

Д1-2001-283

Сотрудничество ЭКСЧАРМ:  
Дубна – Алма-Ата – Бухарест – Минск –  
Москва – София – Тбилиси

**ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ АНТИГИПЕРОНОВ  
В  $n$ C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

Направлено в «European Physical Journal C»

А. Н. Алеев, В. П. Баландин, Е. А. Гудзовский, Д. К. Гурьев,  
А. И. Зинченко, И. М. Иванченко, З. М. Иванченко, М. Н. Капишин,  
Н. Н. Карпенко, В. Д. Кекелидзе, З. И. Коженкова, В. В. Кореньков,  
И. Г. Косарев, Н. А. Кузьмин, А. Л. Любимов, Д. Т. Мадигожин,  
В. Г. Мазный, А. Ш. Мествиришвили, Н. А. Молоканова, А. Н. Морозов,  
Ю. К. Потребеников, Л. А. Слепец, В. Н. Спасков, Г. Т. Татишвили,  
В. В. Трофимов, П. З. Христов, И. П. Юдин  
*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

А. П. Бугорский  
*Институт физики высоких энергий, Протвино*

А. А. Локтионов  
*Физико-технический институт Министерства науки и образования  
Республики Казахстан, Алма-Ата*

Т. Понта, Т. Преда  
*Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест*

И. М. Гешков  
*Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София*

Н. С. Амаглобели, Р. А. Кватадзе, М. В. Копадзе, Н. Л. Ломидзе  
*Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси*

Т. С. Григалашвили  
*Институт физики АН Республики Грузия, Тбилиси*

# 1 Введение

Существующие экспериментальные данные по рождению антигиперонов нуклонами получены в основном в протонных пучках [1 – 12]. Лишь несколько экспериментов было проведено в нейтронных пучках [13, 14]. Имеющиеся данные не позволяют при этом утверждать, что механизмы рождения антигиперонов различными нуклонами эквивалентны. Поэтому получение новой информации о рождении антигиперонов нейтронами может предоставить дополнительную информацию об адронных взаимодействиях.

В настоящей работе приводятся результаты исследования инклюзивного рождения антигиперонов в нейтрон-углеродных взаимодействиях, полученных в эксперименте ЭКСЧАРМ на серпуховском ускорителе.

Поиск антигиперонов осуществлялся в спектрах эффективных масс следующих конечных состояний их распадов:

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}(1385)^- &\rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^- \\ &\quad \hookrightarrow \bar{p}\pi^+, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}(1385)^+ &\rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow \bar{p}\pi^+, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Xi}^+ &\rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+ \\ &\quad \hookrightarrow \bar{p}\pi^+. \end{aligned} \quad (4)$$

## 2 Эксперимент ЭКСЧАРМ

Установка ЭКСЧАРМ расположена в нейтронном пучке (канал 5Н) серпуховского ускорителя. Нейтроны пучка рождаются на внутренней бериллиевой мишени протонами с энергией 70 ГэВ под нулевым углом к орбите ускоряемых протонов. За мишенью находится система коллиматоров и свинцовый фильтр регулируемой толщины (до 20 см) для подавления  $\gamma$ -компоненты пучка. Заряженные частицы удаляются из пучка с помощью магнитов ускорителя и специального очищающего

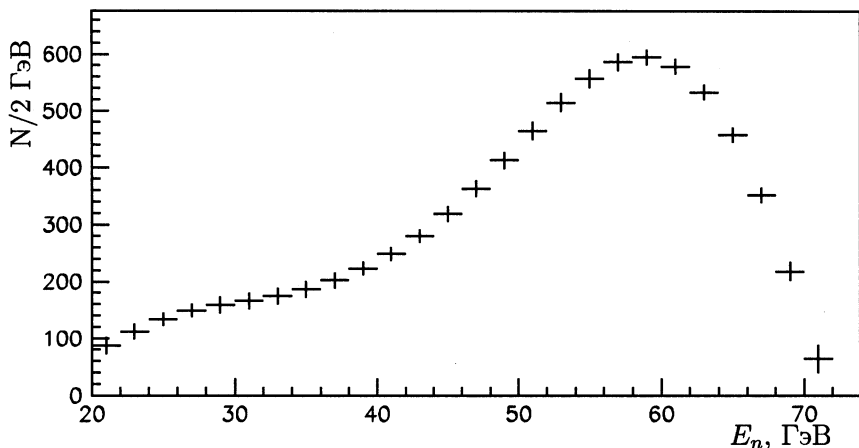


Рис. 1: Энергетический спектр нейтронного пучка

магнита СП-129, установленного после последнего коллиматора. Энергетический спектр нейтронов [15] находится в пределах от 20 ГэВ до 70 ГэВ. Среднее значение энергии составляет  $\sim 51$  ГэВ (рис. 1).

Схема установки ЭКСЧАРМ представлена на рис. 2. Для описания спектрометра используется правая система координат с осью  $OZ$ , направленной вдоль оси пучка, и осью  $OY$ , направленной вертикально вверх. Начало координат совпадает с центром анализирующего дипольного магнита СП-40А. Магнит имеет апертуру  $274 \times 49$  см<sup>2</sup>. Магнитное поле направлено вдоль оси  $OY$ , его максимальная величина составляет  $\approx 0,79$  Тл. Полярность магнитного поля периодически изменялась во время набора данных. Поле магнита изменяет поперечный импульс заряженной частицы на  $\sim 0,45$  ГэВ/с.

Нейтроны взаимодействуют с углеродной мишенью (Т) толщиной  $1,3$  г/см<sup>2</sup> ( $1,5$  см), расположенной перед магнитным спектрометром. Заряженные частицы регистрируются 11 пропорциональными камерами (ПК) с шагом намотки проволочек  $2$  мм. Восемь камер до магнита (ПК 1–8) имеют по две сигнальные плоскости. Проволочки двух из этих камер сориентированы под углами  $\pm 22,5^\circ$  по отношению к вертикали, остальных – горизонтально и вертикально. Три камеры после магнита (ПК А–С) имеют по три сигнальных плоскости каждая. Ориентация проволочек этих плоскостей – горизонтальная, вертикальная и под углом  $-22,5^\circ$  к вертикали. Разрешение спектрометра по импульсу

