

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.126

4 - 84

1-87-183

ЧУДАКОВ
Евгений Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ
РОЖДЕНИЯ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ Λ_c^+
В n C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 40-70 ГэВ

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЛЮБИМОВ
Александр Львович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЛИХАЧЕВ
Михаил Федорович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

ГРИШИН
Валентин Григорьевич

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЛИХОДЕД
Анатолий Константинович

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва.

Защита диссертации состоится "28" 5 1987 г.
в 10 час. на заседании специализированного совета Д 047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "27" 4 1987 г.

Ученый секретарь

специализированного совета

М.Ф.ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Существование четвертого кварка (названного очарованным, или с-кварком) было предсказано теоретически исходя из представлений о симметрии числа кварков и лептонов с целью объяснения наблюдавшегося экспериментально подавления слабых нейтральных токов, меняющих странность. Это предсказание было подтверждено в конце 1974 г. открытием семейства узких векторных резонансов $J/\Psi, \Psi'$ и др., интерпретируемых как мезоны, состоящие из с-и \bar{c} -кварков, что положило начало интенсивным экспериментальным и теоретическим исследованиям очарованных частиц. Интерес к этим исследованиям поддерживается следующими обстоятельствами:

1. Изучение спектроскопии адронов важно для систематики элементарных частиц.

2. Характеристики распадов очарованных частиц - времена жизни, парциальные вероятности распадов - содержат информацию о слабых взаимодействиях с участием с-кварка, а также о процессах адронизации в распадах.

3. Характеристики фотонного и адронного рождения отражают механизмы взаимодействия адронов. Относительно большая масса с-кварка ($\sim 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$) позволяет надеяться, что для расчетов характеристик рождения очарованных частиц можно применять теорию возмущений квантовой хромодинамики (КХД). Экспериментальные исследования адронного рождения очарованных частиц необходимы для развития представлений о взаимодействиях адронов.

Поиск адронного рождения очарованных частиц затруднен рядом обстоятельств: менее 0,1% всех взаимодействий содержат очарованные частицы; парциальные вероятности удобных для регистрации распадов очарованных частиц малы: $I - 5\%$; пробеги до распада очарованных частиц малы, их регистрация требует специальной техники; регистрация ассоциативных очарованных частиц затруднена вследствие малой вероятности удобных для регистрации распадов.

Целью работы является поиск очарованных барионов Λ_c^+ в нейтрон-ядерных взаимодействиях при энергии серпуховского ускорителя и исследование характеристик их рождения и распадов.

Новизна работы. Впервые обнаружено путем прямого наблюдения адронное рождение очарованных барионов Λ_c^+ при энергии, меньшей, чем на ускорителе ISR, и исследованы характеристики этого процесса. Впервые зарегистрирован канал распада очарованного бариона: $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}_p^0 \pi^+ \pi^-$, определена его парциальная вероятность.

Научная значимость и практическая ценность работы состоит в следующем:

- измерены дифференциальные сечения рождения очарованного бариона Λ_c^+ при энергии, близкой к пороговой для рождения очарованных частиц;
- измеренное сечение рождения очарованных барионов оказалось большим, чем ожидалось на основании большинства теоретических моделей;
- измерено отношение парциальных вероятностей распадов $V(\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}_p^0 \pi^+ \pi^-) / V(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$;
- создан комплекс программ моделирования, широко используемый при исследованиях, проводимых сотрудничеством по экспериментам на установке БИС-2;
- показана перспективность исследования очарованных частиц при серпуховских энергиях, полученные данные легли в основу планируемых исследований очарованных частиц на серпуховском ускорителе.

Апробация работы и публикации. Результаты, изложенные в диссертации, обсуждались на научных семинарах Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, Института физики высоких энергий (Серпухов), были представлены на Международные конференции по физике высоких энергий в Париже (1982 г.), Брайтоне (1983 г.), Лейпциге (1984 г.), включены в обзор свойств элементарных частиц 1986 г. (Phys. Lett., 170B).

Основные результаты диссертации изложены в пяти публикациях /I-5/.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность исследований очарованных частиц, сформулирована научная задача, показана структура диссертации.

В первой главе дан краткий обзор исследований очарованных частиц, содержащий описание известных свойств очарованных частиц и методов экспериментальных исследований. Основное внимание уделено вопросам адронного рождения. Отмечены трудности экспериментальных исследований и существующие несогласования различных данных. Рассмотрен ряд теоретических моделей адронного рождения очарованных частиц.

Во второй главе обоснованы конкретная научная задача и метод ее реализации, дано описание экспериментальной установки БИС-2.

