

РЕГИСТРАЦИЯ РОЖДЕНИЯ И РАСПАДОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ ОЧАРОВАННЫХ МЕЗОНОВ В pA -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 70 ГэВ НА УСТАНОВКЕ СВД-2

© 2010 г. В. Н. Рядовиков*
(от имени Сотрудничества СВД-2¹⁾)

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия
Поступила в редакцию 29.07.2009 г.; после доработки 20.11.2009 г.

Приведены результаты обработки данных эксперимента SERP-E-184 “Изучение механизмов образования очарованных частиц в pA -взаимодействиях при 70 ГэВ и их распадов”, полученные при облучении активной мишени установки СВД-2, состоящей из пластинок углерода, кремния и свинца, пучком протонов с энергией 70 ГэВ. Выделен сигнал от двухчастичного распада нейтральных очарованных мезонов D^0 и \bar{D}^0 . Отношение сигнал/шум равно $(51 \pm 17)/(38 \pm 13)$. После детального моделирования процессов по программам FRITIOF и GEANT определены эффективности регистрации мезонов и дана оценка сечения рождения чарма при этой энергии: $\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.4(\text{стат.}) \pm 1.4(\text{сист.})$ мкбн/нуклон.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени имеется около 10 экспериментов по исследованию рождения открытого чарма в pA -взаимодействиях. Однако количество событий с рождением открытого чарма в pA -взаимодействиях, полученных в экспериментах за последние 20 лет, значительно уступает статистике экспериментов с пучками электронов, в которых изучены основные свойства очарованных частиц (масса, брэнчинги распада и т.п.). Между тем данные pA -экспериментов важны для изучения динамики образования очарованных кварков в столкновениях нуклонов и механизмов их адронизации, а также для проверки существующих теоретических моделей. Большой интерес представляет экспериментальное определение сечения рождения

очарованных частиц при околопороговой энергии их образования. Эта задача была выполнена в эксперименте E-184 на установке СВД-2. В табл. 1 [1] перечислены основные pA -эксперименты по рождению чарма и их результаты. Эти эксперименты проведены в области энергий протона от 250 до 920 ГэВ. Мы отобрали эксперименты, в которых измерения проводились в передней полусфере в с.ц.м. (переменная Фейнмана $x_F > -0.1$), что соответствует возможностям эксперимента E-184. Зависимость сечения в них от атомного веса ядер мишени линейна, т.е. $\sigma(pA) = \sigma(pN) \cdot A$. В табл. 1 обозначения $N(D^0)$, $N(D^+)$ и $\sigma(D^0)$, $\sigma(D^+)$ используются для общего числа событий и суммы сечений рождения частицы и античастицы. На рис. 1 представлена зависимость сечения рождения D^0 -мезонов от энергии в с.ц.м. Приведенная кривая получена параметризацией данных в виде степенной функции

$$\sigma(\sqrt{s}) = P1 \cdot (\sqrt{s})^{P2}.$$

Если экстраполировать ее в область энергии эксперимента E-184, $\sqrt{s} = 11.8$ ГэВ, получим

$$\sigma(D^0 + \bar{D}^0) = 4.3 \pm 2.3 \text{ мкбн/нуклон.}$$

Взяв из экспериментальных данных работы [1] значение выхода частиц:

$$\text{Выход}(D^0 + \bar{D}^0) = 48.7/49.6/2 = 0.49,$$

получаем оценку для ожидаемого сечения рождения $c\bar{c}$ -пар при нашей энергии:

$$\sigma(c\bar{c}, \sqrt{s} = 11.8 \text{ ГэВ}) \approx 4.5 \pm 2.5 \text{ мкбн/нуклон.}$$

*E-mail: riadovikov@ihep.ru

¹⁾ А. Н. Алеев, Е. Н. Ардашев, А. Г. Афонин, В. П. Баландин, С. Г. Басиладзе, С. Ф. Бережнев, Г. А. Богданова, М. Ю. Боголюбовский, А. М. Вишневская, В. Ю. Волков, А. П. Воробьев, А. Г. Воронин, В. Ф. Головкин, С. Н. Головня, С. А. Горохов, Н. И. Гришин, Я. В. Гришкевич, Г. Г. Ермаков, П. Ф. Ермолов, В. Н. Запольский, Е. Г. Зверев, С. А. Зоткин, Д. С. Зоткин, Д. Е. Карманов, В. И. Кириеев, А. А. Кирыков, В. В. Константинов, В. Н. Крамаренко, А. В. Кубаровский, Н. А. Кузьмин, Л. Л. Курчанинов, Г. И. Ланщиков, А. К. Лефлат, С. И. Лютов, М. М. Меркин, Г. Я. Митрофанов, В. С. Петров, Ю. П. Петухов, А. В. Плескач, В. В. Попов, В. М. Роньжин, Д. В. Саврина, В. А. Сенько, М. М. Солдатов, Л. А. Тихонова, Т. П. Топурия, Н. Ф. Фурманец, А. Г. Холденко, Ю. П. Цюпа, Н. А. Шаланда, А. И. Юкаев, В. И. Якимчук.

Таблица 1. Экспериментальные данные для сечения рождения D -мезонов в pA -взаимодействиях

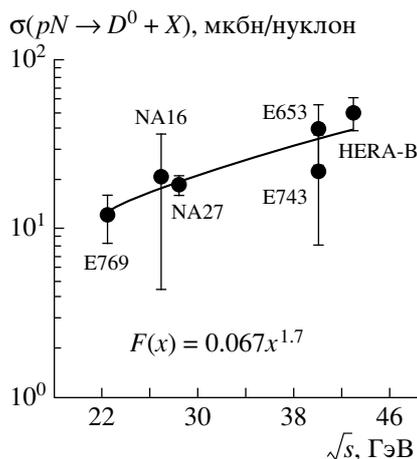
Эксперимент	Мишень	Энергия пучка, ГэВ	\sqrt{s} , ГэВ	$N(D^0)$	$\sigma(D^0)$, мкбн/нуклон	$N(D^+)$	$\sigma(D^+)$, мкбн/нуклон
E769	Be, Al, Cu, W	250	22.4	136	12.0 ± 3.8	159	6.6 ± 1.4
NA16	H ₂	360	26.8	5	20.4 ± 16.0	10	10.6 ± 4.8
NA27	H ₂	400	28.3	98	18.3 ± 2.5	119	11.9 ± 1.5
E743	H ₂	800	40.0	10	22.0 ± 14.0	46	26.0 ± 10.0
E653	Эмульсия	800	40.0	108	39.0 ± 15.0	18	31.0 ± 22.0
HERA-B	C, Ti, W	920	43.0	175	48.7 ± 10.6	130	20.2 ± 4.9

Зная сечение неупругого pp -взаимодействия ($\sigma_{in}(pp) = 31.44$ мбн при 70 ГэВ/с [2]) и исходя из экспериментального факта, что сечение рождения $c\bar{c}$ -пар в нуклон-ядерных взаимодействиях линейно зависит от атомного веса ядер мишени (тогда как “обычное” неупругое сечение пропорционально $A^{0.7}$), можно оценить количество всех событий с рождением чарма, ожидаемых в эксперименте E-184 для статистики 52 млн событий с неупругим pA -взаимодействием. В табл. 2 приведено экспериментальное количество событий в разных веществах мишени и число ожидаемых событий с рождением чарма, вычисленное по формуле

$$N(c\bar{c}) = N_0(\sigma(c\bar{c}) \cdot A) / (\sigma_{in}(pp) \cdot A^{0.7}),$$

где N_0 — число событий в мишени с атомным весом A ; $\sigma(c\bar{c})$ принимаем за 1 мкбн.

