиц разных знаков заряда с общей вершиной), соответствующих распадам (8), выделения событий, по топологиям похожих на (5), (6), (7).

При выделении распадов (8) накладывались ограничения на геометрические параметры нейтральных вилок:

- вершина нейтральной вилки должна лежать в пределах распадной области, ограниченной параметрами $(Z_T + 12) \text{ см} < Z < (Z_T + 202) \text{ см}$, где $Z_T = -472 \text{ см}$ - центр мишени;
- минимальное расстояние между траекториями P и Π^- не должно превышать 0,6 см.

При этом, с Λ^0 -событием должна быть зарегистрирована хотя бы ещё одна заряженная частица.

Спектр инвариантных масс (PIГ) Λ^0 из области (II00-II30) МэВ/c², удовлетворяющий перечисленным условиям, приведен на рис.4.

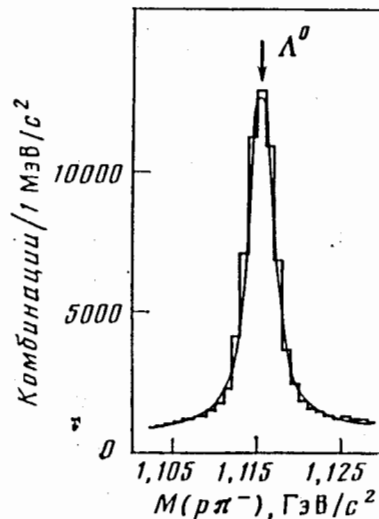


Рис.4. Спектр инвариантных масс M (PIГ) нейтральных вилок.

В области масс 1115 МэВ/c², т.е. масс Λ^0 -гиперона, виден четкий пик. Сплошная кривая на рис.4 - результат аппроксимации массового распределения функцией Гаусса в области пика и линейной функцией в области фона. Найдено, что среднее значение массы Λ^0 равно $(1115,5 \pm 0,2) \text{ МэВ}/c^2$. Ширина пика на полувысоте, равная $(3,6 \pm 0,4) \text{ МэВ}/c^2$, характеризует экспериментальное разрешение по инвариантной массе M (PIГ).

Для дальнейшего анализа использовалось 55836 кандидатов в Λ^0 из интервала масс (1112 - 1119) МэВ/c² с уровнем фона $(11,8 \pm 2,2)\%$.

При выделении событий, похожих на каскадные распады (5), (6), (7), требовалось, чтобы:

- Минимальное расстояние между траекториями заряженной частицы и Λ^0 , образующих вершины распадов Σ^\pm (I385), Ξ^- и Ω^- , должно быть меньше 1 см.
- Вершины распадов резонансов Σ^\pm (I385) должны лежать в области мишени: внутри цилиндра диаметром 6 см и не более, чем 20 см по Z от центра мишени.
- Вершины распадов Ξ^- и Ω^- должны лежать в распадной области $(Z_T + 12) \text{ см} < Z < (Z_T + 202) \text{ см}$, при этом в событии вершина

*) Здесь и далее при анализе нейтральных вилок принималось, что положительно заряженная частица есть протон, а отрицательно заряженная - пион.

распада Λ^0 должна следовать за вершиной распада Ξ^- и Σ^- -гиперонов.

Для наблюдения Ω^- накладывались дополнительные кинематические условия $0,1 < (P_L^A - P_L^K)/(P_L^A + P_L^K) < 0,6$ и $Q_T > 100$ МэВ/с, где P_L - продольный и Q_T - поперечный импульсы распадающих частиц в л.с. относительно направления вылета Ω^- . Эти дополнительные условия исключали возможное кинематическое отражение сигнала Ξ^- в область массы Ω^- при ошибочном отождествлении отрицательной частицы (Π^- - от распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \Pi^-$ K-частицей).

