

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2001-191

На правах рукописи
УДК 539.126

ЗИНЧЕНКО
Андрей Иванович

**ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РОЖДЕНИЯ
ГИПЕРОНОВ НЕЙТРОНАМИ И ВЕРОЯТНОСТЕЙ
РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ Ξ^0**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2001

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

КЕКЕЛИДЗЕ
Владимир Дмитриевич
ПОТРЕБЕНИКОВ
Юрий Константинович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор
доктор физико-математических наук
профессор

ПОНОСОВ
Александр Климентьевич
ПАНЕБРАТЦЕВ
Юрий Анатольевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

Защита состоится “ ” _____ 2001 г. на заседании диссертационного совета Д 720.001.05 при Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ

Автореферат разослан “ ” _____ 2001 г.

Ученый секретарь
Диссертационного совета



КРИВОХИЖИН
Василий Геннадьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования гиперонов.

Экспериментальное исследование рождения гиперонов и их распадов необходимо для проверки предсказаний и развития различных феноменологических моделей, описывающих эти процессы, а также методов расчета этих процессов, особенно в промежуточной области энергий.

Интерес к ним связан с несколькими обстоятельствами:

- исследование гиперонов позволяет изучать общие свойства барионов, содержащих кварки второго и третьего поколения;
- гипероны, принадлежащие одному мультиплету, предоставляют хорошую возможность для изучения процессов лидирования и проверки различных соотношений между сечениями, предсказываемыми в рамках феноменологических моделей;
- изучение рождения гиперонов дает возможность исследовать окологороговые эффекты и энергетическую зависимость сечений;
- исследование радиационных распадов гиперонов дают информацию о структуре гиперонов по отношению к нарушению $SU(3)$ -симметрии.

Исследование рождения и распада гиперонов обладает рядом методических достоинств:

- гипероны содержат в себе странные кварки – самые легкие из кварков второго и третьего поколения, что обуславливает относительно большие сечения их рождения;
- идентификация гиперонов возможна с помощью сигналов в спектрах эффективных масс их продуктов распада.

Вместе с тем исследование рождения гиперонов и гиперонных резонансов сопровождается некоторыми методическими трудностями:

- значительная часть наблюдаемых гиперонов (до 20%) рождается из распадов резонансов, что затрудняет получение информации непосредственно о характеристиках их рождения;
- наличие существенного комбинаторного фона в спектрах эффективных масс для гиперонных резонансов усложняет точное измерение ряда параметров сигнала;

- в нейтронном пучке, кроме того, отсутствие информации об энергии нейтрона в каждом событии затрудняет измерение дифференциальных сечений рождения гиперонов.

Цель диссертационной работы:

- исследование инклюзивного рождения гиперонов Λ^0 , Ξ^- и гиперонных резонансов $\Sigma(1385)^\pm$, $\Xi(1530)^0$ нейтронами со средней энергией ~ 51 ГэВ в эксперименте ЭКСЧАРМ на Серпуховском ускорителе У-70. Исследуемые состояния идентифицировались по их основным модам распада: $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$, $\Sigma(1385)^\pm \rightarrow \Lambda^0\pi^\pm$, $\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$;
- измерение вероятностей радиационных распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ в эксперименте NA-48 на ускорителе SPS CERN.

Научная новизна исследования.

1. Впервые проведено исследование инклюзивного рождения гиперонов и гиперонных резонансов в нейтронном пучке в рамках единого подхода и единой модели, позволившее сделать вывод об эквивалентности процессов образования гиперонов в нейтронных и протонных пучках.
2. Измерены сечения инклюзивного рождения Λ^0 , $\Sigma(1385)^\pm$, Ξ^- и $\Xi(1530)^0$ в нейтронном пучке со средней энергией ~ 51 ГэВ. При этом сечения рождения $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$ и Ξ^- в нейтронных пучках измерены с наивысшей точностью, а сечение инклюзивного рождения $\Xi(1530)^0$ в нуклонном пучке измерено впервые.
3. С наивысшей точностью измерены полные ширины гиперонных резонансов $\Sigma(1385)^+$ и $\Sigma(1385)^-$.
4. Измерены вероятности слабых радиационных распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ с точностью, позволяющей оценивать правильность теоретических моделей, применяемых для расчетов этих процессов.

Практическая ценность работы.

Полученные инклюзивные спектры и измеренные сечения рождения гиперонов и гиперонных резонансов позволяют проверить предсказания феноменологических моделей, разработанных для описания мяг-

ких адронных процессов, и уточнить их параметры. Результаты могут быть использованы при подготовке экспериментов по детальному изучению процессов образования гиперонов в адронных реакциях.

Полученные данные о величинах относительных вероятностей радиационных распадов Ξ^0 могут быть использованы для проверки и развития теоретических моделей, описывающих эти распады.

Созданный пакет программ для статистического и физического анализа BISMXC используется для обработки данных эксперимента ЭКСЧАРМ.

Апробация работы. Основные результаты диссертации многократно обсуждались на рабочих совещаниях сотрудничества ЭКСЧАРМ и коллаборации NA-48, докладывались на объединенном семинаре ЛВЭ–ЛФЧ, были представлены на научной сессии Московского инженерно – физического института в 1999 г., на IV Международной конференции "Hyperons, Charm and Beauty Hadrons" (Валенсия, Испания 27–30 июня 2000 г.), на XV Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий "Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика" (Дубна, 25–29 сентября 2000 г.) и опубликованы в работах [1–6].

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы из 80 работ. Общий объем диссертации составляет 101 страницу, включая 41 рисунок и 13 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении подчеркнута актуальность исследования резонансов, сформулирована цель диссертационной работы, показана научная новизна работы и представлена структура диссертации.

В первой главе дан обзор экспериментальных результатов по измерению сечений инклюзивного рождения гиперонов в протон-протонных реакциях и в нейтронных пучках. Перечислены некоторые модели, описывающие дифференциальные и полные сечения рождения адронов в инклюзивных реакциях, а именно, аддитивная кварковая модель и правила кваркового счета. Приведены экспериментальные результаты по измерению вероятностей радиационных распадов Ξ^0 . Представлены некоторые теоретические модели, применяемые для описания радиационных распадов Ξ^0 и приведены результаты вычислений, выполненных на основе этих моделей.

Во второй главе описана экспериментальная установка ЭКСЧАРМ и приведены характеристики ее основных элементов. Приведено описание программного обеспечения, используемого для геометрической реконструкции треков, физического анализа данных и моделирования процессов рождения исследуемых состояний.