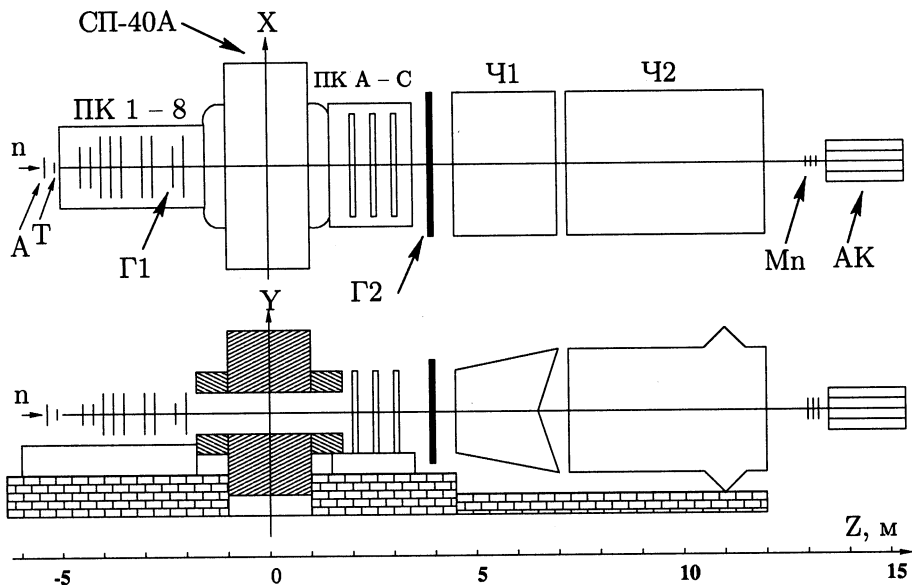


Рис. 2: Спектрометр ЭКСЧАРМ

заряженного трека составляет  $\sigma_p/p = 10^{-3} \cdot \sqrt{0,65 \cdot p^2 + 34,55}$ , где  $p$  выражен в ГэВ/с.

Два годоскопа сцинтилляционных счетчиков Г1 и Г2 состоят из 15 и 60 счетчиков соответственно и используются для формирования условия запуска установки. Два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика Ч1 и Ч2, заполненные соответственно фреоном и воздухом при атмосферном давлении, предназначены для идентификации заряженных адронов ( $p(\bar{p})$ ,  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ).

Условие запуска установки (триггер) включало в себя совпадение сигналов с годоскопов Г1 и Г2, годоскопических полос трех плоскостей ПК и антисчетчика А. Триггерное условие было нацелено на регистрацию событий, в которых по крайней мере 4 заряженные частицы прошли через спектрометр.

Более детальное описание установки можно найти в работе [16].

### 3 Отбор событий

Представленные результаты основаны на анализе  $\sim 1,84 \times 10^8$   $nC$ -взаимодействий. Экспериментальные события были обработаны про-

граммой BISON [17], которая выполняла реконструкцию треков заряженных частиц, определяла параметры этих треков и импульсы соответствующих частиц. Для поиска выделенной топологии и выполнения физического и статистического анализа использовалась программа BISMXC [18].

### 3.1 Выделение $\bar{\Lambda}^0$

$\bar{\Lambda}^0$ -гипероны идентифицировались по их распаду (1), соответствующему так называемой топологии нейтральной вилки. Нейтральная вилка состоит из пары разноименно заряженных реконструированных треков. Требовалось, чтобы расстояние наибольшего сближения (РНС) этих треков не превышало 0,5 см, что исключает  $\sim 17\%$  всех возможных кандидатов. Для подавления фона, обусловленного взаимодействиями в мишени, требовалось, чтобы  $Z$ -координата вершины распада  $Z_{\bar{\Lambda}}$  находилась на расстоянии более 10 см от мишени:

$$Z_{\bar{\Lambda}} - (Z_T + \frac{1}{2}L_T) > 10 \text{ см}, \quad (5)$$

где  $Z_T = -460$  см – координата центра мишени, а  $L_T = 1,5$  см – толщина мишени. Критерий выбирался таким образом, чтобы минимизировать относительную ошибку числа событий в сигнале. При применении этого условия фон уменьшается в  $\sim 2$  раза при потере  $\sim 10\%$  сигнала.

Нижнее ограничение на вероятность антипротонной гипотезы для отрицательно заряженного трека, вычисленное на основе данных черенковских детекторов, выбиралось таким образом, чтобы исключить надежно идентифицированные  $\pi^-$  и  $K^-$ . При этом фон снижается в  $\sim 11,5$  раза при потере  $\sim 16\%$  сигнала.

Таким образом, было отобрано около  $0,65 \cdot 10^6$  комбинаций. Распределение эффективных масс  $\bar{p}\pi^+$  для отобранных пар треков приведено на рис. 3. В полученном спектре виден четкий сигнал от распада  $\bar{\Lambda}^0$  по каналу (1). Фон обусловлен в основном комбинациями реконструированных заряженных частиц, рожденных в мишени ( $\approx 40\%$ ) и в воздухе внутри спектрометра ( $\approx 60\%$ ). Спектр был аппроксимирован с помощью функции минимизации пакета MINUIT [19] суммой трех функций Гаусса, описывающих сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Причиной использования нескольких гауссовых функций является зависимость экспериментального разрешения

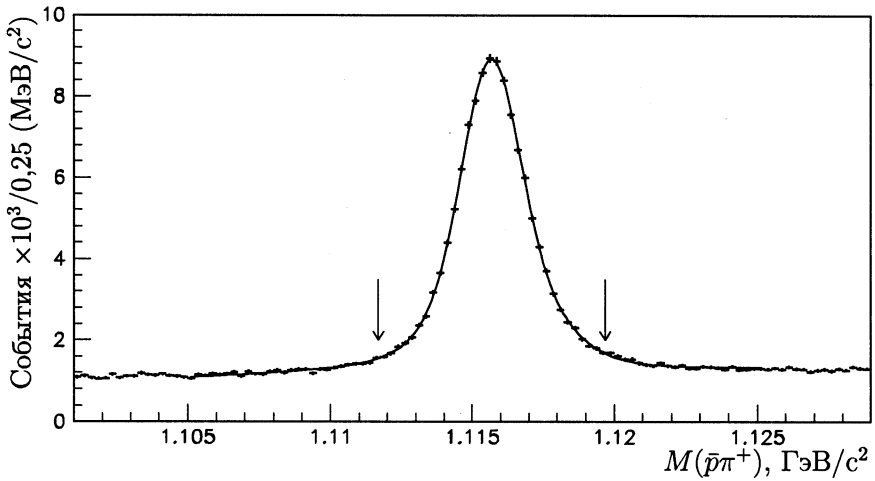


Рис. 3: Спектр эффективной массы  $\bar{p}\pi^+$

по массе от импульса  $\bar{\Lambda}^0$ . Три функции – минимальное их количество, необходимое для того, чтобы добиться удовлетворительного качества аппроксимации:  $\chi^2/\text{ndf}=1,2$ . Разрешение по массе было вычислено как среднееквадратичное значение полученных ширин трех функций Гаусса, взвешенных пропорционально соответствующим амплитудам:  $\sigma = 1,38 \text{ МэВ}/c^2$ . Событие считалось кандидатом в распад  $\bar{\Lambda}^0$  при условии, что эффективная масса  $M(\bar{p}\pi^+)$  находится в интервале  $\pm 4 \text{ МэВ}/c^2$  от номинальной массы  $M_{\bar{\Lambda}}$ :

$$|M(\bar{p}\pi^+) - M_{\bar{\Lambda}}| < 4 \text{ МэВ}/c^2, \quad (6)$$

что близко к утроенному среднему разрешению по массе. Выделенный таким образом интервал помечен вертикальными стрелками на рис. 3.