Спектры эффективных масс $M(\Lambda^0 \Pi^\pm)$ с вершинами распада в области мишени приведены на рис.5а, с числом комбинаций 38932, и рис.5б, с числом комбинаций 37533. На рис.5а наблюдаются узкий пик, соответствующий распадам Ξ^- (из области мишени), и широкий пик (около 7 аппаратных разрешений) в области массы 1385 МэВ/с², обусловленный зарегистрированными распадами Σ^- (1385) $\rightarrow \Lambda^0 \Pi^-$. На рис.5б

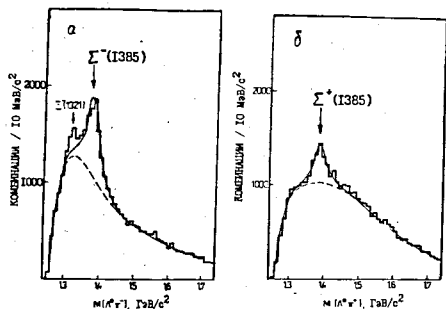


Рис.5. Спектры инвариантных масс комбинаций ($\Lambda^0 \Pi^\pm$) с вершинами распада в области мишени: а) $M(\Lambda^0 \Pi^-)$; б) $M(\Lambda^0 \Pi^+)$.

виден широкий пик в области массы 1385 МэВ/с², соответствующий зарегистрированным распадам Σ^+ (1385) $\rightarrow \Lambda^0 \Pi^+$.

Полученные распределения аппроксимировались функцией Брейт-Вигнера в области пиков и гладкой фоновой кривой, представляющей собой произведение экспоненты на полиномиальную функцию четвертой степени (сплошные кривые на рис.5а, б; пунктирные кривые - экстраполяции фоновых кривых в области пиков). При этом ширины резонансов в функции Брейта-Вигнера принимались равными табличному значению с учётом величины экспериментального массового разрешения. В результате найдено, что пикам соответствует центральное значение масс: Σ^- (1385), равное $(1386,8 \pm 0,9)$ МэВ/с²; Σ^+ (1385), равное $(1386,1 \pm 1,5)$ МэВ/с². При этом число комбинаций в пиках, соответствующих:

- а) Σ^- (1385) в области масс (1340 - 1436) МэВ/с², равно 5200 ± 500 ;
- б) Σ^+ (1385) в области масс (1344 - 1428) МэВ/с², равно 1800 ± 200 .

Спектры инвариантных масс $M(\Lambda^0 \Pi^-)$ и $M(\Lambda^0 K^-)$ с вершинами распада в распадной области приведены на рис.6а,б. На рис.6а в области массы 1320 МэВ/с² виден узкий пик, соответствующий зарегистрированным распадам $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \Pi^-$.

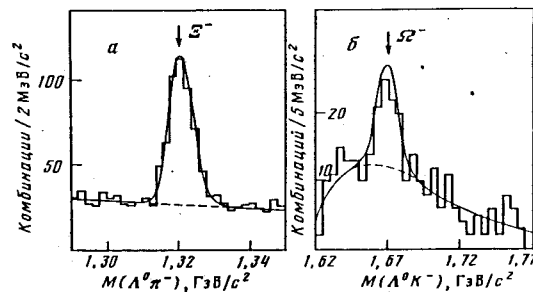


Рис.6. Спектры инвариантных масс комбинаций ($\Lambda^0 h^-$) с вершинами в распадной области: а) $M(\Lambda^0 \Pi^-)$; б) $M(\Lambda^0 K^-)$.

Сплошная кривая (рис.6а) - результат аппроксимации приведенного спектра функцией Гаусса в области пика, и линейной функцией - в области фоновых событий. Пунктирная кривая - экстраполяция линейной функции в область пика. Найдено, что среднее значение масс Ξ^- -гиперона равно $(1321 \pm 0,3)$ МэВ/с².

В пике содержится 390 ± 27 комбинаций над уровнем фона в 340 ± 19 комбинаций. Ширина пика на полувысоте, равная $(6,4 \pm 0,4)$ МэВ/с², характеризует величину экспериментального разрешения по инвариантной массе такой системы.

На рис.6б (число комбинаций 233) в области массы 1670 МэВ/с² виден узкий пик, соответствующий зарегистрированным распадам $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. Сплошная кривая - результат аппроксимации экспериментального распределения суммой функций Гаусса (в области пика) и полиномиальной (шестой степени) - в области фоновых событий. Пунктирная кривая - уровень фона под пиком. В результате аппроксимации массового распределения найдено, что в пике содержится 40 ± 10 комбинаций над фоном 57 ± 8 , средняя масса Ω^- равна $(1669,7 \pm 2,2)$ МэВ/с² и ширина на полувысоте равна $(9,2 \pm 5,0)$ МэВ/с².