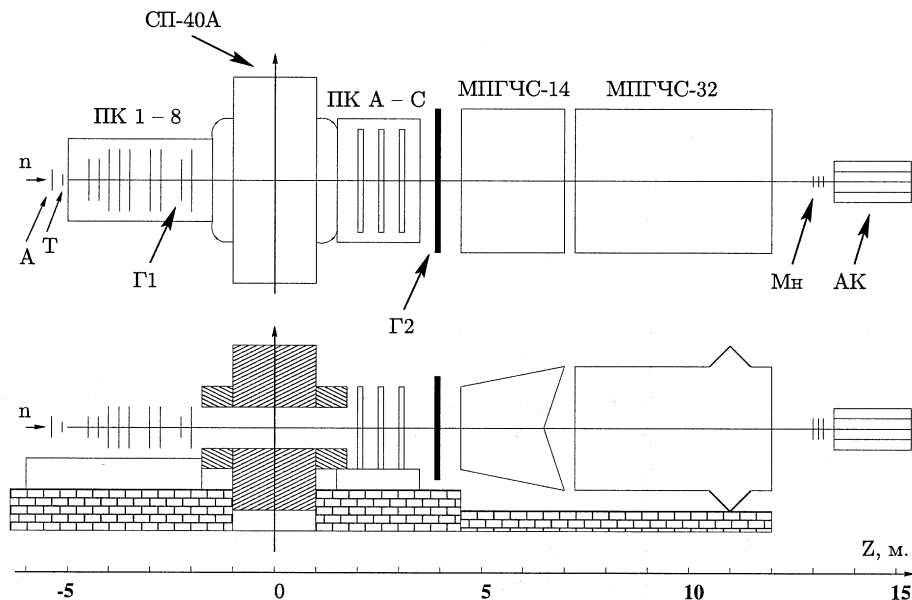


Рис.1. Блок-схема расположения установки ЭКСЧАРМ в канале 5Н: А – счетчик антисовпадений, Т – мишень, ПК – пропорциональные камеры, МПГЧС-14, МПГЧС-32 – многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики, Г1, Г2 – годоскопы сцинтилляционных счетчиков, Мн – нейтронный монитор, АК – адронный калориметр.

К основным элементам установки (рис.1) относятся [5]:

- спектрометрический магнит СП-40А с магнитным полем, направленным вертикально и обеспечивающим изменение поперечного импульса заряженных частиц на $\sim 0,45$ ГэВ/с;
- многопроволочные пропорциональные камеры с шагом намотки 2мм, расположенные до магнита (ПК1 – ПК8) с двумя сигнальными плоскостями каждая, и после магнита (А, В и С) - с тремя сигнальными плоскостями;

- два годоскопа сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2, используемые в системе запуска установки;
- два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика МПГЧС-14 и МПГЧС-32 для идентификации заряженных частиц;
- нейтронный монитор Мн для контроля за длительностью и равномерностью сброса пучка протонов ускорителя на внутреннюю мишень и определения потока образованных на этой мишени нейтронов;
- адронный калориметр АК для измерения спектра нейтронного пучка;
- счетчик антисовпадений мишени А для подавления остаточной заряженной компоненты пучка;
- углеродная мишень Т толщиной 1,5 см.

Нейтроны пучка рождаются на внутренней бериллиевой мишени протонами с энергией 70 ГэВ под нулевым углом к орбите ускоряемых протонов. Энергия нейтронов находится в диапазоне от 20 ГэВ до 70 ГэВ и имеет среднее значение ~ 51 ГэВ (рис.2).

Установка описывается в правой системе координат с осью OZ, направленной вдоль оси пучка, осью OY, направленной вертикально, и началом координат, совпадающим с центром магнита.

Обработка экспериментальной информации и отбор событий выделенных конфигураций производились в несколько этапов:

- обработка первичной информации, распознавание траектории заряженных частиц, восстановление их геометрических параметров и определение их импульсов с учетом карты магнитного поля;
- физический анализ записанных событий определенной конфигурации с целью поиска сигналов в спектрах эффективных масс конечных состояний.

Моделирование исследуемых процессов осуществлялось при помощи специально разработанных программ, в основе которых лежит конкретная параметризация инклюзивных дифференциальных сечений. Прослеживание частиц через установку выполнялось в программе, основанной на пакете GEANT.

В третьей главе приводятся результаты наблюдения гиперонов Λ^0 , Ξ^- и гиперонных резонансов $\Sigma(1385)^\pm$, $\Xi(1530)^0$. Приводятся результаты измерения основных характеристик их рождения и обсуждаются полученные данные.

Было проанализировано $\sim 172 \times 10^6$ событий нейтрон-углеродных взаимодействий, записанных с условием триггера, требующим, чтобы как минимум четыре заряженные частицы прошли через спектрометр.

Гипероны идентифицировались по их распадам:

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, \quad (1)$$

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

$$\Sigma(1385)^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-, \quad (3)$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-, \quad (4)$$

$$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+. \quad (5)$$

Полученные спектры эффективных масс продуктов распада для исследуемых состояний показаны на рис.3 - 7. В приведенных спектрах видны четкие сигналы от изучаемых распадов. Для определения параметров сигналов спектры эффективных масс продуктов распада гиперонов Λ^0 (рис.3) и Ξ^- (рис.6) аппроксимировались суммами функции Гаусса, описывающей сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Количество событий в сигнале определялось как превышение над фоном в интервале $\pm 3\sigma_M$ (σ_M - разрешение по эффективной массе) от номинальной массы гиперона в соответствующем спектре эффективных масс. Сигналы в спектрах эффективных масс продуктов распада резонансов $\Sigma(1385)^\pm$ (рис.4 - 5) и $\Xi(1530)^0$ (рис.7) аппроксимировались свертками функции Брейта-Вигнера и нормального распределения для учета разрешения по эффективной массе. Фоны были аппроксимированы гладкой функцией в виде полинома, умноженного на экспоненту. Количество зарегистрированных резонансов определялось интегрированием полученных функций, аппроксимирующих сигналы, по всему спектру эффективных масс.

Характеристики восстановленных сигналов Λ^0 , $\Sigma(1385)^\pm$, Ξ^- и $\Xi(1530)^0$ приводятся в табл.1. В приведенной таблице под шириной понимается разрешение по массе (σ_M) для гиперонов Λ^0 и Ξ^- и полная ширина (Γ) для резонансов $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$ и $\Xi(1530)^0$.