Таким образом, было отобрано около  $0,14 \cdot 10^6$  кандидатов в распад (1). Число наблюдаемых событий было определено интегрированием гауссовых слагаемых аппроксимирующей функции и составило  $0,10 \cdot 10^6$ . Число фоновых событий было определено интегрированием фоновой функции в интервале  $\pm 4 \text{ МэВ}/c^2$  от номинальной массы и составляет  $0,04 \cdot 10^6$ .

Характеристики полученного сигнала  $\bar{\Lambda}^0$  представлены в таблице 1.

Таблица 1: Характеристики сигналов антигиперонов

Распад	Масса, МэВ/ $c^2$	$\sigma$ , МэВ/ $c^2$	$\Gamma$ , МэВ/ $c^2$	Количество
$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$1115,7 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,1$	—	$100300 \pm 440$
$\bar{\Sigma}(1385)^- \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^-$	$1380,0 \pm 1,4$	—	$31,7 \pm 3,4$	$1670 \pm 180$
$\bar{\Sigma}(1385)^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+$	$1380,0 \pm 2,1$	—	$35,9 \pm 7,6$	$1190 \pm 230$
$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+$	$1321,8 \pm 0,8$	$1,71 \pm 0,04$	—	$1020 \pm 40$

### 3.2 Выделение $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$ -резонансов

Кандидаты в распады  $\bar{\Sigma}(1385)^\mp$ -резонансов (2) и (3) искались среди комбинаций кандидатов в  $\bar{\Lambda}^0$  с каждым из дополнительных отрицательных (положительных) треков в событии. Требовалось, чтобы РНС реконструированной траектории  $\bar{\Lambda}^0$  и дополнительного трека не превышало 0,2 см. Точка наибольшего сближения траектории  $\bar{\Lambda}^0$  и дополнительного трека определяла вершину распада резонанса.  $Z$ -координата вершины распада  $Z_{\bar{\Sigma}}$  должна быть расположена в пределах двойного экспериментального разрешения ( $\sigma_Z = 1$  см) от краев мишени:

$$|Z_{\bar{\Sigma}} - Z_T| < \frac{1}{2}L_T + 2\sigma_Z. \quad (7)$$

Таким образом, было отобрано около  $33 \cdot 10^3$  кандидатов в распад (2) и около  $46 \cdot 10^3$  кандидатов в распад (3). Спектры эффективных масс гипотез  $\bar{\Lambda}^0\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}^0\pi^+$  для отобранных комбинаций представлены на рис. 4 и 5, соответственно. Широкие сигналы в этих спектрах соответствуют распадам (2) и (3). Фон большей частью имеет комбинаторный характер. Спектры эффективных масс  $\bar{\Lambda}^0\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}^0\pi^+$  были аппроксимированы функциями

$$\left(\frac{dN}{dM}\right)_- = BG(M) + BW(M) \quad (8)$$

и

$$\left(\frac{dN}{dM}\right)_+ = BG(M) + BW(M) + G(M), \quad (9)$$

соответственно. Здесь фон описывается гладкой функцией, отражающей порог рождения резонанса ( $M_{\text{пор}}$ ):

$$BG(M) = b_1(M - M_{\text{пор}})^{b_2} \exp(b_3M + b_4M^2), \quad M > M_{\text{пор}}, \quad (10)$$



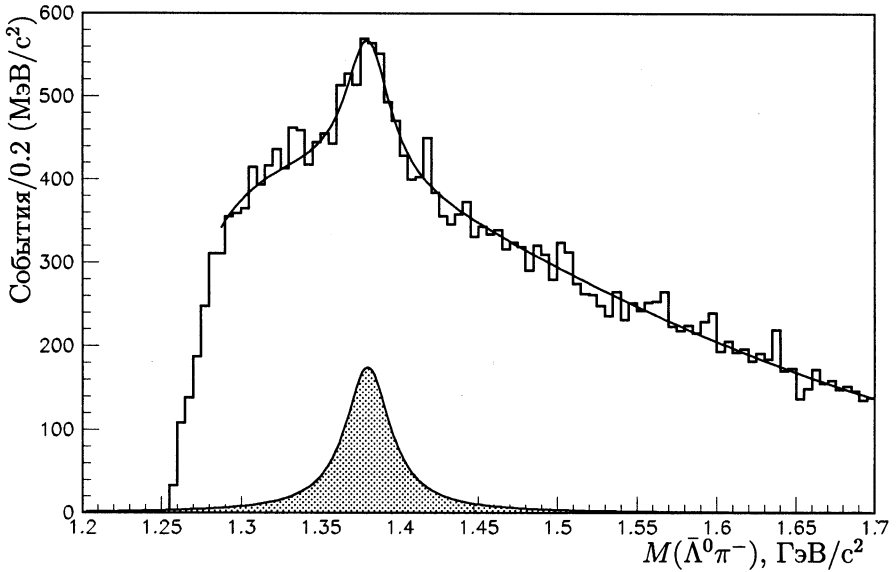


Рис. 4: Спектр эффективной массы  $\bar{\Lambda}^0\pi^-$

где  $b_1, \dots, b_4$  – свободные параметры. Сигнал аппроксимируется релятивистской функцией Брейта – Вигнера

$$BW(M) = \frac{AMM_0\Gamma_R}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma_R^2} \quad (11)$$

со свободными параметрами:  $A$  – масштабный коэффициент,  $M_0$  – положение максимума резонанса и  $\Gamma_R$  – ширина резонанса. В случае  $\bar{\Sigma}(1385)^+$  добавляется гауссовское слагаемое  $G(M)$  для описания сигнала в спектре эффективных масс, соответствующего распадам  $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+$ , происходящим внутри мишени или около нее (см. рис. 5). Число зарегистрированных резонансов было вычислено аналитическим интегрированием слагаемых, соответствующих сигналам, в функциях (8) и (9). Аналитическое интегрирование позволяет вычислить ошибки числа событий, исходя из ошибок параметров аппроксимирующих функций. Характеристики полученных сигналов  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  представлены в таблице 1.