Зная выходы частиц и брэнчинги, можно оценить количество событий с определенными модами распада очарованных частиц. В табл. 3 приведено число ожидаемых событий для случая $\sigma(c\bar{c}) = 1$ мкбн.

**Рис. 1.** Экспериментальные данные для сечения рождения D^0 -мезонов в pA -взаимодействиях.

Подробное описание установки СВД-2 можно найти в работе [4]. После детального моделирования процессов взаимодействия протонов с ядрами углерода, кремния и свинца с помощью программы FRITIOF7.02 [5] и процессов регистрации продуктов этих взаимодействий в детекторах установки СВД-2 с помощью программы GEANT3.21 [6] были получены оценки эффективностей прохождения событий через этапы системы обработки данных эксперимента [7]. Затем по всем процедурам были обработаны 52 млн событий и получены массовые спектры для двухчастичной системы $K\pi$, в которых выделен сигнал от распада нейтральных D -мезонов. После анализа полученных сигналов оценен фон и получено число событий с распадом нейтральных D -мезонов, которое позволяет оценить сечение рождения чарма в околопороговой области энергии.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ С V^0 В ВЕРШИННОМ ДЕТЕКТОРЕ

Для моделирования pA -взаимодействий при 70 ГэВ использовалась программа FRITIOF7.02. В генераторе FRITIOF разыгрывались pA -взаимодействия с учетом фермиевского движения нуклонов, деформации ядра мишени и многократного перерасеяния. Для моделирования распределения нуклонов в ядре использован потенциал Вудса–Саксона:

$$\rho(r) = \rho(0) / \left(1 + \exp \left(\frac{r - r(0) \sqrt[3]{A}}{c} \right) \right),$$

с параметрами $r(0) = 1.16(1 - 1.16A^{-2/3})$ Фм и $c \approx 0.5$ Фм.

В отобранных “minibias” событиях рождение кварк-антикварковых пар моделировалось в рамках дипольно-каскадной модели, процессы адронизации описывались по лундской схеме с использованием функции фрагментации $f(z) \propto z^{-1}(1 -$

Таблица 2. Число ожидаемых событий с чармом при $\sigma(c\bar{c}) = 1$ мкбн

Материал	Толщина, мкм	Число взaim., %	A	$A^{0.7}$	$N_0, 10^6$	$N(c\bar{c})$
C	540	21	12	5.7	10.92	732
Si	$300 \times 5 = 1500$	55	28	10.3	28.60	2472
Pb	270	24	207	41.8	12.48	1966
Итого		100			52.00	5170

Таблица 3. Число ожидаемых событий с распадами D^0 -мезонов

Распад	Бренчинг [3]	Углерод		Кремний		Свинец		Общее число событий
		Выход	Число событий	Выход	Число событий	Выход	Число событий	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.038	0.488	14	0.497	47	0.527	39	100
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	0.038	0.590	16	0.585	55	0.578	43	114
Итого			30		102		82	214

$-z)^a \exp(-bm_t^2/z)$. Для параметров функции использованы значения $a = 0.18$ и $b = 0.34$ ГэВ⁻², в соответствии с результатами e^+e^- -экспериментов OPAL [8] и CLEO [9], в которых настройка параметров делалась по измеренным спектрам D^- и D^{*-} -мезонов. Для всех других параметров модели использованы установочные значения программы FRITIOF7.02.

Для моделирования регистрации частиц в установке СВД-2 использовалась программа GEANT3.21. Геометрия чувствительных элементов и пассивных конструкций установки моделировалась согласно чертежам, реальным метрологическим измерениям и юстировке положения детекторов с помощью прямых треков. Значения величин напряженности магнитного поля задавались измеренной картой [10], которая используется при обработке экспериментальных данных.

Координаты точки pA -взаимодействия в активной мишени (АМ) моделировались следующим образом:

1) вычислялась вероятность взаимодействия в данной пластинке АМ с учетом ее толщины и значения ядерной длины вещества. Сумма вероятностей взаимодействия протона с каждой из семи пластинок нормировалась на 1, при этом учитывались условия экспериментального триггера. Номер пластинки, в которой произошло взаимодействие, определялся с использованием генератора случайных чисел, равномерного в интервале [0, 1];

2) продольная координата Z задавалась положением центра пластинки АМ и смещением, которое разыгрывалось равномерно по толщине данной пластинки;

3) поперечные координаты (X, Y) точки взаимодействия задавались профилем пучка, полученным из экспериментальных данных.

Кинематика частиц в точке взаимодействия определялась данными, полученными в программе FRITIOF7.02, с учетом вида вещества АМ. Для нашего случая в GEANT'е использовались три файла с взаимодействиями на углероде, кремнии и свинце для моделирования событий с рождением чарма и три файла — для фоновых событий. В этих файлах для нестабильных частиц отсутствовали продукты распада, так как их распад осуществлялся непосредственно при работе программы GEANT. Для очарованных мезонов задавалась определенная мода распада. При прохождении частицы через вершинный детектор (ВД) [4] производился учет размытия заряда по стрипам, внесение шума в каждый канал согласно экспериментальным данным и обрезание амплитуд (аналогично обрезанию при сборе данных в эксперименте). При формировании хитов в магнитном спектрометре (МС) учитывались экспериментально полученные эффективности срабатывания пропорциональных проволоочных камер.