Экспериментальные параметры гиперонов, полученные в данном эксперименте, приведены в табл. I.

Таблица I

Частица	Масса, МэВ/с ²	Ширина, МэВ/с ²	Число событий	$W_{\text{ТОГ}}$	$\langle \epsilon(x) \rangle \times 10^{-4}$
Σ^+ (1385)	$1386,1 \pm 1,5$	42	1800 ± 200	$1,94 \pm 0,11$	4,11
Σ^- (1385)	$1386,8 \pm 0,9$	47	5200 ± 500	$1,99 \pm 0,10$	7,79
Ξ^-	$1321,0 \pm 0,3$	$6,4 \pm 0,4$	390 ± 30	$2,87 \pm 0,19$	7,59
Ω^-	$1669,7 \pm 2,2$	$9,2 \pm 5,0$	40 ± 10	$3,0 \pm 0,7$	6,03

В табл. I также приведены весовые коэффициенты W_{TOT} , которые необходимы для учета потерь событий из-за вышеприведенных критериев их отбора.

Эффективность регистрации гиперонов спектрометром БИС-2 рассчитывалась методом Монте-Карло.

Поскольку для запуска установки требовалось, чтобы через неё прошло не менее четырёх заряженных частиц, а исследуемые гипероны образуют при распаде только три заряженные частицы, поэтому генерировался полный процесс их образования, включая ассоциативное рождение $K^+(K^0)$ -мезонов и пионов.

При этом использовалось соотношение Чижевского-Рубика для распределения по множественности и зависимости средней множественности от энергии налетающего нейтрона. Кинематика реакций моделировалась с использованием алгоритма продольного пространства и корректировалась с учётом экспериментальных импульсных спектров гиперонов. При определении регистрации гиперонов учитывались также экспериментальный импульсный спектр пучка нейтронов (рис. 2) и характеристики спектрометра. Эффективности регистрации гиперонов были вычислены в зависимости от величин продольного и поперечного импульсов.

$\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- и от фейнмановской переменной X для $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- и Ω^- . Величины сечений рождения гиперонов в дальнейшем определены в чувствительной области спектрометра $0,2 < X < 1$ (область фрагментации нейтронов пучка). Средние значения эффективностей регистрации $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- , Ω^- -гиперонов по переменной X приведены в табл. I.

Дифференциальные сечения рождения $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- получены из анализа экспериментальных спектров по поперечному и продольному импульсам в л.с. Эти спектры были построены для комбинаций из области пиков путём вычитания соответствующих нормированных спектров фоновых событий, взятых справа и слева от пиков. После коррекции на эффективность регистрации гиперонов спектры рожденных $\Sigma^{\pm}(1385)$ и Ξ^- по поперечным импульсам, представлены на рис. 7, инвариантные спектры продольных импульсов - на рис. 8. Сплошные линии на рис. 7 показывают результат подгонки к этим спектрам зависимости $dN/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-BP_{\perp}^2)$.

В результате аппроксимации получены значения параметра наклона B , которые приведены в табл. 2. Измеренные величины параметров B находятся в согласии с аналогичными параметрами, полученными в PP-взаимодействиях и, следовательно, не зависят от типа первичной частицы и её энергии. На рис. 8 сплошные линии - результат аппроксимации инвариантного импульсного распределения функций $F(X) \sim (1-X)^N$. Полученные значения показателя N приведены в табл. 2. В этой же таблице приведены предсказания для N в области

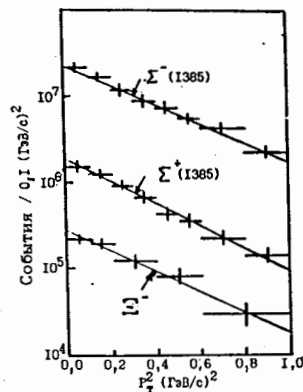


Рис. 7. Спектры рожденных $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- по поперечному импульсу.