### 3.3 Выделение $\bar{\Xi}^+$

Поиск кандидатов в распад  $\bar{\Xi}^+$  (4) проводился среди комбинаций кандидатов в  $\bar{\Lambda}^0$  с каждым из дополнительных положительных треков в со-

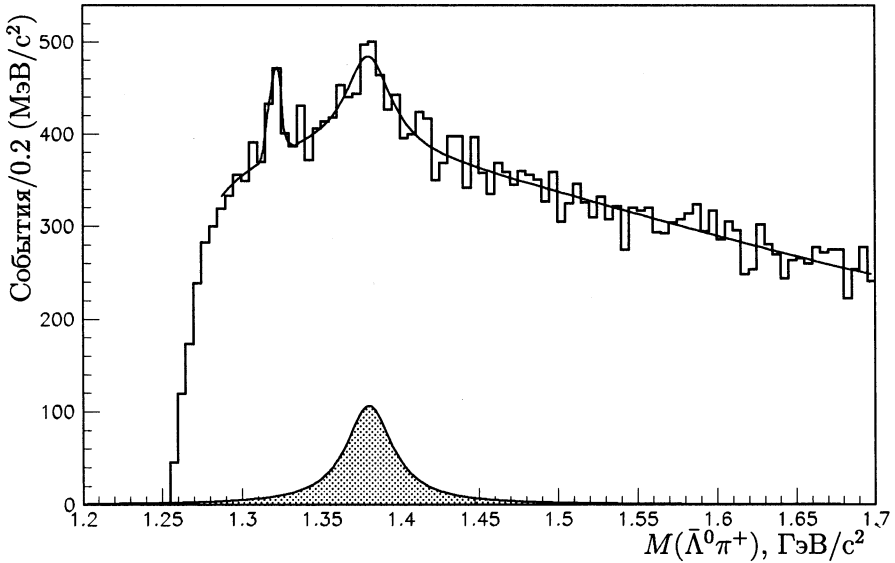


Рис. 5: Спектр эффективной массы  $\bar{\Lambda}^0 \pi^+$

бытия. Требовалось, чтобы РНС восстановленной траектории  $\bar{\Lambda}^0$  и дополнительного трека не превышало 0,5 см. Точка их наибольшего сближения определяла вершину распада. Для подавления фона, вызванного взаимодействиями в мишени, требовалось, чтобы  $Z$ -координата вершины распада  $Z_{\bar{\Xi}}$  была расположена на расстоянии более 10 см от мишени по пучку вдоль оси  $OZ$ :

$$Z_{\bar{\Xi}} - (Z_T + \frac{1}{2}L_T) > 10 \text{ см.} \quad (12)$$

Для подавления фона требовалось также, чтобы расстояние между вершинами распада  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$  вдоль направления пучка превышало 5 см:

$$Z_{\bar{\Xi}} - Z_{\bar{\Lambda}} > 5 \text{ см.} \quad (13)$$

Таким образом, было отобрано около  $15 \cdot 10^3$  кандидатов в распад (4). Спектр эффективных масс  $\bar{\Lambda}^0 \pi^+$  для отобранных комбинаций представлен на рис. 6. В этом спектре наблюдается четкий сигнал от распада  $\bar{\Xi}^+$  (4). Спектр аппроксимировался суммой функции Гаусса, описывающей сигнал, и линейной функции, описывающей поведение фона. Количество зарегистрированных распадов было вычислено интегрированием слагаемого, соответствующего сигналу, в аппроксимирующей

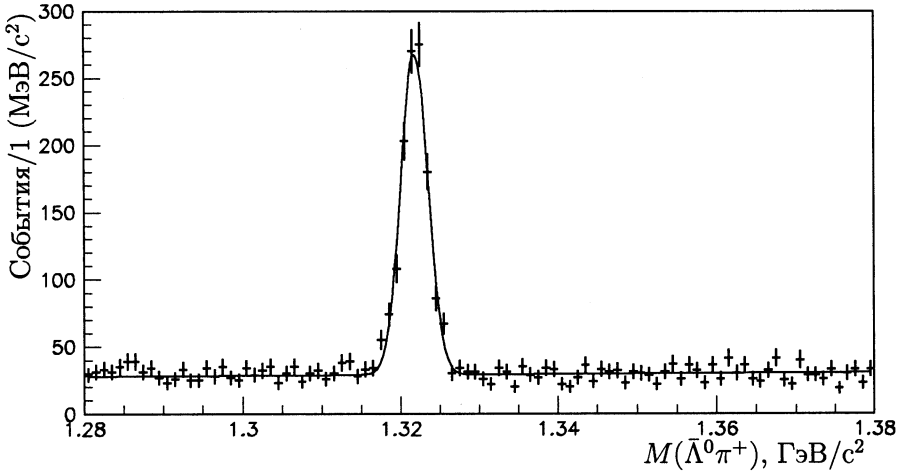


Рис. 6: Спектр эффективной массы  $\bar{\Lambda}^0 \pi^+$

шей функции. Характеристики полученного сигнала представлены в таблице 1.

Измеренные массы  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$  согласуются в пределах ошибок с табличными значениями [20]. Измеренные массы резонансов  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  несколько ниже табличных значений: отклонения от табличных значений составляют  $2,8 \text{ МэВ}/c^2$  для  $\bar{\Sigma}(1385)^-$  и  $7,2 \text{ МэВ}/c^2$  для  $\bar{\Sigma}(1385)^+$ . Измеренные ширины резонансов согласуются с табличными значениями.

## 4 Характеристики рождения антигиперонов

Эффективности регистрации антигиперонов вычислялись с помощью моделирования по методу Монте-Карло. Разыгрывались реакции, в которых сопровождением для каждого рассматриваемого антигиперона  $\bar{H}$  являлся соответствующий гиперон  $H$ :

$$n + N \rightarrow \bar{H} + H + X. \quad (14)$$

Здесь  $X$  представляет собой набор частиц, генерируемых в рамках модели JETSET [21] в соответствии с законами сохранения.

Для проведения частиц через экспериментальную установку использовалась программа [22], основанная на пакете GEANT. Полученные моделированные данные обрабатывались теми же программами реконструкции и статистического анализа, что и экспериментальные.

Использовалась параметризация инклюзивного сечения рождения, основанная на правилах кваркового счета [23, 24]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n \cdot \exp(-bp_t^2). \quad (15)$$

Здесь  $x_F = p_l^*/p_l^{max}$  – переменная Фейнмана,  $p_l^*$  – продольный импульс изучаемой частицы,  $p_l^{max}$  – ее максимальный возможный импульс ( $p_l^*$  и  $p_l^{max}$  определяются в системе центра масс налетающего нейтрона и нуклона),  $p_t$  – ее поперечный импульс.

Для получения экспериментальных значений параметров рождения  $n$  и  $b$  моделирование проводилось для различных значений параметров, после чего нормированные спектры  $p_l$  и  $p_t^2$  восстановленных антигиперонов, полученные для экспериментальных и моделированных событий, сравнивались в соответствии с критерием  $\chi^2$ . (Здесь  $p_l$  – продольный импульс антигиперона в лабораторной системе отсчета.) Полученные значения параметров рождения соответствуют минимуму  $\chi^2$ . Ошибки параметров вычислялись в соответствии с методом расчета многопараметрических ошибок, изложенным в [19].