Система обработки данных эксперимента E-184 включает в себя следующие процедуры:

фильтрация данных ВД и отбор событий с вторичной вершиной вблизи точки взаимодействия — кандидатов в события с рождением чарма; для этого применяется метод анализа в пространстве параметров треков $\{a, b\}$ [11];

геометрическая реконструкция событий в МС и определение импульса заряженных частиц;

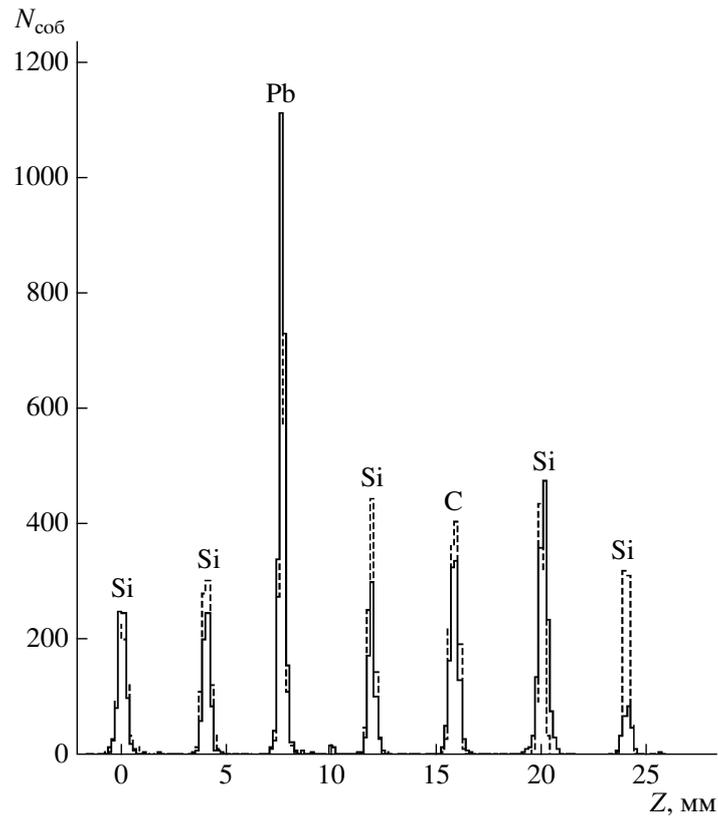


Рис. 2. Z -координата точки взаимодействия вдоль пучка для экспериментальных событий (сплошная линия) и МК-событий (штриховая линия).

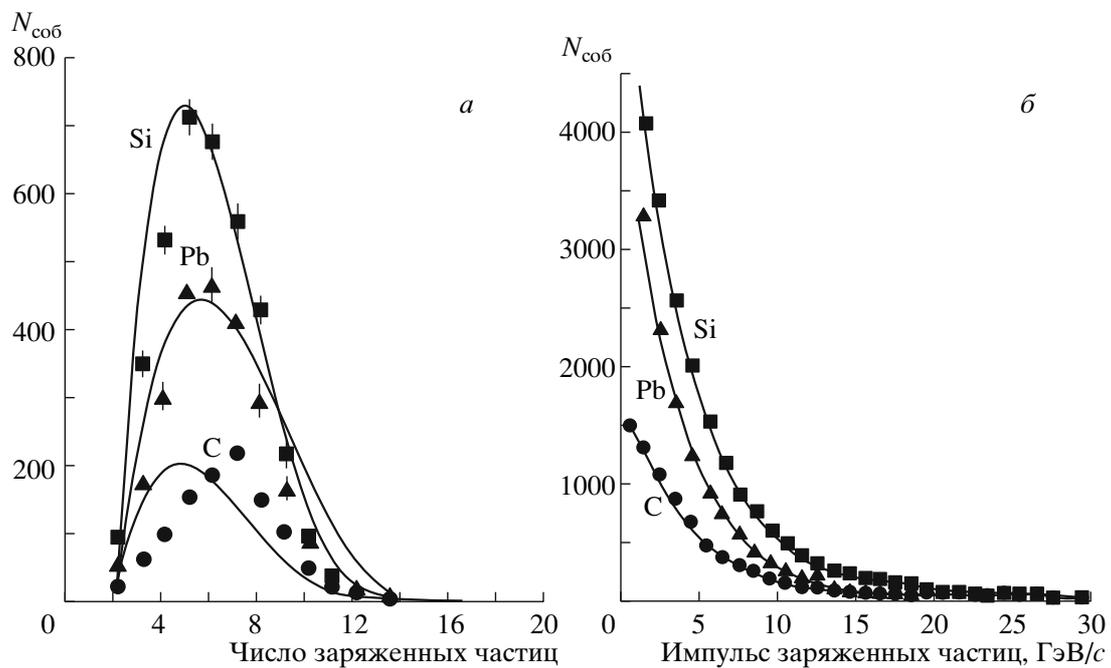


Рис. 3. Предсказания программы FRITIOF (сплошные кривые) и экспериментальные данные для разных мишеней (\bullet — C, \blacksquare — Si, \blacktriangle — Pb): *a* — распределение по множественности заряженных частиц в первичной вершине; *б* — импульсное распределение заряженных частиц.

анализ событий, в том числе и кинематический.

На рис. 2 показаны распределения по Z -координате первичной вершины. Число взаимодействий в каждой из пластинок АМ зависит от материала мишени. Видно также, что эффективности восстановления первичной вершины для разных пластинок разные, что необходимо учитывать при анализе данных. В основном вероятности восстановления первичной вершины в каждой из пластинок для экспериментальных данных и событий, разыгранных методом Монте-Карло (МК), совпадают.

На рис. 3 приведены распределения по множественности и импульсам заряженных частиц после проведения процедуры обработки данных эксперимента E-184 и МК-событий. Из сравнения этих распределений можно сделать вывод, что программа FRITIOF разумно описывает механизм pA -взаимодействия. Имеющиеся расхождения в распределении по множественности, особенно для углеродной мишени, можно объяснить влиянием триггерных условий и различием эффективностей обработки данных для экспериментальных и МК-событий.

РЕГИСТРАЦИЯ K_S^0 -МЕЗОНОВ

Важной задачей эксперимента E-184 является оценка сечения рождения нейтральных очарованных мезонов при околопороговой энергии. Для этого необходимо знать эффективности всех процедур обработки экспериментальных данных. Регистрация K_S^0 -мезонов в ВД в таком случае становится некой реперной процедурой, поскольку сечение рождения каона известно, и оно во много раз больше сечения рождения очарованных частиц.

С этой целью было выполнено моделирование по программе FRITIOF 540 тыс. событий с pA -взаимодействием, в которых имелось 124 тыс. каонов. Эти события подавались в программу GEANT, на выходе записывался файл с данными, к которым были применены следующие критерии отбора: 1) число заряженных треков >3 ; 2) расстояние между первичной вершиной и вершиной $K_S^0 > 0.5$ мм; 3) Z -координата $K_S^0 < 35$ мм; 4) треки от распада K_S^0 должны попадать в последнюю плоскость ВД. Из 85 тыс. каонов с распадом $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ только 2674 (3%) удовлетворяют этим условиям. Указанная информация доступна только для МК-событий, когда известно точно, что в данном событии есть K_S^0 . Далее работает программа быстрого фильтра, которая по данным только ВД отбирает события с вершиной V^0 . Для уменьшения фона от ложно найденных V^0 на этапе фильтрации используется система критериев отбора по

$N_{\text{собр}}/4$ МэВ

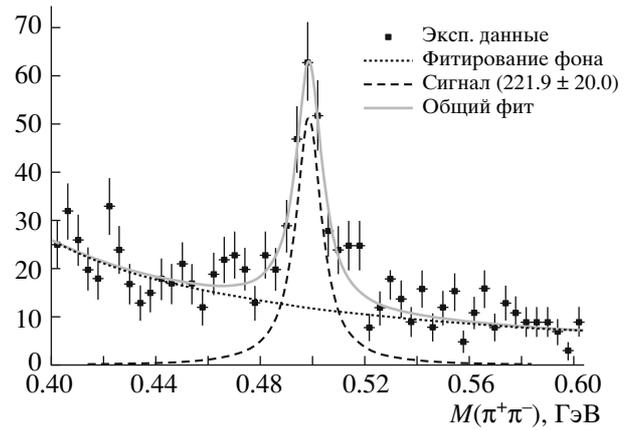


Рис. 4. Спектр эффективных масс системы $\pi^+\pi^-$ для экспериментальных событий.