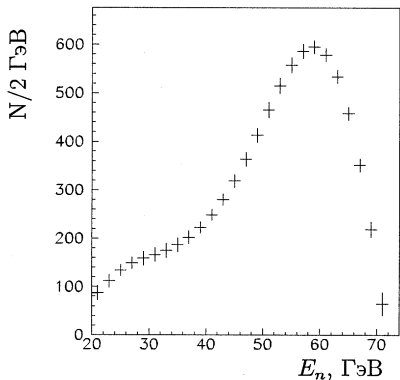


Рис.2. Энергетический спектр нейтронов

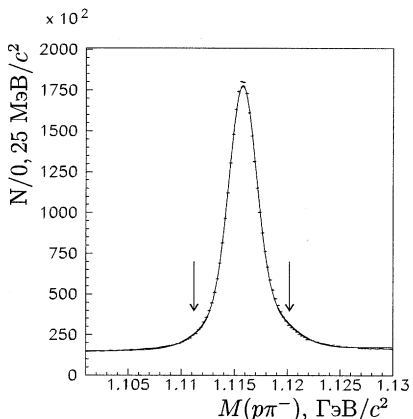


Рис.3. Спектр эффективных масс $\rho\pi^-$

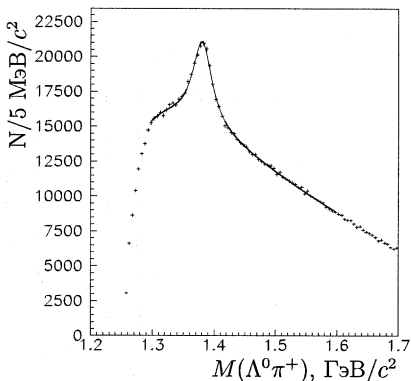


Рис.4. Спектр эффективных масс $\Lambda^0\pi^+$

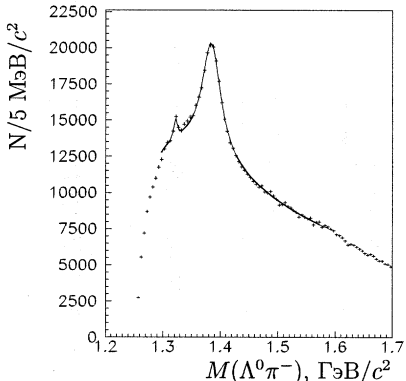


Рис.5. Спектр эффективных масс $\Lambda^0\pi^-$

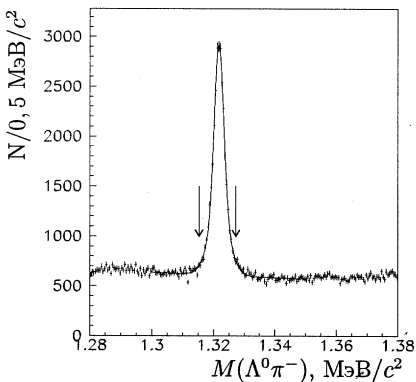


Рис.6. Спектр эффективных масс $\Lambda^0\pi^-$

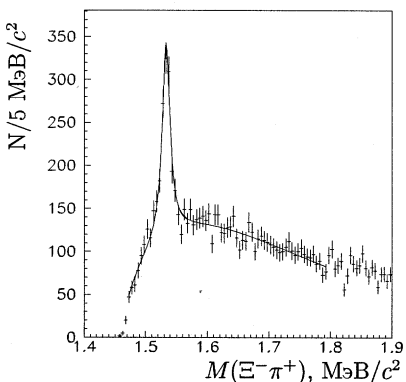


Рис.7. Спектр эффективных масс $\Xi^-\pi^+$

Таблица 1: Характеристики сигналов гиперонов.

Распад	Масса [МэВ/ c^2]	Ширина [МэВ/ c^2]	Количество
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	$1115,90 \pm 0,01$	$1,55 \pm 0,01$	2426800 ± 1900
$\Sigma(1385)^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^+$	$1380,9 \pm 0,3$	$35,1 \pm 0,9$	69300 ± 1900
$\Sigma(1385)^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	$1384,5 \pm 0,2$	$40,0 \pm 0,9$	97500 ± 2100
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	$1321,8 \pm 0,4$	$1,97 \pm 0,1$	21370 ± 190
$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^-\pi^+$	$1533,3 \pm 0,6$	$10,0 \pm 1,7$	1123 ± 89

Измеренные массы гиперонов близки к номинальным массам. Полные ширины резонансов также совпадают, в пределах ошибок, с номинальными.

Для вычисления эффективностей регистрации и определения характеристик рождения гиперонов применялся метод Монте Карло (МК).

Разыгрывались следующие реакции:

$$\begin{aligned}
 n + N &\rightarrow \Lambda^0 + K^0 + X, \\
 n + N &\rightarrow \Sigma(1385)^+ + K^0 + \pi^- + X, \\
 n + N &\rightarrow \Sigma(1385)^- + K^+ + X, \\
 n + N &\rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0 + X, \\
 n + N &\rightarrow \Xi(1530)^0 + K^0 + K^0 + X.
 \end{aligned}$$

Здесь K^0 , K^+ and π^- - это так называемые “частицы минимального сопровождения”, которые компенсируют странность и заряд изучаемого состояния; X - это набор частиц, генерируемых программой JETSET в соответствии с законами сохранения.

Для описания модели рождения гиперонов была использована параметризация, вытекающая из правил кваркового счета:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim \frac{E^*}{p^*} \frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - x_F)^n e^{-bp_t^2}, \quad (6)$$

где x_F - переменная Фейнмана, p_t - поперечная составляющая импульса, E^* и p^* - энергия и импульс частицы в системе центра масс реакции в nN взаимодействии.

Для получения параметра n x_F варьировалась в следующих пределах: $0,2 < x_F < 1$ - для Λ^0 и $0,1 < x_F < 1$ - для остальных гиперонов. Аналогичная параметризация использовалась для розыгрыша

каждой частицы минимального сопровождения, только в полной кинематической области $-1 < x_F < 1$. Так как в эксперименте значение x_F в каждом отдельном событии неизвестно, для обеспечения одинаковых условий анализа экспериментальных и моделированных данных использовались ограничения на p_l , которые соответствуют выбранной области изменения x_F .

Полученные моделированные данные обрабатывались теми же программами реконструкции и статистического анализа, что и экспериментальные.

Для получения параметров n и b нормированные p_l и p_t^2 спектры восстановленных гиперонов аппроксимировались соответствующими спектрами моделированных событий. В качестве оценки качества аппроксимации использовался критерий χ^2 . Выбранные значения параметров n и b для изучаемых событий соответствуют наилучшей аппроксимации p_l и p_t^2 спектров.

Полученные значения параметров n и b и соответствующие минимальные χ^2 для изучаемых гиперонов приведены в табл.2.

Таблица 2: Параметры рождения гиперонов.