Методом экспериментальных исследований является поиск узких пиков в спектрах эффективных масс ожидаемых продуктов распада очарованных частиц. Из соображений оптимизации отношения сигнал/фон поиск был ограничен многочастичными каналами распада с общим количеством заряженных частиц, проходящих установку, не менее пяти. Для реализации данного метода необходимы:

1. Многочастичный спектрометр с высоким массовым разрешением.
2. Надежная регистрация и идентификация странных частиц для выделения Кабиббо - разрешенных распадов очарованных частиц.
3. Возможность работы с высокой интенсивностью вторичных частиц для достижения достаточной чувствительности эксперимента.

Этим требованиям удовлетворял спектрометр БИС-2 (рис. 1). Его основу составляли:

- а) спектрометрический магнит СП-40 с сечением входного окна $90 \times 29 \text{ см}^2$. Интеграл магнитного поля соответствовал изменению поперечной компоненты импульса частиц на $0,64 \text{ ГэВ}/c$;

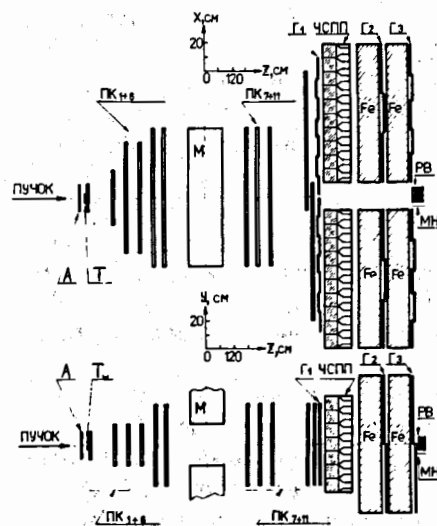


Рис. 1. Схема спектрометра БИС-2.

- б) координатные детекторы - многопроволочные пропорциональные камеры (ПК) с общим числом каналов около 6000. Различная ориентация сигнальных проволок ПК позволила восстанавливать пространственные траектории заряженных частиц.

Кроме того, в спектрометр входили: годоскоп сцинтилляционных счетчиков П1, система счетчиков окружения мишени (СОМ), нейтронный монитор (МН), а также черенковские счетчики полного поглощения и мюонный детектор, информация с которых в данной работе не использовалась.

Заряженные адроны в эксперименте аппаратно не идентифицировались. Система запуска требовала прохождения не менее четырех заряженных частиц через спектрометр.

Импульсный спектр нейтронного пучка измерялся тремя различными методами:

- 1) с помощью регистрации реакции перезарядки нейтрона в протон, характеристики которой при серпуховских энергиях известны;
 - 2) с помощью регистрации реакции дифракционной диссоциации нейтрона в $p\bar{p}$, характеристики которой также известны;
 - 3) с помощью адронного калориметра.
- Результаты этих измерений согласуются друг с другом (рис. 2).

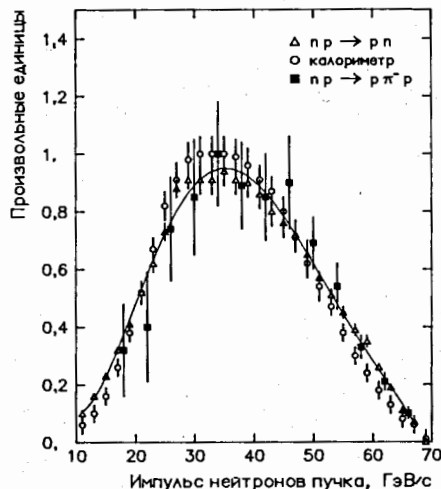


Рис. 2. Импульсный спектр нейтронного пучка.

Было проведено три экспозиции установки в несколько различающихся условиях эксперимента. Менялись направление магнитного поля (на обратное), расстояние от магнита до мишени, геометрические характеристики ПК, вещество и толщина мишеней (углерод, $7,8 \text{ г/см}^2$, или пластический сцинтиллятор, 6 г/см^2). Эти изменения позволили оценить некоторые систематические ошибки.

Зарегистрировано $11,4 \cdot 10^6$ нейтрон-углеродных взаимодействий.

Светимость эксперимента составила $(1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{35} \text{ см}^{-2}/\text{ядро} \cdot 12 \text{ с}$. Калибровка чувствительности эксперимента проведена путем измерения сечений рождения ряда гиперонов: Λ^0 , $\Sigma^\pm(1385)$, Ξ^- , $\bar{\Lambda}^0$ и других. Полученные величины оказались в хорошем соответствии с данными других экспериментов.

В третьей главе обсуждаются основные характеристики установки — разрешение по импульсам заряженных частиц, разрешение по эффективным массам, эффективность регистрации исследуемых процессов. Для определения ожидаемых характеристик были проведены расчеты методом моделирования. Дано описание программы моделирования методом Монте-Карло различных физических процессов и регистрации образовавшихся частиц спектрометром.