параметрам треков на проекциях XZ и YZ , образующих V^0 , с учетом их ошибок. Эти критерии следующие:

трек от V^0 должен иметь промах относительно первичной вершины, $b/\sigma_b > 2$, где b — параметр прямой $X = aZ + b$, которой описывается данный трек, и σ_b — ошибка этой величины;

два трека от V^0 пересекаются в одной пространственной точке, $\chi^2 < 4$ [11];

вершина V^0 отделена от первичной вершины, $(Z_2 - Z_1)/\sqrt{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} > 3$;

V^0 удовлетворяет модифицированному критерию Армантероса—Подольянского [7].

После фитирования сигнала функцией Лоренца и фона полиномом второй степени было получено число K_S^0 , равное 317 ± 19 . Таким образом, оценка эффективности регистрации событий с распадом $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ равна $317/85\,000 = 0.0036$.

Чтобы сравнить результаты моделирования с экспериментальными данными, было обработано по тем же процедурам 1 115 091 экспериментальное событие с взаимодействием в АМ. В спектре эффективных масс системы $\pi^+\pi^-$ виден сигнал от распада K_S^0 (рис. 4). Анализ сигнала дает значение 498.6 МэВ для массы K_S^0 , ширина пика на полувысоте $\Gamma = 12$ МэВ, число событий в сигнале равно 222 ± 20 . На рис. 5 сравниваются моделированные и экспериментальные распределения по импульсам и фейнмановской переменной x_F восстановленных K_S^0 в полосе сигнала массового спектра после выравнивания гистограмм по числу входов.

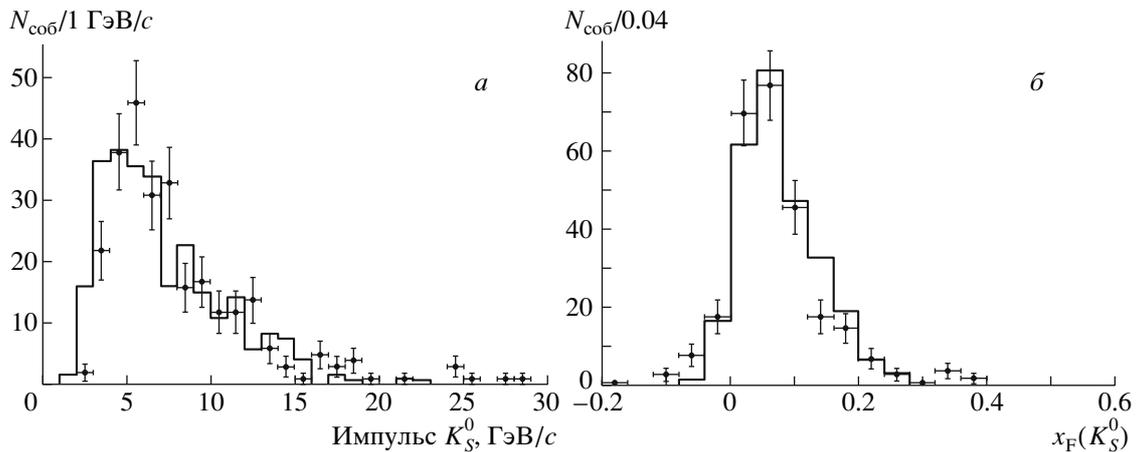


Рис. 5. Распределения: *a* — по импульсу, *б* — переменной Фейнмана x_F , восстановленных K_S^0 для МК-событий (гистограммы) и экспериментальных событий (точки).

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ D -МЕЗОНОВ

Для оценки эффективности регистрации при моделировании был выбран двухчастичный канал распада $D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K\pi$, брэнчинг которого составляет 3.8%. По программе FRITIOF было разыграно 100 тыс. событий с рождением чарма. Далее эти события обрабатывались по программе GEANT, где распад очарованных мезонов происходил по заданному каналу. Процедуры обработки данных были аналогичны случаю выделения сигнала от K_S^0 .

Моделированием были получены следующие оценки эффективностей процедур восстановления событий с распадами нейтральных очарованных мезонов:

$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Число D^0 -мезонов равно 51 133, что соответствует выходу D^0 . Событий, удовлетворяющих условиям, применяемым в случае K_S^0 (1) число заряженных треков >3 ; 2) расстояние между первичной вершиной и вершиной $D^0 > 0.5$ мм; 3) Z -координата $D^0 < 35$ мм; 4) треки от распада D^0 должны попадать в последнюю плоскость ВД), было 27 967. После геометрической реконструкции и анализа массового спектра сигнал от D^0 составлял 3683 ± 60 событий (рис. 6а). Эффективность регистрации событий с распадом D^0 -мезонов равна 7.2%. После фитирования сигнала и фона имеем: масса D^0 равна 1864 МэВ (табличное значение 1865 МэВ), ширина пика на полувысоте $\Gamma = 33$ МэВ.

$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Число \bar{D}^0 -мезонов равно 58 454, что соответствует выходу \bar{D}^0 . Число событий после применения критериев отбора (см. выше) равно 13 160. После геометрической реконструкции и анализа массового спектра сигнал от \bar{D}^0 составлял

1588 ± 40 событий (рис. 7а). Эффективность регистрации событий с распадом \bar{D}^0 -мезонов равна 2.7%. После фитирования сигнала и фона имеем: масса \bar{D}^0 равна 1866 МэВ, ширина пика на полувысоте $\Gamma = 36$ МэВ.

ВЫДЕЛЕНИЕ СОБЫТИЙ С РАСПАДОМ НЕЙТРАЛЬНЫХ D -МЕЗОНОВ

При обработке моделированных событий с рождением чарма были оптимизированы критерии отбора событий с распадом нейтральной частицы вблизи точки взаимодействия, которые являются кандидатами в события с распадом нейтрального D -мезона ($D^0 \rightarrow K\pi$). Основные критерии отбора следующие:

- 1) расстояние между первичной вершиной и вершиной V^0 должно быть больше 0.5 мм;
- 2) распадные треки V^0 -частицы должны иметь промах по отношению к первичной вершине, а трек от V^0 должен “смотреть” в нее;
- 3) эффективная масса системы $K\pi$ должна отклоняться от табличного значения массы D^0 (1.865 ГэВ) не более чем на 0.5 ГэВ;
- 4) импульс системы $K\pi$ должен быть больше 10 ГэВ/с;
- 5) поперечный импульс распадной частицы по отношению к направлению движения системы $K\pi$ должен быть больше 0.3 ГэВ/с, что вытекает из анализа критерия Армантероса–Подольянского и условия подавления фона от распада нейтральных каонов и Λ^0 -гиперонов (рис. 8);
- 6) из двух гипотез ($K^-\pi^+$ и $K^+\pi^-$) отбиралась та, у которой значение эффективной массы ближе к табличному значению массы D^0 -мезона.