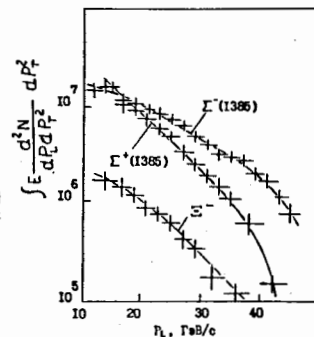


Рис. 8. Инвариантные спектры продольных импульсов $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- -странных барионов.

Таблица 2

Частица	N	Модель	$B(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
$\Sigma^+(1385)$	$2,9 \pm 0,5$	3	$2,9 \pm 0,1$
$\Sigma^-(1385)$	$1,1 \pm 0,4$	1	$2,6 \pm 0,4$
Ξ^-	$1,9 \pm 0,4$	3	$2,7 \pm 0,5$

фрагментации, основанные на правилах кваркового счёта. Сравнение полученных значений параметров N для $\Sigma^{\pm}(1385)$ с соответствующими результатами в PP-взаимодействиях показывает согласие этих параметров для изотопически сопряженных реакций. Подобное сравнение для Ξ^- указывает, что в области фрагментации импульсный спектр этих частиц, образованных нейтронами, более жёсткий, чем у Ξ^- , образованных протонами ($n \sim 3$). Такое различие может свидетельствовать о различии импульсных спектров u и d -кварков в нуклоне.

Инклюзивные сечения рождения $\Sigma^{\pm}(1385)$, Ξ^- , Ω^- -гиперонов в nC-взаимодействиях вычислены с использованием соотношения:

$$\sigma = N \cdot W_{\text{TOT}} / (B \tau \cdot \langle \mathcal{E}(x) \rangle \cdot L),$$

где N - число наблюдаемых гиперонов, W_{TOT} - коэффициент, учитывающий потери событий из-за геометрических и кинематических критериев

при анализе экспериментальных данных, $V\tau$ – вероятность распада гиперонов по наблюдаемым каналам, $\langle \xi(x) \rangle$ – средняя эффективность регистрации гиперонов в области $0,2 < X < 1$, L – светимость.

Светимость L определена из общего числа запусков установки $N_{тр} = 5,1 \cdot 10^6$, полного сечения взаимодействия нейтронов с углеродом $\sigma_{нс} = (331,1 \pm 8,6)$ мб и эффективности триггера к регистрации взаимодействий нейтронного пучка с мишенью, определенной моделированием ($\xi_{тр} = 1,96 \cdot 10^{-4}$). Найдено, что $L = N_{тр} / (\sigma_{нс} \cdot \xi_{тр}) = (7,9 \pm 1,3) \cdot 10^{34}$ см⁻²/ на ядро углерода. Таким образом, все инклюзивные сечения рождения гиперонов σ были нормированы на полное эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами углерода. При такой нормировке определяемые инклюзивные сечения рождения не зависят от абсолютных величин $\langle \xi(x) \rangle$ и $\xi_{тр}$, а зависят только от их отношения. Инклюзивные сечения рождения гиперонов σ , вычисленные для области $X > 0,2$, приведены в табл.3.

Таблица 3.

Частица	Инклюзивные сечения, мкб			
	$0,2 < X < 1$		$-1 < X < 1$	
	$\sigma_{нс}$	$\sigma_{нн}$	$\sigma_{нс}$	$\sigma_{нн}$
$\Sigma^+(1385)$	190 ± 45	36 ± 10	730 ± 300	140 ± 60
$\Sigma^-(1385)$	300 ± 70	56 ± 15	820 ± 330	160 ± 70
Ξ^-	30 ± 7	$5,5 \pm 1,4$	110 ± 40	20 ± 10
Ω^-	6 ± 3	$1,1 \pm 0,5$	25 ± 15	5 ± 3

В четвертой главе величины инклюзивных сечений рождения гиперонов экстраполированы в область $-1 < X < 1$, и результаты сравниваются с результатами, полученными в других экспериментах.