Гиперон	n	$\chi_{p_l}^2/nch$	b	$\chi_{p_t^2}^2/nch$
Λ^0	$2,1 \pm 0,1$	1,04	$2,4 \pm 0,1$	1,21
$\Sigma(1385)^+$	$2,7 \pm 0,1$	0,64	$1,8 \pm 0,1$	0,56
$\Sigma(1385)^-$	$1,3 \pm 0,1$	1,03	$1,9 \pm 0,1$	0,89
Ξ^-	$4,0 \pm 0,1$	0,53	$2,0 \pm 0,1$	0,43
$\Xi(1530)^0$	$3,2 \pm 0,2$	0,38	$2,1 \pm 0,2$	0,77

Ошибки параметров рассчитывались в соответствии с методом расчета многопараметрических ошибок.

Измеренные параметры n для $\Sigma(1385)^\pm$ и $\Xi(1530)^0$ близки к предсказаниями модели кваркового счета ($n=1$ для $\Sigma(1385)^-$ и $n=3$ для $\Sigma(1385)^+$ и $\Xi(1530)^0$), но значения параметров n , полученные для Λ^0 и Ξ^- , выше, чем предсказывает эта модель ($n=1$ для Λ^0 и $n=3$ для Ξ^-). Одной из причин завышенных значений n для Λ^0 и Ξ^- может служить то, что до 20% наблюдаемых гиперонов происходит из распадов резонансов.

Инклюзивные сечения рождения гиперонов рассчитывались по сле-

дующей формуле:

$$\sigma_{nC} = \frac{N_s \cdot A_c}{M_n \cdot N_a \cdot S \cdot \epsilon \cdot Br} ,$$

где N_s - количество комбинаций в сигнале; A_c - атомный вес ядра мишени; M_n - количество нейтронов, прошедших через мишень ($M_n = (2,31 \pm 0,13) \cdot 10^{11}$); N_a - число Авогадро; $S = 1,3 \text{ г/см}^2$ - толщина мишени; ϵ - эффективность регистрации распада; где Br - парциальная вероятность распада.

Рассчитанные сечения инклюзивного рождения гиперонов на ядре углерода (σ_{nC}) приведены в табл.3. При вычислении систематических ошибок учитывались ошибка монитора, ошибка эффективности регистрации соответствующего распада и ошибка, связанная с определением параметров модели. Последняя рассчитывалась как квадратичная сумма вариаций σ_{nC} при изменении значений параметров n и b в пределах их ошибок. Возможные корреляционные эффекты не учитывались.

Таблица 3: Сечения инклюзивного рождения гиперонов в области фрагментации пучка.

Гиперон	x_F	σ_{nC} [МКБ]			
Λ^0	$> 0,2$	5511	\pm	7(стат)	\pm 460(сист)
$\Sigma(1385)^+$	$> 0,1$	492	\pm	10(стат)	\pm 31(сист)
$\Sigma(1385)^-$	$> 0,1$	690	\pm	15(стат)	\pm 65(сист)
Ξ^-	$> 0,1$	146	\pm	2(стат)	\pm 9(сист)
$\Xi(1530)^0$	$> 0,1$	28	\pm	2(стат)	\pm 4(сист)

Сечения инклюзивного рождения в полной кинематической области ($-1 \leq x_F \leq 1$) были рассчитаны, используя следующие предположения:

- распределение дифференциального сечения Λ^0 по x_F имеют в интервале $0 < x_F < 0,2$ тот же вид, что и в работе ⁷;
- распределения дифференциальных сечений по x_F для остальных изучаемых гиперонов в интервале $0 < x_F < 0,1$ являются экстраполяциями в эту область измеренных распределений;
- распределения дифференциальных сечений по x_F симметричны относительно нуля.

⁷Kaidalov A.B and Piskunova O.I., Z.Phys. C, 30(1986) 145.

При пересчете сечений на нуклон (σ_{nN}) предполагалась следующая их зависимость от атомного веса ядра мишени: $\sigma_{nC} = \sigma_{nN} \cdot A^{2/3}$. Рассчитанные таким образом сечения инклюзивного рождения гиперонов в полной кинематической области приведены в табл.4. Приведенные

Таблица 4: Сечения инклюзивного рождения гиперонов в полной кинематической области.

Гиперон	σ_{nC} [мкб]		σ_{nN} [мкб]	
Λ^0	17400	\pm 1500	3330	\pm 280
$\Sigma(1385)^+$	1453	\pm 96	277	\pm 18
$\Sigma(1385)^-$	1770	\pm 170	337	\pm 33
Ξ^-	496	\pm 31	95	\pm 6
$\Xi(1530)^0$	87	\pm 14	17	\pm 3

ошибки рассчитывались как квадратичные суммы соответствующих статистических и систематических ошибок.

Для сравнения полученных результатов с данными экспериментов в протонных пучках измеренные значения сечений были пересчитаны с учетом следующих соотношений, вытекающих из аддитивной кварковой модели:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp}(\Lambda^0) &\approx \sigma_{pN}(\Lambda^0) \approx \sigma_{nN}(\Lambda^0), \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^+) &\approx \frac{3}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^-) - \frac{1}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^+), \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^-) &\approx \frac{3}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^+) - \frac{1}{2}\sigma_{nN}(\Sigma(1385)^-), \\ \sigma_{pp}(\Xi^-) &\approx \sigma_{pN}(\Xi^-) \approx \sigma_{nN}(\Xi^-),\end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned}\sigma_{pp}(\Lambda^0) &= (3330 \pm 280) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^+) &= (367 \pm 50) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}(\Sigma(1385)^-) &= (247 \pm 33) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}(\Xi^-) &= (95 \pm 6) \text{ мкб}.\end{aligned}$$

Полученные таким образом значения вместе с результатами других экспериментов в зависимости от энергии нуклона приведены на рис.8 - 11. Сопоставление приведенных данных свидетельствует о том, что сечения Λ^0 , $\Sigma(1385)^-$, $\Sigma(1385)^+$ и Ξ^- , рожденных инклюзивно в нейтронных и протонных пучках, достаточно близки.