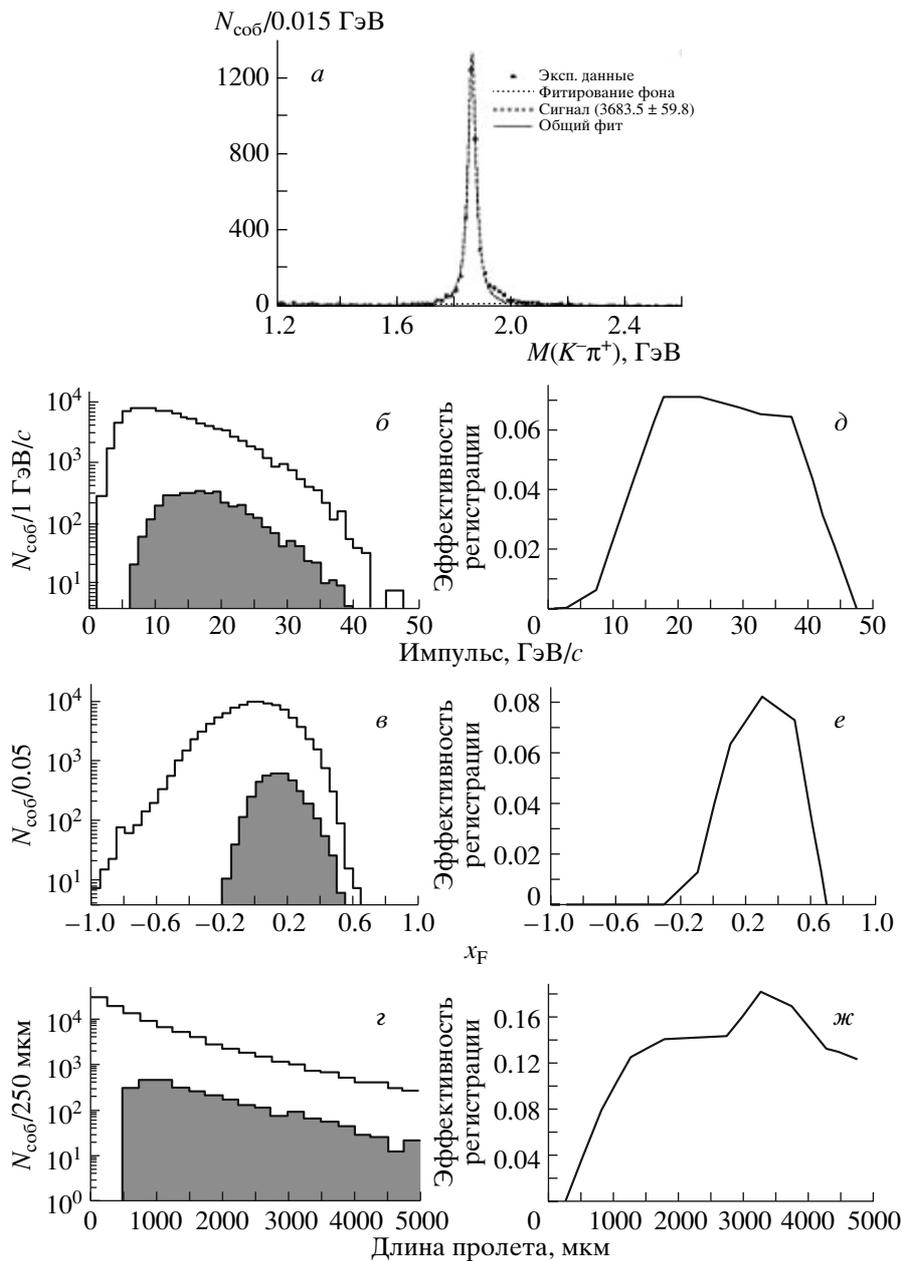


Рис. 6. *a* – Спектр эффективных масс системы $K^- \pi^+$. Спектры: *b* – импульса системы, *в* – переменной Фейнмана x_F , *г* – длины пробега, всех (светлые гистограммы) и восстановленных D^0 (заштрихованные гистограммы). Эффективность регистрации D^0 в зависимости от: *д* – импульса, *е* – x_F и *ж* – длины пробега.

Было установлено, что основной источник фона обусловлен неточным знанием пространственного положения детектирующих элементов установки и наличием ложных V^0 , треки которых принадлежат первичной вершине, но имеют большие угловые ошибки. Особенно это актуально для событий с большой множественностью. Поэтому на последней стадии обработки была введена процедура физического просмотра выделенных событий. Специально созданный графический пакет позволял детально отобразить на экране компьютера область

ВД с отметкой сработавших элементов (стрипов) и построенных треков. По результатам физического просмотра исключались из дальнейшего рассмотрения события, в которых треки от V^0 могли “смотреть” в первичную вершину и/или имелись треки, не прошедшие геометрическую реконструкцию в МС, но, возможно, принадлежащие данному V^0 . На рис. 9 показан пример того, как выглядит во время физического просмотра событие с двухлучевой вторичной вершиной.