Для экстраполяции сечений из кинематической области $X > 0,2$ в область $X > 0$ были использованы данные по рождению гиперонов в pp - и K^+p -взаимодействиях. На основании этих работ были определены значения отношения $R = \sigma(0 < X \leq 0,2) / \sigma(0 < X < 1)$. Найдено, что для $\Sigma^-(1385)$ $R = 0,30 \pm 0,10$, для $\Sigma^+(1385)$, Ξ^- $R = 0,45 \pm 0,15$ и для Ω^- $R = 0,70 \pm 0,20$. Для перехода к области $-1 < X < 1$ предполагалось, что сечения для $X > 0$ и $X < 0$ равны для гиперонов Ξ^- и Ω^- . Для $\Sigma^\pm(1385)$ величина инклюзивного поперечного сечения для области $X < 0$ бралась равной полусумме поперечных сечений $\sigma(n\bar{n}) \rightarrow \Sigma^+(1385) + \dots$ и $\sigma(nn) \rightarrow \Sigma^-(1385) + \dots$ из области $X > 0$.

Инклюзивные сечения рождения гиперонов на нуклоне получены в предположении, что $\sigma_{нн} = \sigma_{нс} / A^\alpha$, где $\alpha = 2/3 (\pm 0,1)$. Экстраполированные таким образом инклюзивные сечения рождения гиперонов для кинематического интервала $-1 < X < 1$ приведены в табл.3. Из табл.3 видно, что с увеличением странности $|S|$ величина инклюзивных поперечных сечений рождения гиперонов быстро уменьшается. На рис.9а показано сходное сопоставление поперечных сечений рождения $\Sigma^\pm(1385)$ и $\Xi^\pm(1385)$ из данной работы с поперечными сечениями рождения $\Sigma^\pm(1385)$ в pp -взаимодействиях при энергиях 12,24, 300 и 405 ГэВ, полученные в других работах.

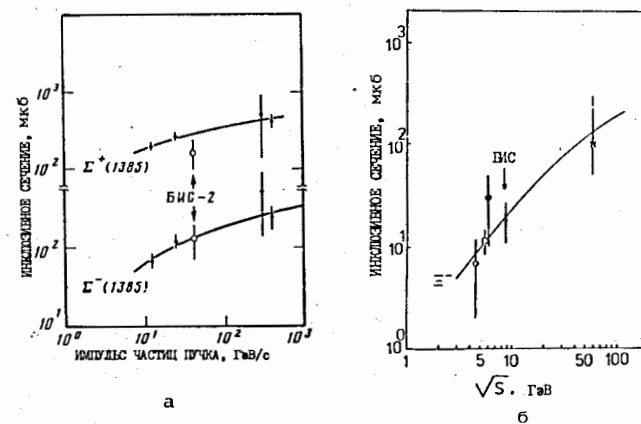


Рис.9. Инклюзивные сечения рождения:
а) $\Sigma^\pm(1385)$
б) Ξ^-

Показанные на рис.9 сплошные линии приведены для наглядности. Результаты эксперимента БИС-2 согласуются с результатами, полученными в pp -взаимодействиях.

Инклюзивные поперечные сечения Ξ^- , полученные в других работах при энергии 10–24 ГэВ в np -взаимодействиях и для 10, 19 ГэВ и $\sqrt{s} = 53$ и 62 ГэВ в pp -взаимодействиях вместе с результатом данного эксперимента, показаны на рис.9б. При этом на рис.9б величина поперечного сечения при $\sqrt{s} = 53$ и 62 ГэВ экстраполирована нами из области $X > 0,4$ в полную кинематическую область по X . Из рис.9б видно, что имеющиеся экспериментальные данные о поперечных сечениях рождения Ξ^- в нуклон-нуклонных взаимодействиях находятся в согласии друг с другом, включая наш результат. Инклюзивное поперечное сечение рождения Ω^- $\sigma_{нн} = (5 \pm 3)$ мкб в нуклонных взаимодействиях получено впервые в данной работе. Его можно лишь качественно сопоставить с аналогичными величинами $(3,2^{+2}_{-1,2})$ мкб и $(5,2 \pm 1,3)$ мкб, полученными в K^- -пучках с импульсами соответственно 16 и 10 ГэВ/с при взаимодействии с протонами.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

1. Впервые получены экспериментальные данные о поперечных сечениях инклюзивного рождения странных барионов Σ^{\pm} (I385), Ξ^{-} и Ω^{-} во взаимодействиях нейтронов со средней энергией 40 ГэВ на ядрах углерода в кинематической области $0,2 < X < 1$ и $0 < P_{\perp} < 1$ ГэВ/с, величины которых приведены в табл.3.