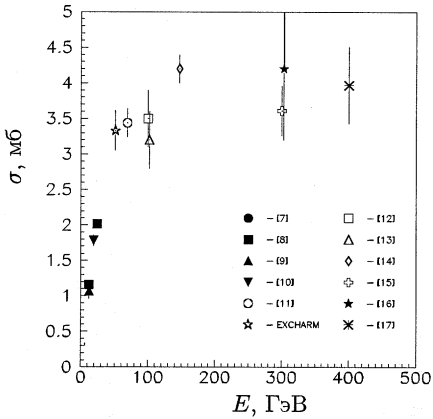


Рис.8. Инклюзивные сечения Λ^0

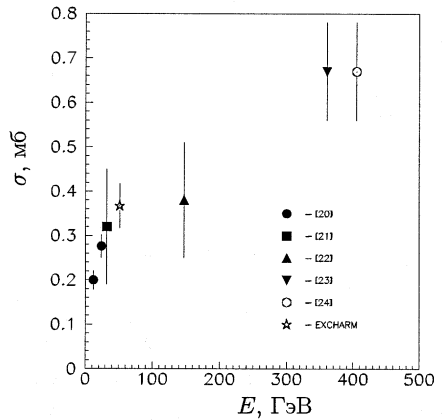


Рис.9. Инклюзивные сечения $\Sigma(1385)^+$

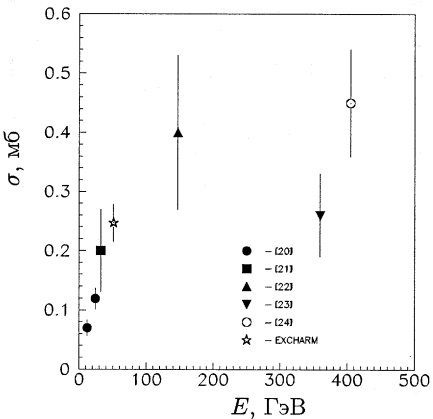


Рис.10. Инклюзивные сечения $\Sigma(1385)^-$

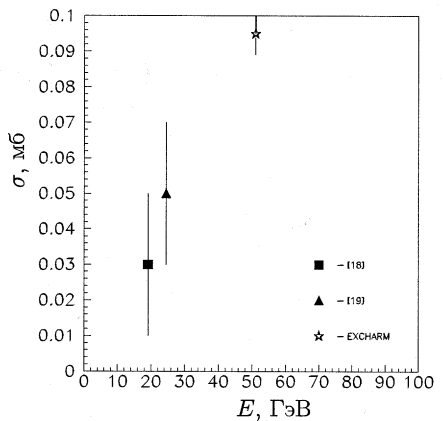


Рис.11. Инклюзивные сечения Ξ^-

В четвертой главе описана экспериментальная установка NA-48 и приведены характеристики ее основных элементов.

Эксперимент NA48 нацелен на измерение прямого CP-нарушения в распадах нейтральных каонов. Основной особенностью эксперимента является одновременное использование K_L - и K_S -пучков. K_S -пучок рождается на бериллиевой мишени диаметром 0,2 см и длиной 40 см, расположенной на высоте 7,2 см от оси K_L -пучка, протонами с энергией 450 ГэВ и имеет угол рождения 4,2 мрад. K_S -пучок кроме K^0 -мезонов содержит и нейтральные гипероны.

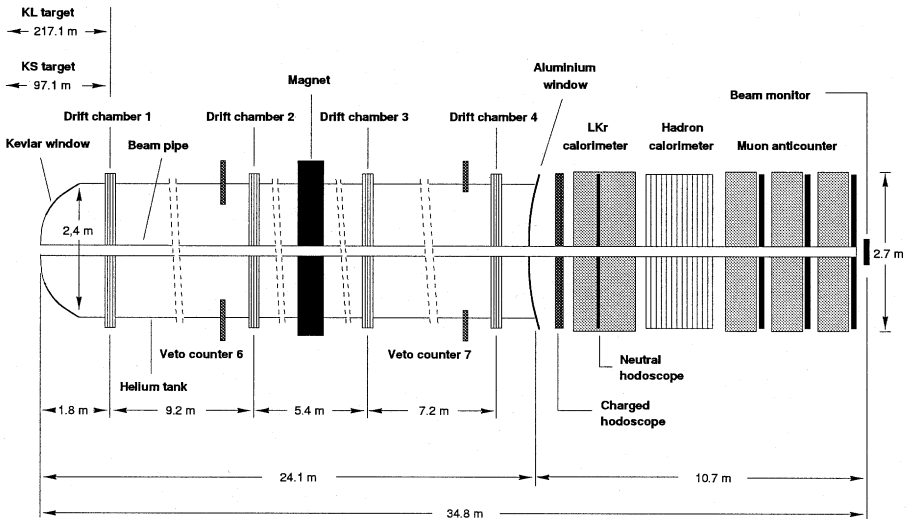


Рис.12. Установка NA-48

Следующие детекторы установки NA-48 (рис.14) были использованы при измерении вероятностей радиационных распадов Ξ^0 :

- Магнитный спектрометр, расположенный на расстоянии ~ 114 м от K_S -мишени, который используется для регистрации треков и измерения импульсов заряженных частиц.
- Электромагнитный калориметр на жидком криптоне (LKr), расположенный за магнитным спектрометром. Он предназначен для измерения энергии, положения и времени электромагнитных ливней, инициированных фотонами (γ).

Установка описывается в правой ортогональной системе координат с горизонтальной осью OZ (направлена вдоль оси K_L -пучка) и с осью OY , направленной вертикально вверх. K_S -мишень расположена при $Z=0$.

В пятой главе приводятся результаты измерения относительных вероятностей радиационных распадов

$$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma \quad (7)$$

и

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma. \quad (8)$$

В качестве нормирующего использовался доминирующий распад

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0. \quad (9)$$

Проведенный анализ основан на данных, записанных в течении 42-дневного рана в 1997 году с интенсивностью протонов около 3×10^7 , проходящих через мишень в течении сброса (2,4 с) ускорителя SPS.

Отбираемые события при выделении распадов (7 – 9) должны были содержать кандидат в Λ^0 и как минимум один γ . Λ^0 -гипероны идентифицировались по их распадам $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ с использованием только магнитного спектрометра. Спектр инвариантных масс $p\pi^-$ для отобранных событий приводится на рис.13. Массовый пик на этом рисунке аппроксимировался распределением Гаусса. Полученное среднее значение $(1115, 650 \pm 0.072)$ МэВ/ c^2 , находится в хорошем согласии с номинальной величиной массы Λ^0 . Ширина сигнала составляет $(0, 90 \pm 0, 03)$ МэВ/ c^2 . Для последующего анализа отбирались события, в которых эффективная масса $M(p\pi^-)$ находилась внутри интервала $\pm 2, 7$ МэВ/ c^2 от номинальной массы Λ^0 . Фотоны идентифицировались как кластеры в LKr, не ассоциированные с треками заряженных частиц. Отобранная таким образом выборка состояла из 62300 событий, содержащих Λ^0 -гиперон и как минимум один фотон.

Для реконструкции распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$ были проанализированы 13632 события, содержащие Λ^0 -гиперон и как минимум два γ .