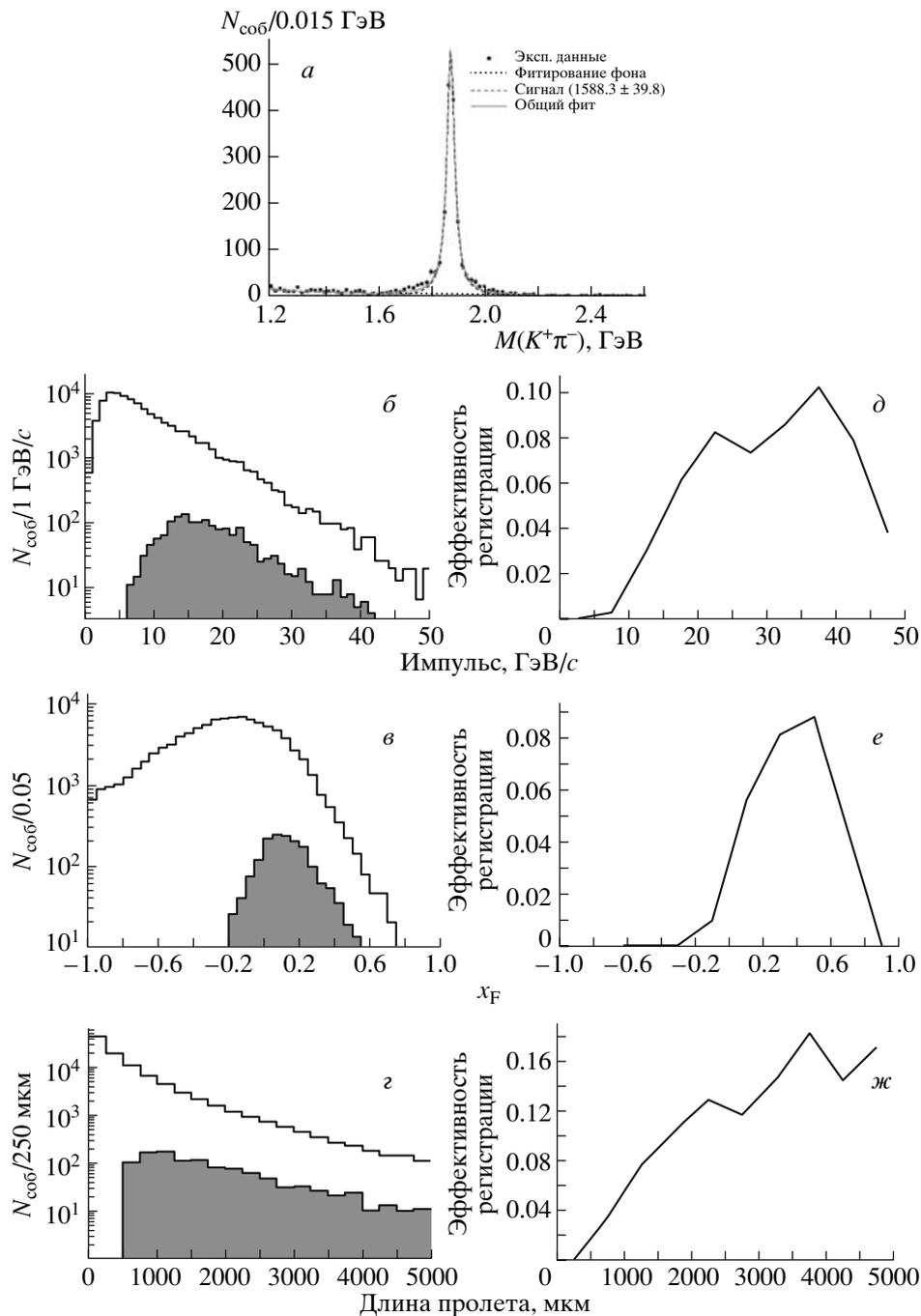


Рис. 7. То же, что на рис. 6, для системы $K^+\pi^-$.

На рис. 10 приведены спектры эффективной массы системы $K\pi$, которые получены после применения критериев отбора и в результате физического просмотра. Вследствие небольшой статистики спектры для $K^-\pi^+$ - и $K^+\pi^-$ -систем объединены в один спектр. Область масс, для которых выполнялся физический просмотр, была ограничена интервалом 1.7–2.0 ГэВ. Количество событий в пике после просмотра меняется незначительно,

но уровень фона заметно уменьшается. Результат описания данных прямой и кривой Гаусса после физического просмотра дает для D^0 значение массы 1861 МэВ и стандартное отклонение распределения $\sigma = 21$ МэВ. Отношение сигнал/шум равно $(51 \pm 17)/(38 \pm 13)$.

Для проверки правильности отбора событий распределения по длине пробега системы $K\pi$ в области масс $M_D \pm 3\sigma$, ее импульсу и перемен-

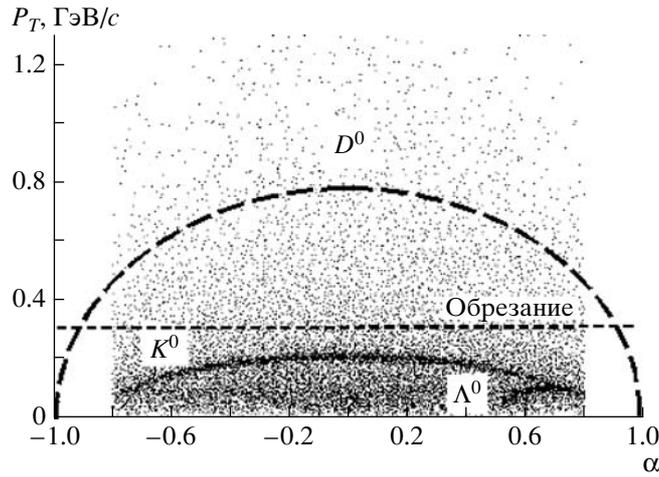


Рис. 8. Плот Армантероса–Подольянского для K^0 , Λ^0 и D^0 , $\alpha = (P_L^+ - P_L^-)/(P_L^+ + P_L^-)$.

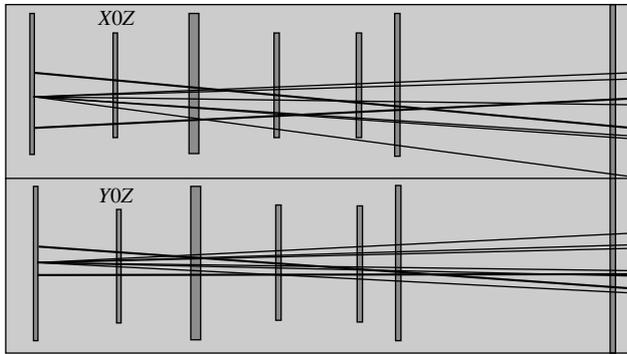


Рис. 9. Пример события с увеличенным изображением треков в области активной мишени.

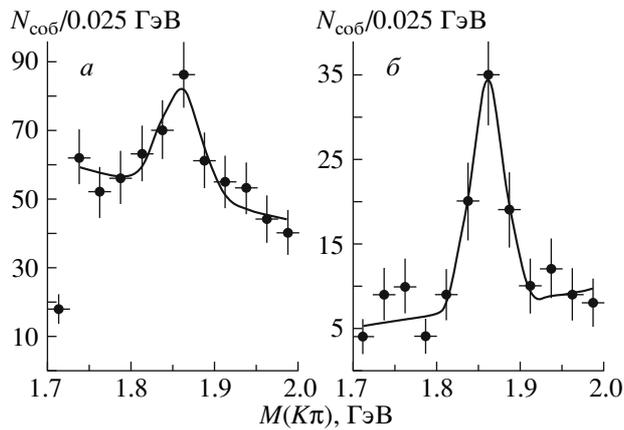


Рис. 10. Спектры эффективной массы системы $K\pi$ до (а) и после (б) физического просмотра.