Ожидается, что параметризация сечения (15) применима только при значениях  $x_F$ , соответствующих области фрагментации, в то время как в центральной области поведение дифференциального сечения отличается от использованной модели. Возможным методом определения области  $x_F$ , в которой параметризация (15) применима, является определение значения параметра  $n$  описанным выше методом в различных областях по переменной Фейнмана  $x_F > \widetilde{x}_F$  при последовательном сдвиге нижней границы области в сторону увеличения  $x_F$ .

В эксперименте значение энергии падающего нейтрона в каждом отдельном событии неизвестно вследствие некогерентности нейтронного пучка. Следовательно, неизвестно и значение  $x_F$ , то есть невозможно применить к экспериментальным событиям такое же ограничение на  $x_F$ , как к моделированным событиям. Поэтому для обеспечения одинаковых условий анализа экспериментальных и моделированных данных, что необходимо для сравнения спектров экспериментальных и моделированных событий, используется ограничение на продольный импульс антигиперона  $p_l$ . При условии  $p_l > \widetilde{p}_l$  практически все зарегистрированные события должны находиться в выбранной области  $x_F$ :

$$p_l > \widetilde{p}_l \Rightarrow x_F > \widetilde{x}_F. \quad (16)$$

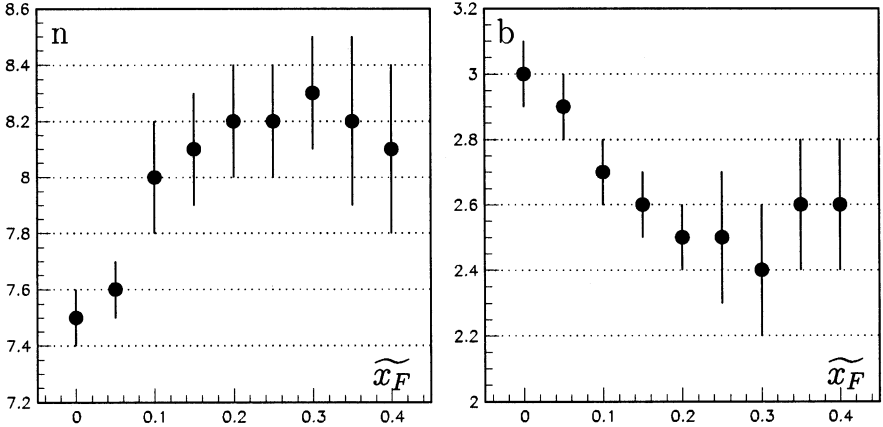


Рис. 7: Значения параметров  $n$  и  $b$  рождения  $\bar{\Lambda}^0$  для различных  $\widetilde{x}_F$

Значение  $\widetilde{p}_l$ , соответствующее некоторому значению  $\widetilde{x}_F$ , определяется путем анализа двумерного распределения  $p_l$  и  $x_F$  для зарегистрированных моделированных событий, разыгранных в полной кинематической области  $-1 \leq x_F \leq 1$ .

Для определения кинематической области применимости параметризации (15) параметры инклюзивного сечения рождения для  $\bar{\Lambda}^0$  были получены в 9 различных областях по переменной Фейнмана:  $x_F > \widetilde{x}_F$ . Нижняя граница области  $\widetilde{x}_F$  при этом изменялась от 0,0 до 0,4 с шагом 0,05. Полученные значения параметров  $n$  и  $b$  для различных  $\widetilde{x}_F$  представлены на рис. 7. Дискретизация значений параметров и их ошибок происходит из-за того, что при моделировании параметры изменялись с шагами  $\Delta n = 0,1$  и  $\Delta b = 0,1$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>.

Полученная зависимость  $n$  от  $x_F$  четко указывает на наличие двух кинематических областей с различным поведением дифференциального сечения. Стабильность параметра  $n$  для  $\widetilde{x}_F \geq 0,1$  позволяет сделать вывод о том, что дифференциальное сечение хорошо описывается параметризацией (15) в области  $x_F > 0,1$ , что согласуется с фактом, что в этой области вклад мягких процессов является доминирующим. С другой стороны, в области  $0 < x_F < 0,1$  обнаруживаются существенные отклонения от модели. Значение параметра  $b$  также стабильно в области  $x_F > 0,1$  (рис. 7).

Для того чтобы минимизировать модельную зависимость результатов, определение значений параметров и сечений рождения антигипе-

ронов проводилось в кинематической области применимости модели (ОПМ). В соответствии с результатами исследования поведения параметра  $n$  в зависимости от значения  $\widetilde{x}_F$ , для  $\bar{\Lambda}^0$  была выбрана ОПМ  $x_F > 0, 1$ . Такое же ограничение было выбрано и для остальных изучаемых антигиперонов.

Двумерное распределение  $p_l$  и  $x_F$  для зарегистрированных моделированных  $\bar{\Lambda}^0$ , разыгранных в полной кинематической области, представлено на рис. 8. Оно объясняет выбор области, в которой варьировалось  $\widetilde{x}_F$ , а также на нем показан пример выбора нижней границы критерия на продольный импульс  $\widetilde{p}_l$  на основе нижней границы ОПМ  $\widetilde{x}_F$ .

Значения нижних границ ограничения на  $p_l$ , параметров рождения, полученных в ОПМ, их ошибок и соответствующих минимальных значений  $\chi^2$ , деленных на число степеней свободы, для всех изучаемых антигиперонов приведены в таблице 2. В качестве примера на рис. 9 приведены нормированные спектры  $p_l$  и  $p_l^2$  экспериментальных и моделированных событий, полученные в ОПМ для  $\bar{\Lambda}^0$  при минимальном значении  $\chi^2$ . Полученные из моделирования спектры находятся в хорошем согласии с экспериментальными.

Модель кваркового счета [23, 24] предсказывает значение параметра  $n = 5$  для всех изучаемых антигиперонов. Полученные значения параметра согласуются с предсказанием для резонансов  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$ , но они выше предсказываемого значения для  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$ .

Сравнение полученных значений параметров рождения  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$  с другими экспериментальными данными, полученными в нуклон-нуклонных взаимодействиях, представлено в таблицах 3 и 4. Результаты находятся в хорошем согласии. Параметры рождения  $\bar{\Sigma}^\pm(1385)$  в нуклон-нуклонных взаимодействиях были измерены впервые.