Вычислено разрешение по импульсам для заряженных частиц. Его зависимость от величины импульса частицы P приближенно описывается соотношением

$$\Delta P/P = \sqrt{(0,68 \cdot 10^{-3} \cdot P)^2 + (6,1 \cdot 10^{-3})^2},$$

где P измеряется в ГэВ/с. Первый член под знаком корня обусловлен разрешением ПК, второй — кулоновским расфокусированием. Разрешение по углу для траекторий заряженных частиц составляет $(0,5 - 1) \cdot 10^{-3}$ рад.

Определено разрешение (среднеквадратичное отклонение) по эффективной массе для процессов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p\bar{p}$ в зависимости от величин импульсов этих частиц (рис. 3). Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, находятся в соответствии с расчетными, полученными при учете возможных неточностей измерения координат ПК. Среднее разрешение по массе для K^0 составляет около $4 \text{ МэВ}/c^2$, для Λ^0 — $2 \text{ МэВ}/c^2$.

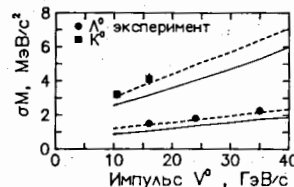
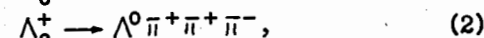
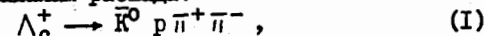


Рис. 3. Разрешение спектрометра БИС-2 по массе нейтральных вилок. Штриховыми линиями изображены кривые разрешения, вычисленного с учетом возможных ошибок измерения координат ПК.

Среднее ожидаемое разрешение по эффективной массе для Λ_c^+ -частиц, распадающихся по каналам распада:



составляет около $8 \text{ МэВ}/c^2$.

Эффективность регистрации (акцептанс) установки БИС-2 сильно зависит от импульса частиц. Расчеты показали, что зависимость акцептанса от эффективной массы является гладкой и в широкой области — монотонной функцией, не содержащей особенностей вблизи массы Λ_c^+ -барииона.

В четвертой главе дано описание процедуры обработки экспериментальных данных и приводятся результаты обработки.

Процедура обработки состояла из ряда последовательных шагов: геометрической реконструкции событий (восстановления траекторий заряженных частиц и их импульсов), поиска "нейтральных вилок" — возможных распадов K_S^0 и Λ^0 , выделения событий требуемой конфигурации (например, содержащих K_S^0 и 3 заряженные частицы). Для контроля алгоритмов каждого шага использовались моделированные события.

Траектории заряженных частиц предполагались прямолинейными на участках до и после магнита, магнитное поле в зазоре считалось однородным. После восстановления траекторий частиц проводился поиск "нейтральных вилок" — пар траекторий частиц разных знаков заряда, точка максимального сближения (вершина) которых находилась в области распадного объема. Каждая комбинация, образующая нейтральную вилку, про-

верялась на соответствие гипотезам распадов: $K_S^0 \rightarrow \bar{p}^+ \pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$. Спектры масс $M(\bar{p}^+ \pi^-)$ и $M(p \pi^-)$, полученные на части экспериментального материала, представлены на рис. 4.

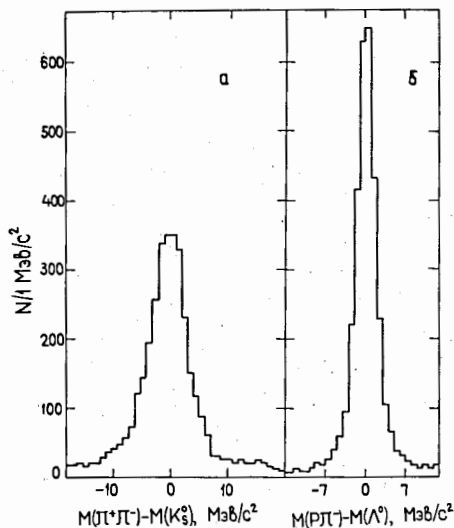


Рис. 4. Спектры инвариантных масс нейтральных вылок, иллюстрирующие выделение K_S^0 и Λ^0 .

Для дальнейшего анализа отбирались комбинации, массы которых отличались от табличных масс K^0 и Λ^0 менее чем на $14 \text{ МэВ}/c^2$ и $7 \text{ МэВ}/c^2$ соответственно. Уровень фона в приведенных областях эффективных масс в различных экспозициях эксперимента составлял $15 - 40\%$ для K_S^0 и $7 - 20\%$ для Λ^0 . Среди отобранных кандидатов на распад Λ^0 присутствует менее 1% распадов K_S^0 , среди отобранных кандидатов на распад K_S^0 присутствуют около 10% распадов Λ^0 .