ной Фейнмана (x_F) сравнивались с аналогичными распределениями, полученными с моделированными событиями (рис. 11). Из рис. 11 видно, что

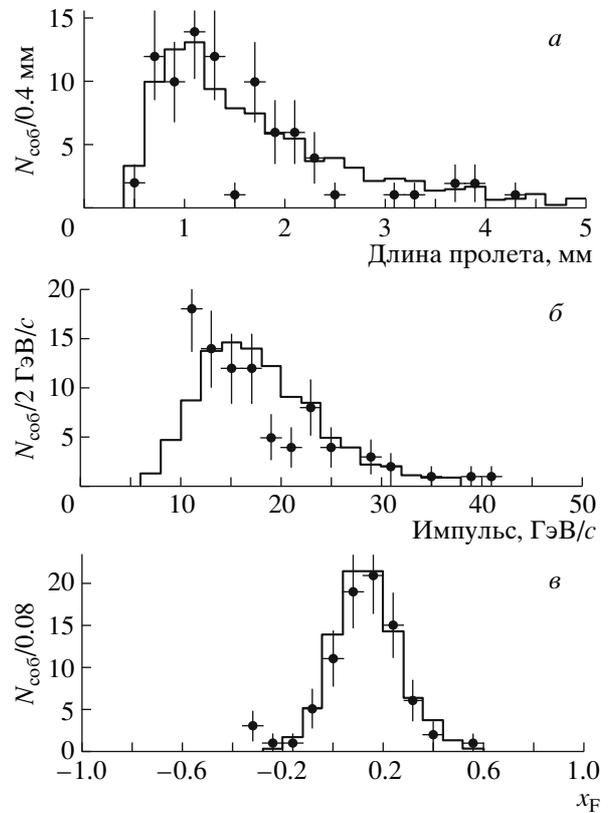


Рис. 11. Распределения: а — по длине пробега, б — импульсу, в — переменной Фейнмана x_F , системы $K\pi$ для МК-событий (гистограммы) и экспериментальных событий (точки).

измеренные свойства отобранных в эксперименте распадных систем $K\pi$ соответствуют свойствам моделированных D^0 -мезонов.

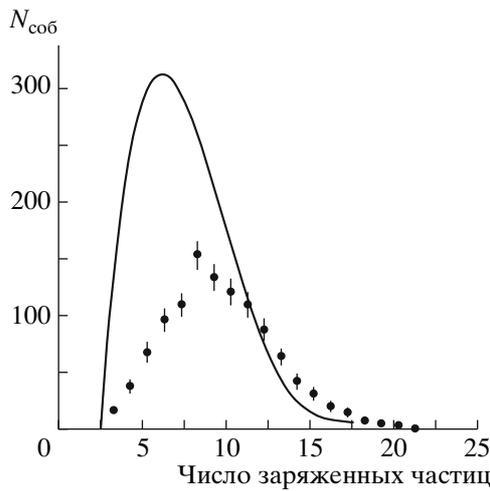


Рис. 12. Распределения по множественности заряженных частиц в первичной вершине для экспериментальных (точки) и моделированных событий (сплошная кривая).

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ЧАРМА

Для оценки значения сечения чарма, кроме числа событий в сигнале и общей статистики, необходимо иметь оценки коэффициента триггирования и эффективностей всех процедур системы обработки данных. Коэффициент триггирования, т.е. степень подавления регистрации неупругих событий во время сеанса облучения установки, оценивался из сравнения распределений по множественности заряженных треков в ВД экспериментальных и моделированных неупругих событий. Анализ этих распределений на рис. 12 дает значение $K_{\text{trigg}} = 0.51$.

При сравнении результатов обработки моделированных K_S^0 и экспериментальных данных было показано, что эффективность такой процедуры несколько падает для экспериментальных данных, что относится также ко всем регистрируемым V^0 . Этот аппаратный коэффициент (K_{app}) для найденных D -мезонов можно оценить по результатам выделения сигнала от K_S^0 . Известны экспериментальные значения сечения рождения K_S^0 при нашей энергии в pp -взаимодействиях ($\sigma = 3430$ мкбн) и показатель степени α в A -зависимости сечения для pA -взаимодействий ($\alpha = 0.78$) [12]. Эффективность регистрации МК-событий с распадом K_S^0 -мезонов равна 0.36% (см. выше), и число распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, брэнчинг которых равен 0.692 [3], должно быть

$$N(K_S^0) = 52 \times 10^6 \cdot (3.43/31.44)(A^{0.78}/A^{0.7}) \cdot 0.692 \cdot 0.0036 = 19\,200,$$

так как усредненный атомный вес ядер мишени $A = 68$. На нашей статистике выделен сигнал от K_S^0 в количестве 12 тыс. распадов. Тогда $K_{\text{app}} = 19\,200/12\,000 = 1.6$.

Была сделана попытка вычислить сечение рождения чарма по количеству выделенных распадов нейтральных D -мезонов двумя способами, отдельно для каждого вещества мишени.

Способ 1. Предсказания для числа событий с распадом нейтральных D -мезонов на статистике эксперимента без учета K_{trigg} и $\sigma(c\bar{c}) = 1$ мкбн (табл. 3) дают значение $N_{\text{pred}} = 30(\text{C}) + 102(\text{Si}) + 82(\text{Pb}) = 214$ событий. Выделено $N_{\text{reg}} = 7(\text{C}) + 22(\text{Si}) + 22(\text{Pb}) = 51$ такое событие с эффективностью $\varepsilon = 0.036$. Из формулы

$$\sigma(c\bar{c}) = K_{\text{app}} \cdot (N_{\text{reg}}/\varepsilon)/(N_{\text{pred}}/K_{\text{trigg}})$$

получаем оценку сечения рождения чарма для разных мишеней:

$$\sigma(c\bar{c}) = 5.3(\text{C}), 4.9(\text{Si}), 6.1(\text{Pb}) \text{ мкбн/нуклон.}$$

Взвешенное среднее значение по этим ядрам равно: $\sigma(c\bar{c}) = 5.5$ мкбн/нуклон.

Способ 2. Формулу для вычисления сечения рождения нейтральных D -мезонов на ядрах можно записать в виде

$$\sigma(D^0)_{\text{яд}} = K_{\text{app}} N_{\text{reg}}(D)/(B_r \cdot \varepsilon L_{\text{int}}),$$

где брэнчинг B_r распада $D^0 \rightarrow K\pi$ равен 0.038, интегральная светимость L_{int} с учетом всевозможных потерь была вычислена в работе [13] и равна 2.3×10^{33} см⁻². Интегральную светимость для каждого вещества мишени определяем, умножая ее на коэффициент из табл. 2. Так как эта светимость соответствует событиям на ядрах, то ее значение нужно разделить на величину $A^{0.7}$, что соответствует A -зависимости сечения неупругих взаимодействий (фона). Тогда для каждого вещества получаем:

$$\sigma(D^0)_{\text{яд}} = 96.5(\text{C}), 209.5(\text{Si}), 1949.0(\text{Pb}) \text{ мкбн.}$$

Полученные значения сечений проявляют зависимость от атомного веса ядер мишени (A -зависимость) с показателем степени $\alpha = 1.08 \pm 0.12$ (рис. 13), что совпадает с поведением сечений рождения чарма на ядрах.