## 5 Вычисление сечений рождения

### 5.1 Сечения в области применимости модели

Инклюзивные сечения рождения антигиперонов в ОПМ вычислялись согласно следующей формуле:

$$\sigma_{nC} = \frac{N_s \cdot A}{M_n \cdot N_A \cdot L_T \cdot \varepsilon \cdot Br}, \quad (17)$$

где  $N_s$  – количество событий в сигнале;  $A = 12$  – атомный вес ядра мишени;  $M_n = (2, 43 \pm 0, 14) \cdot 10^{11}$  – число нейтронов, прошедших через

Таблица 2: Параметры рождения в кинематической области  $x_F > 0, 1$

Антигиперон	$\tilde{p}_l, \text{ГэВ/с}$	$n$	$\chi_{p_l}^2/\text{ndf}$	$b, (\text{ГэВ/с})^{-2}$	$\chi_{p_l^2}^2/\text{ndf}$
$\Lambda^0$	12	$8,0 \pm 0,2$	1,00	$2,7 \pm 0,1$	0,93
$\bar{\Sigma}(1385)^-$	13	$5,3 \pm 0,3$	0,67	$2,4 \pm 0,2$	0,38
$\bar{\Sigma}(1385)^+$	14	$5,0 \pm 0,4$	0,51	$2,7 \pm 0,2$	0,25
$\bar{\Xi}^+$	13	$7,5 \pm 1,0$	0,22	$2,8 \pm 0,3$	0,89

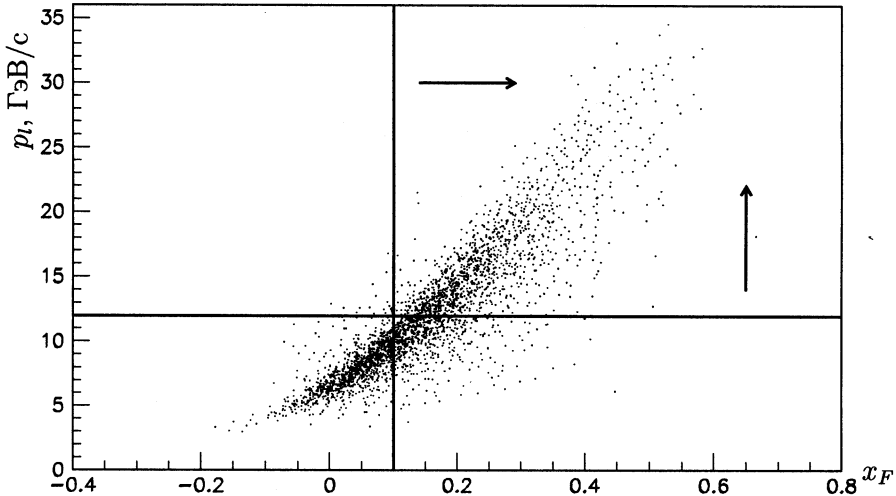


Рис. 8:  $p_l$  и  $x_F$  для зарегистрированных  $\bar{\Lambda}^0$ .  $\tilde{x}_F = 0, 1$ ,  $\tilde{p}_l = 12 \text{ ГэВ/с}$

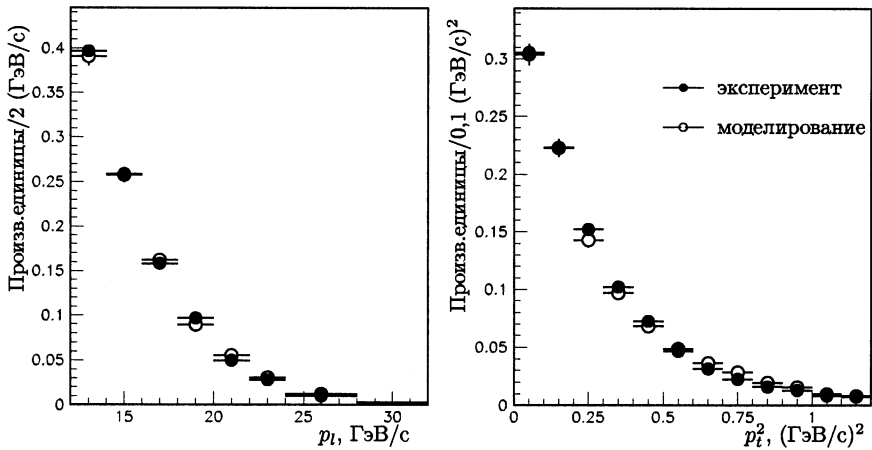


Рис. 9: Нормированные спектры  $p_l$  и  $p_l^2$  для  $\bar{\Lambda}^0$  в ОПМ

мишень (нейтронный монитор);  $N_A$  – постоянная Авогадро;  $L_T = 1,3$  г/см<sup>2</sup> – толщина мишени;  $\varepsilon$  – полная эффективность регистрации рассматриваемого распада;  $Br$  – парциальная вероятность канала распада [20].

Число событий в сигнале  $N_s$  определяется согласно методу, описанному в главе 3, но с применением дополнительного ограничения на продольный импульс:  $p_l > \tilde{p}_l$ . Эффективность регистрации  $\varepsilon$  находится из моделирования с предварительно определенными значениями параметров рождения. Значения числа событий в сигнале ( $N_s$ ), потерь сигнала, обусловленных ограничением на  $p_l$ , и эффективности регистрации ( $\varepsilon$ ) для рассматриваемых распадов приведены в таблице 5.

Вычисленные сечения инклюзивного рождения антигиперонов на ядре углерода в ОПМ представлены в таблице 6. Статистические ошибки обусловлены ошибками экспериментальных сигналов, представленными в таблице 5. Систематические ошибки включают в себя ква-

Таблица 3: Параметры рождения  $\bar{\Lambda}^0$  в NN-взаимодействиях

Ссылка	Взаим.	$E_{\text{пучка}}$	$n$	$b, (\text{ГэВ/с})^{-2}$	область $x_F$
ЭКСЧАРМ	$nN$	57 ГэВ	$8,0 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,1$	$x_F > 0,1$
[3]	$pN$	147 ГэВ		$3,2 \pm 0,1$	полная
[14]	$nN$	260 ГэВ	8,0	3,0	$x_F > 0,1$
[8]	$pp$	405 ГэВ		$3,7 \pm 1,3$	$x_F > 0$
[10]	$pp$	1500 ГэВ	7,1	3,8	$x_F > 0,2$

Таблица 4: Параметры рождения  $\bar{\Xi}^+$  в NN-взаимодействиях

Ссылка	Взаим.	$E_{\text{пучка}}$	$n$	$b, (\text{ГэВ/с})^{-2}$	область $x_F$
ЭКСЧАРМ	$nN$	57 ГэВ	$7,5 \pm 1,0$	$2,8 \pm 0,3$	$x_F > 0,1$
[14]	$nN$	260 ГэВ	$6 \pm 2$	$2,5 \pm 1,0$	$x_F > 0,1$

Таблица 5: Количества распадов и эффективности регистрации

Распад	Количество, $N_s$	Потери	$\varepsilon, \%$
$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$41100 \pm 290$	59%	$2,28 \pm 0,19$
$\bar{\Sigma}(1385)^- \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^-$	$1186 \pm 179$	32%	$0,91 \pm 0,04$
$\bar{\Sigma}(1385)^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+$	$830 \pm 275$	30%	$0,79 \pm 0,05$
$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0\pi^+$	$724 \pm 34$	29%	$0,76 \pm 0,05$



даточно сложенные ошибки нейтронного монитора  $M_n$ , полной эффективности регистрации  $\varepsilon$  и парциальной вероятности канала распада [20].