Для поиска распадов (1) и (2) отобраны события, содержащие кроме нейтральной вылки не менее трех заряженных частиц. Требовалось, чтобы общая вершина находилась в области мишени. В соответствии с расчетами методом моделирования требовалось, чтобы общий импульс рассматриваемых комбинаций был больше $25 \text{ ГэВ}/c$. При вычислении эффективной массы (1) предполагалось, что протоном является положительная частица с большим импульсом. Это условие приводило к снижению фона и по результатам моделирования - к потере не более чем 7% полезных событий. На рис. 5 а, б представлены суммарные массовые распределения $M(K_S^0 p \pi^+ \pi^-)$ и $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ соответственно. В обоих распределениях видны пики с шириной около четырех аппаратурных разрешений с массами вблизи табличной массы Λ_c^+ : $(2281 \pm 3) \text{ МэВ}/c^2$. Отношение числа комбинаций к числу событий в области пиков составляет около $1,05$. Калибровка спектрометра проводилась по массам частиц: Λ^0 , K^0 , Ξ^- , Σ^\pm (1385) и других, однако остаются возможными систематические ошибки порядка $10 \text{ МэВ}/c^2$ при определении массы состояний (1) и (2) в области пиков. На рис. 5 точками отмечены фоновые кривые - полиномиальные функции четвертой степени, подогнанные к экспериментальным спектрам с исключенными областями пиков.

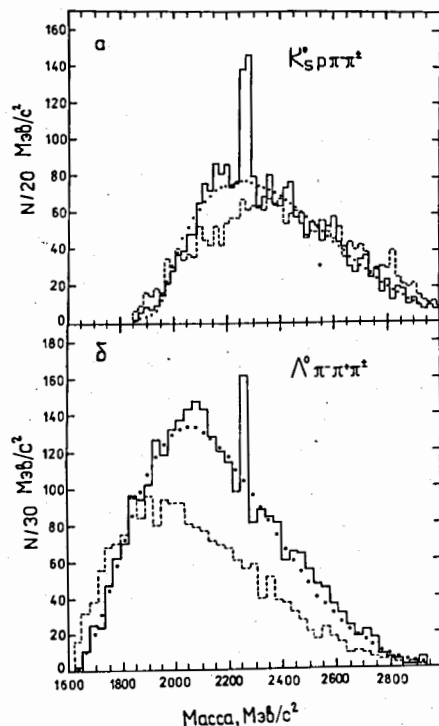


Рис. 5. Спектры инвариантных масс:
а) $K_S^0 p \pi^+ \pi^-$ (сплошная линия) и $K_S^0 p \pi^- \pi^-$ (штриховая линия);
б) $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (сплошная линия) и $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ (штриховая линия).

В пиках содержится 130 ± 18 событий (1) со средней массой $(2272 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$ и 57 ± 14 событий (2) со средней массой $(2265 \pm 19) \text{ МэВ}/c^2$. Статистическая значимость пиков в распределениях эффективных масс состояний (1) и (2) соответствует ~ 10 и ~ 5 стандартным отклонениям от уровня фона.

Рассмотрены возможные интерпретации наблюдаемых пиков. Методические причины возникновения пиков - за счет особенностей акселерации установок или

размножения траекторий частиц, исключаются. Также исключена возможность, что пики являются кинематическим отражением узких состояний в других массовых комбинациях, составленных из тех же траекторий частиц. Наблюдаемые пики могли бы соответствовать распаду некоторого странного резонанса. Проекция изоспина обоих состояний (при естественном допущении, что странность резонанса составляет - 1) равна +1. В таком случае должен существовать изотопический партнер с проекцией изоспина - 1, причем в области фрагментации нейтронного пучка отрицательно заряженный партнер должен рождаться с большей вероятностью, чем положительно заряженный. Такая асимметрия наблюдалась в эксперименте БИС-2 при изучении резонансов Σ^\pm (1385). На рис. 5 штриховыми линиями изображены экспериментальные распределения эффективных масс состояний с отрицательным зарядом $K_S^0 p \pi^- \pi^-$ и $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$. Статистически значимые выбросы в распределениях отсутствуют. Малая ширина пиков (менее $30 \text{ МэВ}/c^2$ на полувысоте) также не соответствует ширинам известных резонансов в данной области масс. Приведенная совокупность фактов свидетельствует в пользу интерпретации наблюдаемых пиков как сигналов от Кабиббо - разрешенных распадов очарованных барионов Λ_c^+ .

В пятой главе описана процедура и приведены результаты определения характеристик процесса рождения Λ_c^+ -барионов.

Вычислены методом моделирования эффективности регистрации Λ_c^+ -барионов и их зависимости от кинематических переменных.

Измерено отношение парциальных вероятностей наблюдаемых каналов распада.

Определены дифференциальные сечения рождения Λ_c^+ -барионов по поперечному импульсу P_T и фейнмановской переменной x в "видимой" спектрометром области $x > 0,4$.