Чтобы эти величины сравнить с значениями сечения, полученными выше (способ 1), и данными других экспериментов, нужно учесть A -зависимость сечения рождения чарма ($\alpha = 1.0$), используя данные других экспериментов. Тогда получаем:

$$\sigma(D^0) = \sigma(D^0)_{\text{яд}}/A = 8.0(\text{C}), 7.5(\text{Si}), 9.4(\text{Pb}) \text{ мкбн/нуклон.}$$

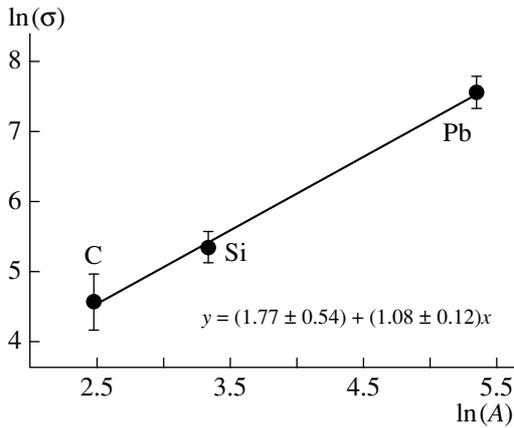


Рис. 13. A -зависимость сечения рождения чарма.

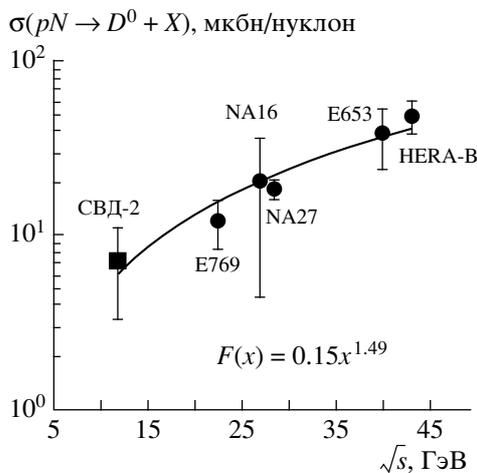


Рис. 14. Зависимость сечения рождения D^0 -мезонов в pA -взаимодействиях от энергии в с.ц.м. с учетом результатов настоящего эксперимента.

Чтобы найти значение $\sigma(c\bar{c})$, нужно эту величину разделить на долю событий с нейтральными D -мезонами, которая равна 49% по результатам измерения в эксперименте [1], и на число 2, так как мы рассматриваем сумму ($D^0 + \bar{D}^0$). Тогда для сечения образования чарма имеем значение:

$$\sigma(c\bar{c}) = \sigma(D^0)/0.49/2 = 8.2(\text{C}), \quad 7.6(\text{Si}), \\ 9.6(\text{Pb}) \text{ мкбн/нуклон.}$$

Взвешенное среднее значение по этим ядрам равно: $\sigma(c\bar{c}) = 8.7$ мкбн/нуклон.

Усреднение по двум способам вычисления дает значение

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \text{ мкбн/нуклон.}$$

Ошибка полученного сечения обусловлена статистикой сигнала от распада нейтральных D -мезонов и неопределенностями в вычислениях ко-

эффициентов и эффективностей. Имеем: а) неопределенность в числе событий при фитировании сигнала в спектре эффективных масс, которая равна 34% (рис. 10); б) неопределенность в значении эффективности регистрации, которая равна 3% [7]; в) неопределенность коэффициента триггирования, равную 6% (рис. 12), и г) неопределенность аппаратного коэффициента $\sim 11\%$ [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате детального моделирования процессов в установке СВД-2 и анализа данных по распаду нейтральных D -мезонов была получена оценка сечения рождения чарма в pA -взаимодействиях при околороговой энергии 70 ГэВ:

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.4(\text{стат.}) \pm 1.4(\text{сист.}) \text{ мкбн/нуклон.}$$

На рис. 14 показана зависимость сечения рождения D^0 -мезонов в pA -взаимодействиях от энергии в с.ц.м. с учетом результатов настоящего эксперимента. Нужно добавить, что попытки оценить сечение чарма при околороговой энергии были предприняты более 20 лет назад в эксперименте на установке БИС-2 ИФВЭ при облучении углеродной мишени нейтронами с энергией 40–70 ГэВ [14]. В кинематической области $x_F > 0.5$ измеренное сечение рождения D^0 -мезонов оказалось гораздо больше теоретических предсказаний, а именно $\sigma(D^0) = 28 \pm 14$ мкбн/ядро. Полученное в настоящем эксперименте значение сечения также превышает теоретические оценки, что требует более детального изучения данного вопроса. Выполненная работа имеет важное значение, так как до сих пор нет надежных данных по сечению образования чарма в pA -взаимодействиях при околороговой энергии, которые необходимы для проверки теоретических моделей описания таких процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Kupper, Doctoral Thesis (University of Ljubljana, 2007); http://www-hera-b.desy.de/general/talks/06/hp06_faccioli.pdf
2. Yu. P. Gorin *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **14**, 998 (1971).
3. Particle Data Group (W.-M. Yao *et al.*), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
4. Е. Н. Ардашев и др., Препринт № 1996-98, ИФВЭ (Протвино, 1996); <http://web.ihep.su/library/pubs/prep1996/ps/96-98.pdf>
5. H. Pi, Comput. Phys. Comm. **71**, 173 (1992).
6. GEANT 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.
7. А. П. Воробьев и др., Препринт № 2008-17, ИФВЭ (Протвино, 2008); <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2008/ps/2008-17.pdf>

8. The OPAL Collab., *Z. Phys. C* **72**, 1 (1996).
9. G. S. Huang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 011802 (2005).
10. И. В. Богуславский и др., Препринт № P1-90-247, ОИЯИ (Дубна, 1990).
11. А. А. Киряков и др., Препринт № 2005-45, ИФВЭ (Протвино, 2005); <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2005/ps/2005-45.pdf>
12. I. Abt *et al.* (HERA-B Collab.), *Eur. Phys. J. C* **29**, 181 (2003); <http://www.springerlink.com/content/9g2wrlgg73c3cy3c/fulltext.pdf>
13. A. Aleev *et al.* (SVD Collab.), arXiv:0803.3313v2 [hep-ex].
14. A. N. Aleev *et al.* (BIS-2 Collab.), *Z. Phys. C* **37**, 243 (1988).

REGISTRATION OF NEUTRAL-CHARMED-MESON PRODUCTION AND THEIR DECAYS IN pA INTERACTIONS AT 70 GeV WITH SVD-2 SETUP

V. N. Riadovikov
(On behalf of the SVD-2 Collaboration)

The results of data handling for E-184 experiment are presented received with 70-GeV proton beam irradiation of active target with carbon, silicon and lead plates. Two-prong neutral charmed D^0 - and \bar{D}^0 -meson-decay signal is obtained. Signal/background ratio is $(51 \pm 17)/(38 \pm 13)$. Efficiencies of registration for mesons are defined and evaluation for charm production cross section at near-threshold energy is presented: $\sigma(c\bar{c}) = 7.1 \pm 2.4(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.}) \mu\text{b/nucleon}$.