Ошибка эффективности складывается из ошибки моделированного сигнала и систематической ошибки. Систематическая ошибка вычислялась двумя методами. Согласно первому методу, она вычислялась как вариация эффективности при изменениях значений параметров  $n$  и  $b$  в пределах их погрешностей. Согласно второму методу, ошибка вычислялась как вариация эффективности при взвешивании моделированных событий с весами, зависящими от  $p_i$ . При этом веса, накладываемые на события в каждом  $p_i$ -интервале, независимо варьировались таким образом, чтобы нормированный  $p_i$ -спектр зарегистрированных моделированных событий изменялся в пределах ошибок аналогичного нормированного экспериментального  $p_i$ -спектра. Два метода дают близкие результаты: для всех изучаемых антигиперонов и различных критериев отбора две оценки систематической ошибки отличаются не более чем в 1,7 раза. Ошибки  $\varepsilon$ , представленные в таблице 5, являются квадратичными суммами статистической и систематической ошибок.

Переход к сечению на нуклон  $\sigma_{nN}$  осуществлялся в предположении, что сечение пропорционально геометрическому сечению ядра, т.е. предполагалась  $A$ -зависимость вида  $\sigma_{nC} = \sigma_{nN} \cdot A^{2/3}$ , что характерно для мягких процессов при больших значениях  $x_F$ . Сечения на нуклон в области  $x_F > 0,1$  представлены в таблице 7.

Таблица 6: Сечения на ядро углерода в области  $x_F > 0,1$

Антигиперон	$\sigma_{nC}$ , мкб		
$\Lambda^0$	178,0	$\pm 1,2$ (стат.)	$\pm 17,8$ (сист.)
$\bar{\Sigma}(1385)^-$	14,6	$\pm 2,2$ (стат.)	$\pm 1,1$ (сист.)
$\bar{\Sigma}(1385)^+$	11,8	$\pm 3,9$ (стат.)	$\pm 1,0$ (сист.)
$\bar{\Xi}^+$	9,4	$\pm 0,5$ (стат.)	$\pm 0,8$ (сист.)

Таблица 7: Сечения на нуклон в области  $x_F > 0,1$

Антигиперон	$\sigma_{nN}$ , мкб		
$\Lambda^0$	34,0	$\pm 0,2$ (стат.)	$\pm 3,4$ (сист.)
$\bar{\Sigma}(1385)^-$	2,8	$\pm 0,4$ (стат.)	$\pm 0,2$ (сист.)
$\bar{\Sigma}(1385)^+$	2,3	$\pm 0,7$ (стат.)	$\pm 0,2$ (сист.)
$\bar{\Xi}^+$	1,8	$\pm 0,1$ (стат.)	$\pm 0,2$ (сист.)

## 5.2 Сравнение с другими результатами

Из аддитивной кварковой модели вытекают следующие соотношения для полных сечений инклюзивного рождения каждого из рассматриваемых антигиперонов:

$$\sigma_{nN}(\bar{H}) \approx \sigma_{pN}(\bar{H}) \approx \sigma_{pp}(\bar{H}), \quad (18)$$

что позволяет провести сопоставление полученных результатов с результатами других экспериментов, проведенных в протонных и нейтронных пучках.

На основе полученных данных провести экстраполяцию сечений из ОПМ в полную кинематическую область можно только приблизительно, так как неизвестно поведение дифференциального сечения вне ОПМ. Для целей сравнения результатов с другими данными экстраполяция была проведена с учетом теоретических соображений и результатов других экспериментов.

Теоретически форма дифференциального сечения должна быть симметричной в передней и задней полусферах, и это предположение действительно используется для экстраполяции в полную кинематическую область в работах [3 – 8, 13]. В [3] и [11] показано, что в центральной области  $0 < |x_F| < 0,1$  дифференциальное сечение увеличивается с уменьшением  $|x_F|$ , но в работах [9, 10], а также в результатах наших исследований (рис. 7) демонстрируется, что его наклон в центральной области меньше, чем предсказываемый параметризацией (15).

С учетом вышеизложенного экстраполяция сечений в полную кинематическую область осуществлялась в предположении, что дифференциальное сечение является симметричной функцией  $x_F$ . Нижняя граница полного сечения вычислялась в предположении, что дифференциальное сечение в области  $0 < x_F < 0,1$  является плоской функцией

Таблица 8: Полные сечения на нуклон

Антигиперон	$\sigma_{nN}$ , мкб			
$\bar{\Lambda}^0$	154,0	$\pm 1,2$ (стат.)	$\pm 17,6$ (сист.)	$\pm 18,0$ (модель)
$\bar{\Sigma}(1385)^-$	10,2	$\pm 1,6$ (стат.)	$\pm 0,8$ (сист.)	$\pm 0,6$ (модель)
$\bar{\Sigma}(1385)^+$	8,2	$\pm 2,8$ (стат.)	$\pm 0,7$ (сист.)	$\pm 0,5$ (модель)
$\bar{\Xi}^+$	7,9	$\pm 0,4$ (стат.)	$\pm 0,7$ (сист.)	$\pm 0,9$ (модель)

$x_F$ . Верхняя граница вычислялась в предположении, что дифференциальное сечение в этой области подчиняется параметризации (15). Для экстраполяции значение параметра  $n$  было взято из ОПМ для  $\bar{\Xi}^+$  и  $\bar{\Sigma}(1385)^{\pm}$  и получено в области  $x_F > 0$  для  $\bar{\Lambda}^0$  (рис. 7). Экстраполированные в полную область сечения в расчете на нуклон, представленные в таблице 8, являются средними значениями верхней и нижней границ. Приведенные ошибки экстраполяции (модель) вычислены как половина разности между полученными верхней и нижней границами.

Сравнение вычисленного полного сечения рождения  $\bar{\Lambda}^0$  на нуклон с другими результатами приведено на рис. 10, где статистическая ошибка, систематическая ошибка и ошибка экстраполяции квадратично сложены. Оно свидетельствует о том, что данное измерение находится в хорошем согласии с другими результатами, а также обладает наименьшей относительной ошибкой. Для других изучаемых антигиперонов не было найдено данных других экспериментов.