Для вычисления эффективности установки моделировалось рождение барионов в соответствии с параметризацией дифференциального сечения: $E \cdot d^3B/dp^3 \sim f(x) \cdot \exp(-\beta P_T^2)$, где функция $f(x)$ соответствовала известному распределению по фейнмановской переменной рождающихся в pp-взаимодействиях Λ^0 -гиперонов, а величина β была принята равной $2,5 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

Предполагалось отсутствие энергетической зависимости сечения рождения. Распады моделировались изотропными. Эффективность регистрации определялась в виде произведения "геометрической" эффективности (акцептанса), эффективности системы запуска и эффективности реконструкции и анализа событий. Эффективность регистрации вычислена в зависимости от величин продольного и поперечного импульсов Λ_c^+ (рис. 6).

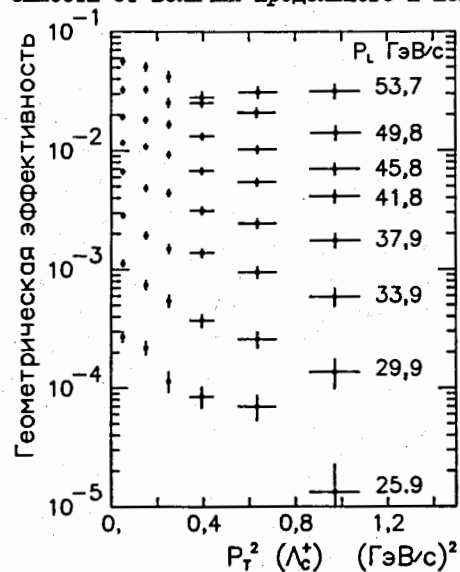


Рис. 6. Зависимость геометрической эффективности регистрации Λ_c^+ от поперечного импульса при различных продольных импульсах.

Геометрическая эффективность существенно зависит от продольного импульса. Получено, что эффективность алгоритма системы запуска составляет около 70%, эффективность реконструкции и анализа событий - около 30% и они практически не зависят от продольного и поперечного импульсов Λ_c^+ .

На основе вычисленных эффективностей регистрации определено отношение парциальных вероятностей распадов очарованных барионов Λ_c^+

по каналам (1) и (2): $V_1/V_2 = (2,7 \pm 0,8 \pm 0,2)$. Используя измеренную в другом эксперименте величину $V_2 = (2,8 \pm 0,7 \pm 1,1)\%$, получили $V_1 = (7,6 \pm 2,7 \pm 3,0)\%$.

Измерение дифференциальных сечений рождения Λ_c^+ -барионов осуществлялось путем анализа спектров наблюдаемых Λ_c^+ по поперечному и продольному импульсам. Эти спектры строились для событий из области пиков с вычитанием соответствующих спектров фоновых событий из соседних с пиками массовых областей. Полученный после коррекции на эффективность регистрации спектр рожденных Λ_c^+ -барионов по поперечному импульсу представлен на рис. 7. Проведена подгонка к этому спектру двух типов зависимости:

- а) $dN/dP_T^2 \sim \exp(-\gamma P_T^2)$, получено $\gamma = (2,5 \pm 0,6) \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$, УД > 90%,
- б) $dN/dP_T^2 \sim \exp(-\beta P_T^2)$, получено $\beta = (2,6 \pm 0,7) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$, УД $\approx 75\%$, где УД - уровень достоверности гипотезы. Полученный результат находится в соответствии с измерениями при энергии в СДМ 62 ГэВ : $\gamma = (2,5 \pm 0,4) \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$.

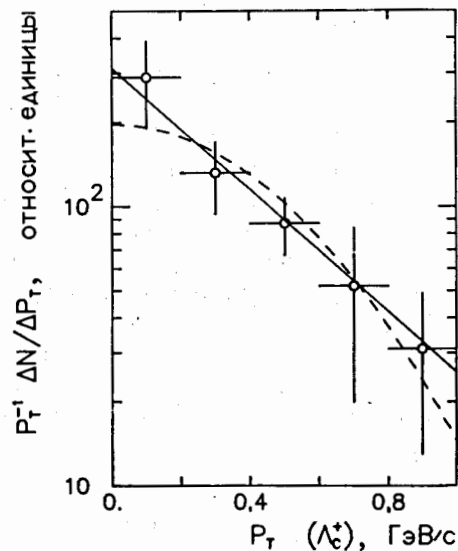


Рис. 7. Спектр рожденных Λ_c^+ по поперечному импульсу. Сплошная кривая соответствует зависимости "а", штриховая - зависимости "б".