Вершина распада Ξ^0 определялась как точка $(X_{\Xi}, Y_{\Xi}, Z_{\Xi})$ наибольшего сближения траектории Ξ^0 и траектории Λ^0 -гиперона. Траектория Ξ^0 восстанавливалась как вектор, начинающийся в центре мишени и направленный в точку "центра тяжести" (COG) на входном окне LKr. $X(Y)$ -координата COG рассчитывалась как средняя величина соответствующей координаты точки пересечения траектории Λ^0 с входным

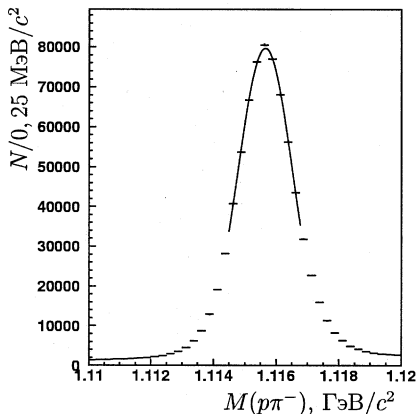


Рис.13. Спектр инвариантных масс $p\pi^-$

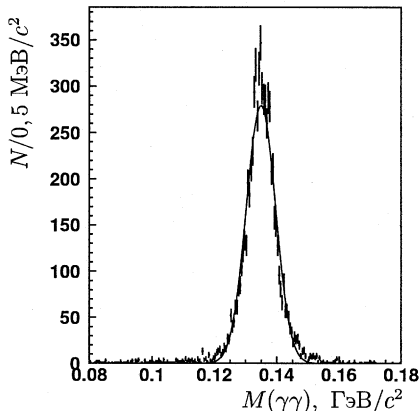


Рис.14. Спектр $M(\gamma\gamma)$

окном LKг и соответствующих координат фотонов, взвешенных по их энергиям. Типичное разрешение по Z_{Ξ} составляет около 200 см.

Инвариантная масса двух γ была восстановлена в предположении, что распад $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ происходит в точке распада Ξ^0 . Спектр $M(\gamma\gamma)$, полученный в этом предположении приводится на рис.14 и содержит четкий сигнал от распада π^0 . Нормальное распределение, которым был аппроксимирован сигнал, дает среднее значение $134,49 \text{ МэВ}/c^2$, которое находится в хорошем соответствии с номинальной массой π^0 , и ширину $(4,30 \pm 0,06) \text{ МэВ}/c^2$. Пары γ с инвариантной массой

$$120,7 \text{ МэВ}/c^2 < M(\gamma\gamma) < 148,6 \text{ МэВ}/c^2$$

идентифицировались как распады $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. После примерения этого критерия остается 6669 событий, которые идентифицировались как распады $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$, так как соответствующее распределение эффективных масс $\Lambda^0\pi^0$ имеет четкий пик с центром при номинальной массе Ξ^0 (рис.17а). Акцептанс для данного распада, определенный методом Монте Карло (рис.17б), составляет $A(\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0) = (2,765 \pm 0,008)\%$.

Распады $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ были отобраны из 13632 событий, содержащих одну Λ^0 и как минимум два γ . Траектория Ξ^0 была восстановлена так, как описано выше. Предполагалось, что вершина вторичного распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ совпадает с вершиной распада Ξ^0 . Для подавления фона от распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$ требовалось, чтобы $M(\gamma\gamma)$ находилась вне области

$$125 \text{ МэВ}/c^2 \leq M(\gamma\gamma) \leq 145 \text{ МэВ}/c^2.$$

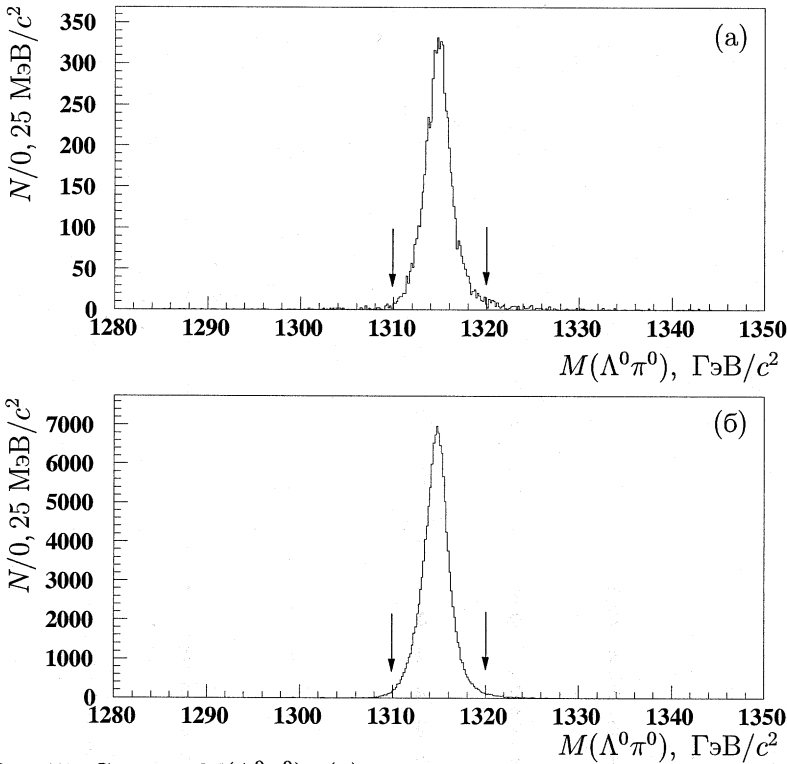


Рис.15. Спектр $M(\Lambda^0\pi^0)$: (а) – экспериментальные данные; (б) – моделированные события

Тридцать три отобранных события, содержащих Λ^0 и два γ , были использованы для перепределения Z – координаты вершины распада Ξ^0 (Z'_{Ξ}). Все эти события считались распадами Ξ^0 , поэтому при расчете Z'_{Ξ} была использована номинальная масса Ξ^0 . Для проверки того, что наблюдаемые конечные состояния являются продуктами распада $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, для отобранных событий был построен спектр инвариантных масс $\Lambda^0\gamma$, в предположении, что распад происходит при $Z = Z'_{\Xi}$. Полученный спектр приводится на рис.16а. Для идентификации распадов $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ требовалось, в соответствии с результатами моделирования (рис.16б), чтобы инвариантная масса системы $\Lambda^0\gamma$, находилась в области: $1187,5 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Lambda\gamma) < 1197,5 \text{ МэВ}/c^2$. Основной фон обусловлен распадами $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$ и составляет $(3,1 \pm 0,5)$ события.