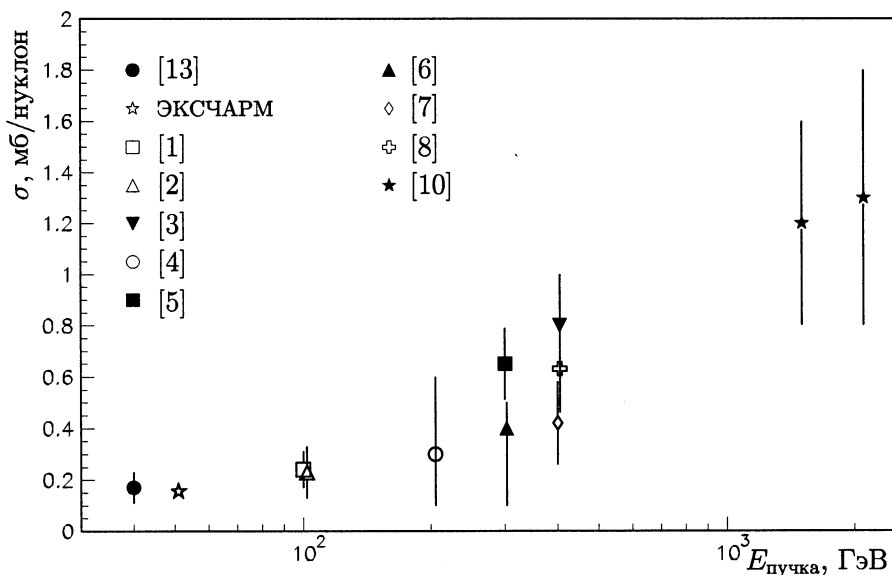


Рис. 10: Сечения инклюзивного рождения  $\bar{\Lambda}^0$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях

## 6 Заключение

Сечения инклюзивного рождения антигиперонов, измеренные в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов  $\sim 51$  ГэВ в кинематической области  $x_F > 0, 1$  в предположении, что дифференциальные сечения подчиняются параметризации (15), представлены в таблице 6. Данная кинематическая область выбрана как область применимости использованной параметризации для минимизации модельной зависимости результатов. Сечения рождения экстраполированы в полную кинематическую область, вычислены ошибки экстраполяции (таблица 8).

Полученные сечения рождения  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$  включают сечения рождения  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$  в результате распадов резонансов и каскадных распадов.

Сечения рождения  $\bar{\Xi}^+$  и  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  в нуклон-нуклонных взаимодействиях были измерены впервые. Измеренное полное сечение рождения  $\bar{\Lambda}^0$  сопоставимо с результатами, полученными в других протонных и нейтронных экспериментах, и обладает наименьшей относительной ошибкой.

Измеренные значения параметров  $n$  и  $b$  используемой параметризации инклюзивного сечения представлены в таблице 2. Полученные значения параметров рождения  $\bar{\Lambda}^0$  и  $\bar{\Xi}^+$  находятся в согласии с результатами других экспериментов. Параметры рождения  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  в нуклон-нуклонных взаимодействиях измерены впервые. Полученные значения параметра  $n$  для  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  согласуются с предсказанными в работах [23, 24].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 00-07-90148.

## Литература

- [1] M. Alston et al., *Phys.Rev.Lett.*, 35 (1975) 142.
- [2] J.W. Chapman et al., *Phys.Lett.*, 47B (1973) 465.
- [3] D. Brick et al., *Nucl.Phys.*, B164 (1980) 1.
- [4] G. Charlton et al., *Phys.Rev.Lett.*, 30 (1973) 574.
- [5] F. LoPinto et al., *Phys.Rev.*, D22 (1980) 573.

- [6] F.T. Dao et al., *Phys.Rev.Lett.*, 30 (1973) 1151.
- [7] R.D. Kass et al., *Phys.Rev.*, D20 (1979) 605.
- [8] H. Kichimi et al., *Phys.Lett.*, 72B (1978) 411.
- [9] F.W. Büsser et al., *Phys.Lett.*, 61B (1976) 309.
- [10] S. Erhan et al., *Phys.Lett.*, 85B (1979) 447.
- [11] V. Blobel et al., *Nucl.Phys.*, B69 (1974) 454.
- [12] A. Sheng et al., *Phys.Rev.*, D11 (1975) 1733.
- [13] А.Н. Алеев и др., *ЯФ*, 44 (1986) 661.
- [14] M. Zavertyaev, *Nucl.Phys B (Proc.Suppl.)*, 93B (2001) 62.
- [15] А.Н. Алеев и др., *Препринт ОИЯИ Р13-94-312* (Дубна, 1994).
- [16] А.Н. Алеев и др., *ПТЭ*, 42 (1999) 481.
- [17] А. Бонюшкина и др., *Сообщение ОИЯИ Р1-93-168* (Дубна, 1993).
- [18] А.И. Зинченко и др., *ИФВЭ АН РК*, 92-01 (Алма-Ата, 1992).
- [19] F. James, *Minuit Reference Manual*, D506 (CERN, 1994).
- [20] D.E. Groom et al., *Eur.Phys.J.*, C15 (2000) 1.
- [21] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.*, 82 (1994) 74.
- [22] Г.А. Аралбаева и др., *Сообщение ОИЯИ*, Р1-93-85 (Дубна, 1993)
- [23] V.A. Matveev, R.M. Muradian, A.N. Tavkhelidze,  
*Theor. Math. Phys.*, 40 (1979) 329,  
*Theor. Math. Phys.*, 40 (1979) 778.
- [24] J.F. Gunion, *Phys.Lett.*, 88B (1979) 150.

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 декабря 2001 года.

Алеев А. Н. и др.

D1-2001-283

Инклюзивное рождение антигиперонов в  $nC$ -взаимодействиях

Измерены сечения инклюзивного рождения антигиперонов  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $\bar{\Xi}^+$  и  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов  $\sim 51$  ГэВ. Определены экспериментальные значения параметров  $n$  и  $b$  использованной параметризации дифференциального сечения  $(1 - |x_F|)^n \cdot \exp(-bp_t^2)$ , где  $x_F$  — переменная Фейнмана,  $p_t$  — поперечный импульс. Определена кинематическая область применимости параметризации. Проведено сравнение результатов с предсказаниями модели кваркового счета и результатами других экспериментов.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Aleev A. N. et al.

D1-2001-283

Inclusive Production of Antihyperons in  $nC$ -Interactions

Inclusive production cross-sections of  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $\bar{\Xi}^+$  and  $\bar{\Sigma}(1385)^\pm$  have been measured in neutron-carbon interactions at  $\sim 51$  GeV mean energy of neutrons. The parameters  $n$  and  $b$  of differential cross-section parametrisation  $(1 - |x_F|)^n \cdot \exp(-bp_t^2)$ , where  $x_F$  is the Feynman variable,  $p_t$  is transverse momentum, have been obtained. The kinematic region of validity of the parametrisation has been defined. The results are compared with the predictions of quark counting rules and other existing experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

**Редактор М. И. Зарубина. Макет Н. А. Киселевой**

**Подписано в печать 04.02.2002**

**Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,25**

**Тираж 260. Заказ 53092. Цена 1 р. 25 к.**

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области**