Спектр рождающихся Λ_c^+ -частиц по величине фейнмановской переменной x является важной характеристикой, отражающей механизм рождения. Поскольку эффективность установки БИС-2 сильно зависит от импульса частиц, а значит, и от величины фейнмановской переменной, измерение x -спектра важно для определения полного сечения рождения в данном эксперименте.

Разработана методика измерения спектра по фейнмановской переменной методом решения интегрального уравнения. Проведены расчеты для различных вариантов энергетической зависимости и для различных импульсных спектров частиц пучка. Определена величина сечения рождения в "видимой" спектрометром области $0,4 < x < 1$.

Один из полученных вариантов спектра по фейнмановской переменной показан на рис. 8.

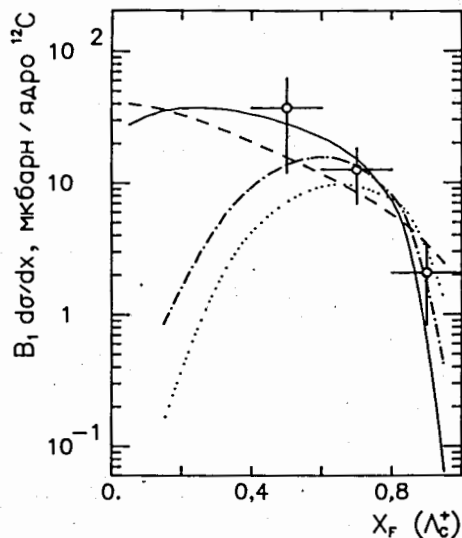


Рис. 8. Спектр рожденных Λ_c^+ -барионов по фейнмановской переменной. Кривыми изображены предсказания: а) - модели "возбуждения аромата" (сплошная линия), б) - расчетов КХД (штриховая линия), в) - модели внутреннего аромата (штрихпунктирная линия), г) - периферической модели (пунктирная линия).

При аппроксимации инвариантного дифференциального сечения функцией $(1-x)^N$ получено $N = 1,6 \pm 0,5 \pm 0,2$. Если зависимость дифференциального спектра по фейнмановской переменной от атомного веса мишени совпадает с соответствующими зависимостями обычных барионов, то для рождения Λ_c^+ на нуклонах можно ожидать $N = 1,4 \pm 0,5 \pm 0,2$. Величина показателя N совместима с единицей, что свидетельствует в пользу фрагментационного механизма рождения барионов в нейтронном пучке.

Показано, что измеренное поперечное сечение рождения Λ_c^+ в области $0,4 < x < 1$ слабо зависит от вариаций спектра нейтронного пучка и характера энергетической зависимости сечения рождения и оставляет:

$$V_1 \sigma(x > 0,4) = (11 \pm 4 \pm 1) \text{ мкбн/ядро } I^2C,$$

$$V_2 \sigma(x > 0,4) = (4,0 \pm 1,6 \pm 0,7) \text{ мкбн/ядро } I^2C.$$

Для определения величины сечения в области $x > 0$ дифференциальное сечение было экстраполировано в область $0 < x < 0,4$ с помощью предсказаний ряда моделей рождения очарованных барионов, сделанных для области энергий в СЦМ порядка 10 ГэВ. При вычислении сечения рождения на нуклонах были использованы результаты других экспериментов: частичная вероятность распада $V_2 = (2,8 \pm 0,7 \pm 1,1)\%$ и зависимость сечения рождения очарованных частиц от атомного веса мишени A :

$\sigma \sim A^{0,75 \pm 0,05}$. Было получено (без учета ошибок измерения светимости $\sim 20\%$):

Модель (рис.8)	$V_1 \sigma(x > 0)$ мкбн/ядро I^2C	$V_2 \sigma(x > 0)$ мкбн/ядро I^2C	$\sigma(x > 0)$ мкбн/нуклон	χ^2 на степень свободы
а	$22 \pm 4 \pm 4$	$8,0 \pm 2,0 \pm 2,0$	$45 \pm 15 \pm 22$	0,3
б	$21 \pm 4 \pm 3$	$7,8 \pm 1,9 \pm 1,7$	$43 \pm 15 \pm 20$	1,0
в	$7,0 \pm 1,3 \pm 1,5$	$2,6 \pm 0,6 \pm 0,7$	$14 \pm 5 \pm 7$	0,6
г	$5,0 \pm 0,8 \pm 0,8$	$1,8 \pm 0,4 \pm 0,4$	$10 \pm 3 \pm 4,5$	1,2

Судя по величинам χ^2 , ни одну из рассмотренных моделей нельзя исключить путем сравнения ее предсказаний с измеренным спектром по фейнмановской переменной.

В качестве нижней границы измеренного сечения рождения Λ_c^+ взяты результаты, полученные с помощью модели "г" в предположении зависимости сечения от атомного веса мишени $\sigma \sim A^1$: $\sigma(x > 0) = (5,0 \pm 1,5 \pm 2 \pm 1)$ мкбн/нуклон, где первая ошибка - статистическая, остальные - систематические, причем третья связана только с неопределенностью измерения светимости эксперимента.