В результате 17 событий были идентифицированы как распады $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$. Акцептанс, определенный методом Монте Карло, составляет:

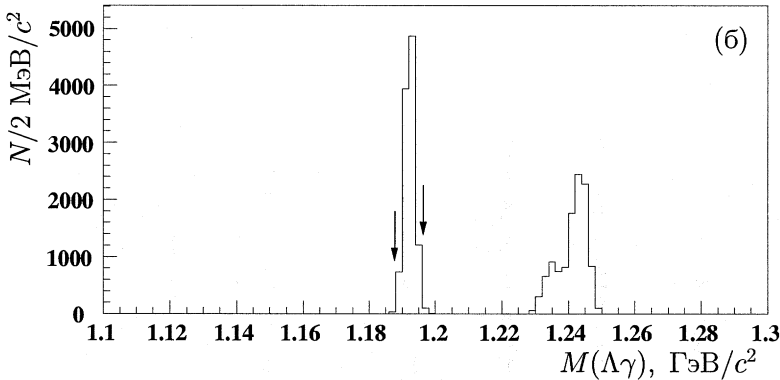
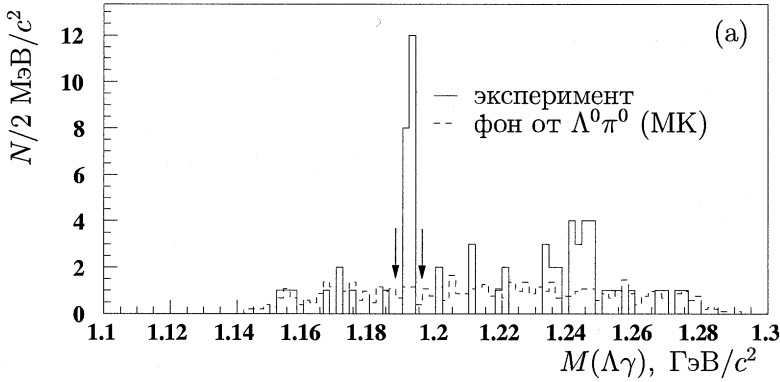


Рис.16. Инвариантная масса $M(\Lambda\gamma)$ для кандидатов в распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$: (а) – экспериментальные данные (сплошная линия) и моделированный фон от распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (штриховая линия); (б) – моделированные события

$A(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma) = (2,24 \pm 0,02)\%$. Используя $Br(\Lambda^0\pi^0) = (99,51 \pm 0,05)\%$ как нормировку, для вероятности радиационного распада получаем:

$$Br(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma) = (3,14 \pm 0,76(\text{стат.}) \pm 0,32(\text{сист.})) \cdot 10^{-3}.$$

Систематическая ошибка оценивалась как неопределенность, обусловленная вариациями ограничений по $M(\gamma\gamma)$ и E_γ .

Для того, чтобы отобрать радиационные распады $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$ были использованы 62300 события, содержащие Λ^0 -гиперон и как минимум один фотон. Траектория Ξ^0 была восстановлена так, как описано ранее. Вершина распада (X_Ξ, Y_Ξ, Z_Ξ) была найдена как точка, соответствующая наибольшему сближению траектории Ξ^0 и траектории Λ^0 .

Основной фоновый вклад в этот распад вносят распады $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$, в которых один γ не зарегистрирован.

После применения кинематических критериев, определенных из Монте Карло, в интервале от $1300 \text{ МэВ}/c^2$ до $1330 \text{ МэВ}/c^2$ (в области сигнала) спектра инвариантных масс $\Lambda^0 \gamma$, осталось 31 событие (рис.17а).

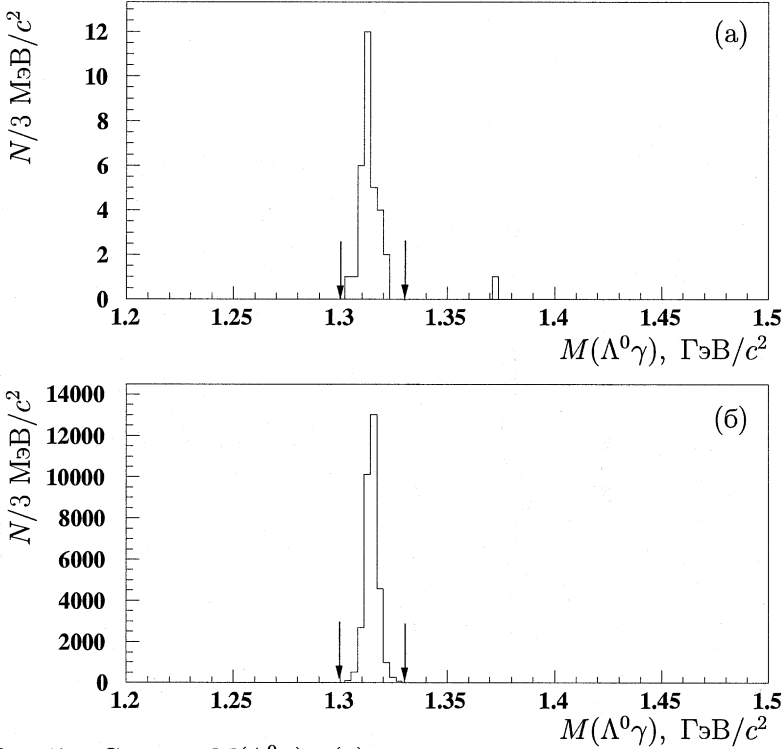


Рис.17. Спектр $M(\Lambda^0 \gamma)$: (а) – экспериментальные данные; (б) – моделированные события

Возможный фон от распадов (8) и (9) был оценен с помощью метода Монте Карло и составил 0,16 события. Значение акцептанса, определенное методом Монте Карло (рис.17б), составило, $A(\Lambda^0 \gamma) = (6,74 \pm 0,04)\%$. Используя величину $Br(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0)$ как нормировку, получаем

$$Br(\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma) = (1,90 \pm 0,34(\text{стат.}) \pm 0,19(\text{сист.})) \cdot 10^{-3}.$$

Систематическая ошибка была оценена вариациями ограничений по

E_γ , Δ и P_t^2 .