Ранее были получены аналогичные данные в нейтронных пучках для Σ^{\pm} (I385), Ξ^{-} с энергией (10 - 24) ГэВ. Аналогичные данные в нейтронном пучке для Ω^{-} отсутствуют.

Найдены динамические характеристики процесса рождения Σ^{\pm} (I385), Ξ^{-} , определяемые параметрами B и N , которые приведены в табл.2. Показано, что параметр B не зависит от типа налетающей частицы и её энергии, а параметр N согласуется с моделью кваркового счёта.

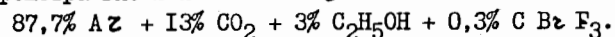
Показано, что инклюзивные поперечные сечения рождения Σ^{\pm} (I385), Ξ^{-} в нейтронном пучке согласуются с результатами их измерений в протонных пучках, полученными в других работах.

Общее согласие измеренных в nC -взаимодействиях сечений инклюзивного рождения Σ^{\pm} (I385) и соответствующих величин показателей N с данными, полученными в pP -взаимодействиях, указывает на отсутствие существенных различий процессов образования этих резонансов в нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных взаимодействиях.

2. Определены характеристики пучка частиц канала 4Н серпуховского ускорителя. Пучок частиц состоит в основном из нейтронов с интенсивностью $\sim 3 \cdot 10^6$ в цикле, при сбросе $\sim 2 \cdot 10^{11}$ протонов/цикл на внутреннюю мишень ускорителя, $\sim 1,5\%$ K^0 -мезонов, $\sim 1\%$ заряженных частиц. В отсутствие гамма-фильтра в канале 4Н содержится $\sim 10^6$ гамма-квантов с энергиями от 7 до 30 ГэВ.

Определен спектральный состав нейтронов в канале 4Н двумя методами: с помощью адронного калориметра и реакции перезарядки нейтронов на протонах. Найдено, что средний импульс нейтронов равен $(42,8 \pm 12,1)$ ГэВ/с. В этом пучке нейтронов выполнен ряд экспериментов по поиску и исследованию узких барионных резонансов, очарованных частиц. Полученные характеристики пучка частиц в канале 4Н используются в этих работах.

3. Экспериментально найдена газовая смесь для пропорциональных камер спектрометра БИС-2 на основе Az :



Использование этой газовой смеси в ПК позволило получить высокую эффективность регистрации заряженных частиц (99%) и высокую эксплуатационную надёжность ПК. При проведении экспериментов со спектрометром БИС-2 (21 сеанс, длительность каждого от 15 до 35 суток) не было ни одного случая выхода из строя пропорциональной камеры.

Результаты и выводы, полученные в данной работе, использовались в экспериментах на серпуховском ускорителе и легли в основу новых планируемых экспериментов на У-70 (Алеев А.Н. и др., ОИЯИ I-84-457, Дубна, 1984 и PI-85-685, Дубна, 1985).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. Рождение гиперонов в nC -взаимодействиях в пучке нейтронов с импульсом 40 ГэВ/с. ЯФ, т.44, стр.661, 1986; ОИЯИ, PI-82-353, Дубна, 1982.
2. Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. Канал нейтральных частиц 4Н серпуховского ускорителя. ОИЯИ, I-83-910, Дубна, 1983.
3. Алеев А.Н., Арефьев В.А., Баландин В.П. и др. Энергетические спектры гамма-квантов и нейтронов в пучке нейтральных частиц серпуховского ускорителя (канал 4Н). ОИЯИ, I-81-67, Дубна, 1981.
4. Баландин В.П., Белогорлов В.А., Воробьев А.П. и др. Восстановление энергетических спектров нейтронов по калориметрическим измерениям на канале 4Н серпуховского ускорителя. ОИЯИ, PI-86-403, Дубна, 1986.
5. Айхнер Г., Алеев А.Н., Баландин В.П. и др. Бесфильмовый спектрометр БИС-2 и его физические характеристики. ОИЯИ, I-80-644, Дубна, 1980.
6. Айхнер Г., Алеев А.Н., Баландин В.П. и др. Конструкция и стендовые испытания пропорциональных камер спектрометра БИС-2. ПТЭ, №3, стр.45, 1982; ОИЯИ, I3-80-464, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1987 года.