Сечение рождения очарованных частиц измерялось в ряде экспериментов при энергиях в СЦМ от 19 до 63 ГэВ (рис. 9).

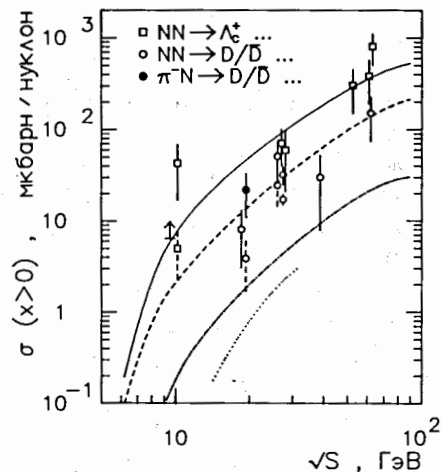


Рис. 9. Сечение рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях в кинематической области $x > 0$. Стрелкой отмечена нижняя граница фотоэмульсионных данных. Кривыми изображены предсказания: 1 (пунктирная), 2 (штрихпунктирная), 3 (штриховая) - расчетов КХД, 4 (сплошная) - периферической модели.

Результаты измерений разных экспериментов при одной энергии имеют значительный разброс. Существуют факторы, затрудняющие прямое сравнение данных. При экстраполяции сечения рождения на ядра к сечению рождения на нуклонах с помощью степенной зависимости $\sigma \sim A^{0,75}$ получаются величины, приблизительно в 2 раза большие, чем дают прямые измерения на водороде. Парциальные вероятности распадов Λ_c^+ недостаточно изучены. Результаты узкоапертурных экспериментов являются

сильно зависимыми от предполагаемых характеристик рождения. На рис. 9 приведены сечения рождения очарованных частиц на нуклонах в кинематической области $x > 0$ в предположении зависимости $\sigma \sim A^{0,75}$ сечения от атомного веса мишени (дополнительно изображены штриховыми линиями результаты пересчета в соответствии с зависимостью $\sigma \sim A^1$). Измеренное сечение при энергии в СИМ ~ 60 ГэВ составляет 150 - 1000 мкбн, при энергии ~ 26 ГэВ составляет 15 - 80 мкбн. При энергии серпуховского ускорителя помимо эксперимента БИС-2 очарованные частицы наблюдались при поиске нейтральных вторичных вершин в фотоэмульсии. Поскольку в этом эксперименте неизвестна систематическая ошибка, которая может уменьшить наблюдаемое сечение, на рис. 9 отмечена нижняя граница измеренного сечения в фотоэмульсии на уровне достоверности 85%.

Результаты эксперимента БИС-2 в области $x > 0$ являются модельно-зависимыми, поэтому на рис. 9 показаны 2 значения: "нижняя граница" сечения, соответствующая зависимости $\sigma \sim A^1$, и наибольшая из полученных величин. Сравнение данных при энергиях 27 и 60 ГэВ в СИМ указывает на быстрый рост сечений рождения очарованных частиц с энергией. Данные БИС-2 говорят в пользу более слабой зависимости. Это также подтверждается измерением отношения сечений при энергиях 39 и 26 ГэВ - $1,7 \pm 0,5$, выполненными в 1986 г. о помощью пузырьковой камеры высокого разрешения.

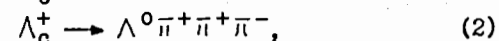
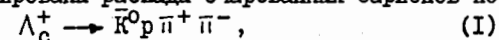
На рис. 9 кривыми изображены некоторые теоретические предсказания зависимости сечения рождения очарованных частиц от энергии, полученные в рамках: 1 - 3) - расчетов процессов слияния глюонов и кварков в КХД с использованием различных величин параметров; 4) - периферической модели. Как видно, результаты расчетов по КХД лежат систематически ниже экспериментальных величин. Модель 3 не противоречит данным БИС-2 и удовлетворительно описывает данные при больших энергиях. Модель 4 удовлетворительно описывает данные БИС-2 (полученные при использовании предсказанного в этой же модели x -спектра), однако плохо согласуется с данными при энергии в СИМ ~ 27 ГэВ.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Наблюдено адронное рождение очарованных барионов Λ_c^+ в нейтрон-углеродных взаимодействиях при энергии нейтронов 40 - 70 ГэВ. Это явилось первым наблюдением адронного рождения очарованных барионов при энергии, меньшей, чем на ускорителе ISR. Было зарегистрировано наибольшее по сравнению с данными других экспериментов количество очарованных барионов Λ_c^+ .