Отношение этих двух относительных вероятностей составляет:

$$Br(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma) / Br(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma) = 1,65 \pm 0,55.$$

Сравнение полученных результатов с теоретическими предсказаниями показывает, что наиболее близкие величины для измеренных вероятностей радиационных распадов дают теоретические расчеты, выполненные на основе кварковой модели, $SU(6)_W$ -симметрии и модели векторной доминантности.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. Измерены сечения инклюзивного рождения гиперонов Λ^0 , Ξ^- и гиперонных резонансов в $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$, $\Xi(1530)^0$ в нейтрон-углеродных взаимодействиях в области фрагментации пучка при средней энергии нейтронов $\approx 51 \text{ ГэВ}$:

$$\sigma_{nC} \Lambda^0(x_F > 0, 2) = (5511 \pm 7_{\text{стат.}} \pm 460_{\text{сист.}}) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nC} \Sigma(1385)^+(x_F > 0, 1) = (492 \pm 10_{\text{стат.}} \pm 31_{\text{сист.}}) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nC} \Sigma(1385)^-(x_F > 0, 1) = (690 \pm 15_{\text{стат.}} \pm 65_{\text{сист.}}) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nC} \Xi^-(x_F > 0, 1) = (146 \pm 2_{\text{стат.}} \pm 9_{\text{сист.}}) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nC} \Xi(1530)^0(x_F > 0, 1) = (28 \pm 2_{\text{стат.}} \pm 4_{\text{сист.}}) \text{ мкб}.$$

Сечения рождения Ξ^- , $\Sigma(1385)^+$ и $\Sigma(1385)^-$ измерены с наивысшей точностью в нейтронных пучках. Сечение рождения $\Xi(1530)^0$ измерено впервые в нуклонном пучке.

2. Используя предположения о симметрии дифференциальных сечений относительно нуля и зависимости сечений от атомного веса ядра мишени в виде $\sigma_{nC} = \sigma_{nN} \cdot A^{2/3}$, получены сечения инклюзивного рождения гиперонов Λ^0 , Ξ^- и гиперонных резонансов $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$, $\Xi(1530)^0$ в нейтрон-нуклонных взаимодействиях (σ_{nN}) в полной кинематической области по x_F ($-1 < x_F < 1$):

$$\sigma_{nN} \Lambda^0 = (3330 \pm 280) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nN} \Sigma(1385)^+ = (277 \pm 18) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nN} \Sigma(1385)^- = (337 \pm 33) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nN} \Xi^- = (95 \pm 6) \text{ мкб},$$

$$\sigma_{nN} \Xi(1530)^0 = (17 \pm 3) \text{ мкб}.$$

3. Пересчитанные из полученных с учетом соотношений, вытекающих из аддитивной кварковой модели, инклюзивные сечения рождения в pp -взаимодействиях (σ_{pp}) для Λ^0 , Ξ^- , $\Sigma(1385)^+$ и $\Sigma(1385)^-$:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp}\Lambda^0 &= (3330 \pm 280) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}\Sigma(1385)^+ &= (367 \pm 18) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}\Sigma(1385)^- &= (247 \pm 33) \text{ мкб}, \\ \sigma_{pp}\Xi^- &= (95 \pm 6) \text{ мкб},\end{aligned}$$

не отличаются в пределах точности измерений от ожидаемых при этих энергиях в протонном пучке.

4. Измерены параметры n и b инклюзивных дифференциальных сечений, определенных в рамках модели кваркового счета

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim (1 - x_F)^n e^{-bp_T^2}.$$

$$\begin{aligned}n &= (2, 1 \pm 0, 1), \quad b = (2, 4 \pm 0, 1) \text{ для } \Lambda^0, \\ n &= (2, 7 \pm 0, 1), \quad b = (1, 8 \pm 0, 1) \text{ для } \Sigma(1385)^+, \\ n &= (1, 3 \pm 0, 1), \quad b = (1, 9 \pm 0, 1) \text{ для } \Sigma(1385)^-, \\ n &= (4, 0 \pm 0, 1), \quad b = (2, 0 \pm 0, 1) \text{ для } \Xi^-, \\ n &= (3, 2 \pm 0, 2), \quad b = (2, 1 \pm 0, 2) \text{ для } \Xi(1530)^0.\end{aligned}$$

Измеренные значения параметров n для $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$ и $\Xi(1530)^0$ близки к предсказаниям модели кваркового счета.

5. Измерены полные ширины гиперонных резонансов $\Sigma(1385)^+$, $\Sigma(1385)^-$ и $\Xi(1530)^0$:

$$\begin{aligned}\Gamma(\Sigma(1385)^+) &= (35, 1 \pm 0, 9) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma(\Sigma(1385)^-) &= (40, 0 \pm 0, 9) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma(\Xi(1530)^0) &= (10, 0 \pm 1, 7) \text{ МэВ}/c^2.\end{aligned}$$

Полные ширины резонансов $\Sigma(1385)^+$ и $\Sigma(1385)^-$ измерены с наивысшей точностью.

6. Измерены вероятности радиационных распадов $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ и $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$:

$$Br(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma) = (3,14 \pm 0,76(\text{стат.}) \pm 0,32(\text{сист.})) \cdot 10^{-3}$$

$$Br(\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma) = (1,90 \pm 0,34(\text{стат.}) \pm 0,19(\text{сист.})) \cdot 10^{-3}$$

Отношение этих двух относительных вероятностей составляет:

$$Br(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma) / Br(\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma) = 1,65 \pm 0,55.$$

Наиболее близкие величины для измеренных вероятностей радиационных распадов дают теоретические расчеты, выполненные на основе кварковой модели, $SU(6)_W$ -симметрии и модели векторной доминантности.

7. Разработан пакет программ для статистического и физического анализа данных BISMXC. В настоящее время используется для обработки данных с эксперимента ЭКСЧАРМ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] A.Zinchenko for the EXCHARM collaboration, Inclusive production cross-sections of hyperons in nC-interactions. Nucl.Phys.Proc.Suppl., 93 (2001) 42-45.
- [2] А.Н.Алеев,..., А.И.Зинченко и др., Инклюзивное рождение гиперонов в nC-взаимодействиях. ОИЯИ, Д1-2001-98 (Дубна, 2001).
- [3] V.Fanti,...,A.Zinchenko et al., Precision measurement of the Ξ^0 mass and branching ratios of the decays $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ and $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$. Eur.Phys.J., C12 (2000) 69-76.
- [4] Сотрудничество ЭКСЧАРМ, представлено Зинченко А.И., Исследование рождения гиперонов и гиперонных резонансов в nC-взаимодействиях при средней энергии 50ГэВ. Труды научной сессии МИФИ-99, 4 (1999) 162.
- [5] А.Н. Алеев,..., А.И.Зинченко и др., Спектрометр ЭКСЧАРМ. ПТЭ, 42 (1999) 481.
- [6] Зинченко А.И. и др., BISMXC – программа статистического анализа данных со спектрометра БИС-2. ИФВЭ АН РК, 92-01 (Алма-Ата, 1992).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 сентября 2001 года.

Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 17.09.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,2
Тираж 100. Заказ 52858.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области