2. Зарегистрированы распады очарованных барионов по двум каналам:



первый из которых наблюдался впервые. Измерено отношение парциальных вероятностей распадов по каналам (1) и (2):

$$V_1/V_2 = 2,7 \pm 0,8 \pm 0,2,$$

где первая ошибка - статистическая, а вторая - систематическая.

3. Измерены дифференциальные сечения рождения Λ_c^+ по поперечному импульсу P_T и фейнмановской переменной x в наблюдаемой области $P_T < 1$ ГэВ/с и $x > 0,4$. При аппроксимации дифференциальных сечений зависимостью

$$E d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-\gamma P_T) \cdot (1-x)^N \quad \text{получено}$$

$$\gamma = (2,5 \pm 0,6) (\text{ГэВ/с})^{-1},$$

$$N = 1,6 \pm 0,5 \pm 0,2.$$

Показано, что в нейтрон-ядерных взаимодействиях очарованные барионы образуются в процессах типа фрагментации.

4. Измерено сечение Λ_c^+ нейтронами при средней эффективной энергии в СИМ 10,3 ГэВ. В результате анализа экспериментальных данных:

а) получены модельно-независимые величины парциальных сечений при $x > 0,4$:

$$V_1 \cdot \sigma(x > 0,4) = (11 \pm 4 \pm 1) \text{ мкбн/ядро } I^2C,$$

$$V_2 \cdot \sigma(x > 0,4) = (4,0 \pm 1,6 \pm 0,7) \text{ мкбн/ядро } I^2C;$$

б) экстраполяция сечения в область $0 < x < 0,4$ в рамках ряда моделей рождения очарованных частиц дает

$$V_1 \cdot \sigma(x > 0) = (5 - 22) \text{ мкбн/ядро } I^2C,$$

$$V_2 \cdot \sigma(x > 0) = (1,8 - 8) \text{ мкбн/ядро } I^2C;$$

в) на основе измеренных в других экспериментах величины V_2 и зависимости сечения от атомного веса мишени определена величина сечения рождения на нуклоне:

$$\text{- модельно-независимо } \sigma(x > 0,4) = (22 \pm 9 \pm 11) \text{ мкбн/нуклон};$$

$$\text{- в разных моделях } \sigma(x > 0) = (10 - 45) \text{ мкбн/нуклон}.$$

Получена нижняя граница величины сечения в рамках модели, предсказывающей наиболее "жесткое" распределение по фейнмановской переменной и для зависимости сечения от атомного веса мишени $\sigma \sim A^1$:

$$\sigma(x > 0) = (5,0 \pm 1,5 \pm 2,3) \text{ мкбн/нуклон}.$$

Отмечается, что измеренная величина сечения рождения Λ_c^+ в околороговой области оказалась большей, чем было предсказано большинством теоретических моделей.

Проведено сопоставление полученных результатов с измерениями при больших энергиях, указывающее на более слабую энергетическую зависимость сечения, чем ожидалось на основе существовавших ранее данных.

5. Создан комплекс программ моделирования на ЭВМ ряда физических процессов и регистрации их с помощью магнитного спектрометра. Эти программы широко используются сотрудничеством по экспериментам на установке БИС-2.

6. Показана перспективность исследования очарованных частиц при серпуховских энергиях. Полученные в диссертации результаты легли в основу планируемых исследований очарованных частиц на серпуховском ускорителе.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Алеев А.Н.,..., Чудаков Е.А. и др. Наблюдение очарованных барионов Λ_C^+ , рожденных в нейтронном пучке серпуховского ускорителя. ЯФ, 1982, т.35, с.1175-1180; ОИЯИ, Р1-81-693, Дубна, 1981.
2. Алеев А.Н.,..., Чудаков Е.А. и др. Исследование очарованных барионов Λ_C^+ , рожденных в нейтрон-углеродных взаимодействиях при ~ 58 ГэВ/с. ЯФ, 1983, т.37, с.1474-1478; ОИЯИ, Р1-82-343, Дубна, 1982.
3. Алеев А.Н.,..., Чудаков Е.А. и др. Рождение очарованных барионов Λ_C^+ в нейтрон-углеродных взаимодействиях при энергии нейтронов ~ 58 ГэВ. ОИЯИ, Д1-82-895, Дубна, 1982.
4. Aleev A.N., ... , Chudakov E.A. et al. A Study of the Λ_C^+ Produced in nC Interactions at ~ 58 GeV. JINR, E1-83-417, Dubna, 1983.
5. Алеев А.Н.,..., Чудаков Е.А. и др. Рождение Λ_C^+ -барионов во взаимодействии нейтронов с энергией 40 - 70 ГэВ с ядрами углерода. ОИЯИ, Д1-83-865, Дубна, 1983;
Z.Phys. C - Particles and Fields, 1984, v.23, p.333-338.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1987 года.