



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2008–17
ЛДС

А.П. Воробьев, А.А. Киряков, В.М. Роньжин, В.Н. Рядовиков

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино

В.Ю. Волков, А.В. Кубаровский, В.В. Попов

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва*

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ
ОЧАРОВАННЫХ D^0 -МЕЗОНОВ
В pA-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 70 ГэВ
НА УСТАНОВКЕ СВД-2**

Протвино 2008

Аннотация

Воробьев А.П. и др. Эффективность регистрации очарованных D^0 -мезонов в pA-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2: Препринт ИФВЭ 2008-17. – Протвино, 2008. – 17 с., 18 рис., библиогр.: 13.

Представлены результаты математического моделирования процессов pA-взаимодействий в установке СВД-2 для эксперимента E-184, полученные по программам FRITIOF7.02 и GEANT3.21. Проведено их сравнение с экспериментальными данными, оптимизирован набор параметров событий для выделения возможных двухчастичных распадов очарованных D^0 -мезонов. Дана оценка эффективностей прохождения событий через этапы системы обработки данных эксперимента и получены предсказания на количество этих событий после обработки и анализа экспериментальных данных.

Abstract

Vorobiev A.P. et al. Efficiency of Registration for Charmed D^0 -Mesons in pA-Interactions at 70 GeV with SVD-2 Setup: IHEP Preprint 2008-17. – Protvino, 2008. – p. 17, figs. 18, refs.: 13.

The results of mathematical simulation for pA-interactions in SVD-2 setup are presented for E-184 experiment with FRITIOF7.02 and GEANT3.21 programs. These results are compared with experimental data. The set of criterions for selection of feasible two-particles decays of charmed D^0 -mesons are optimized. Efficiency of data handling system for these events is evaluated. Predictions for numbers of events with charmed particles decays after handling and analysis of data are obtained.

Введение

В настоящее время в эксперименте E-184 [1] ведётся обработка экспериментальных данных, полученных в сеансах ускорителя У-70 на модернизированной установке СВД-2, по изучению механизмов рождения и распада очарованных частиц в рА-взаимодействиях на ядрах кремния (Si), углерода (C) и свинца (Pb). При этом было обнаружено, что результаты математического моделирования процессов в установке СВД, полученные ранее с использованием программы RYTHIA5.3 [2] без учета ядерных процессов, не позволяют корректно оценить фоновые условия при регистрации очарованных частиц.

В данной работе представлены результаты математического моделирования процессов рА-взаимодействий в установке СВД-2 для эксперимента E-184, полученные по программам FRITIOF7.02 и GEANT3.21. Проведено их сравнение с экспериментальными данными, оптимизирован набор параметров событий для выделения возможных двухчастичных распадов очарованных D^0 -мезонов. Дана оценка эффективностей прохождения событий через этапы системы обработки данных эксперимента и получены предсказания на количество этих событий после обработки и анализа экспериментальных данных.

1. Моделирование по программе FRITIOF

Для моделирования протон-ядерных взаимодействий при 70 ГэВ/с использовалась программа FRITIOF 7.02 [3]. В генераторе FRITIOF разыгрывались рА-взаимодействия с учетом фермиевского движения нуклонов, деформации ядра мишени и многократного перерасеяния. Для 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 $r(0) = 1.16(1 - 1.16A^{-2/3}) \text{ fm}$ и $c \approx 0.5 \text{ fm}$.

В отобранных “minibias” событиях рождение кварк-антикварковых пар моделировалось в рамках дипольно-каскадной модели, процессы адронизации выполнялись по лундской схеме с использованием функции фрагментации $f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_t^2/z)$. Для параметров функции использованы значения $a=0.18$ и $b=0.34 \text{ ГэВ}^{-2}$, в соответствии с результатами e^+e^- -экспериментов OPAL [9] и CLEO [10], в которых настройка параметров делалась по измеренным спектрам D - и D^* -мезонов. Для всех других параметров модели использованы установочные значения программы FRITIOF7.02.

На рис. 1 сравниваются значения средней множественности заряженных частиц и средней множественности V^0 (K^0 s и Λ^0) для моделированных рА→X-событий в зависимости от атомного номера ядра мишени. Видно, что в рА-взаимодействиях средние множественности

частиц примерно в 2 раза выше для C, Si и в ~ 3 раза выше для Pb, чем в pp-взаимодействиях. При этом средние значения импульсов частиц уменьшаются с увеличением атомного номера ядер мишени (рис. 2).

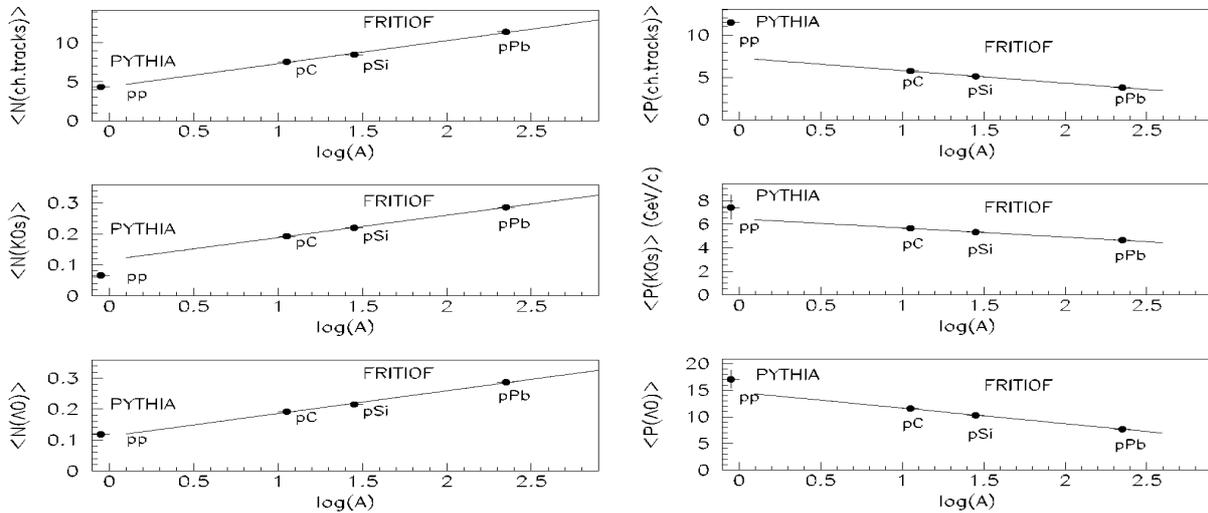


Рис. 1, 2. Средняя множественность заряженных и нейтральных (K^0s и Λ^0) частиц в первичной вершине (слева) и их средние значения импульсов (справа) для мишеней C, Si и Pb.

В программе FRITIOF при моделировании взаимодействия налетающего протона с ядром мишени известно число нуклонов, участвующих в столкновении. На рис. 3 представлены распределения по числу взаимодействующих нуклонов для разных ядер. Видно, что их среднее число растет с ростом атомного номера ядер мишени (C-1.9, Si-2.3, Pb-3.6).

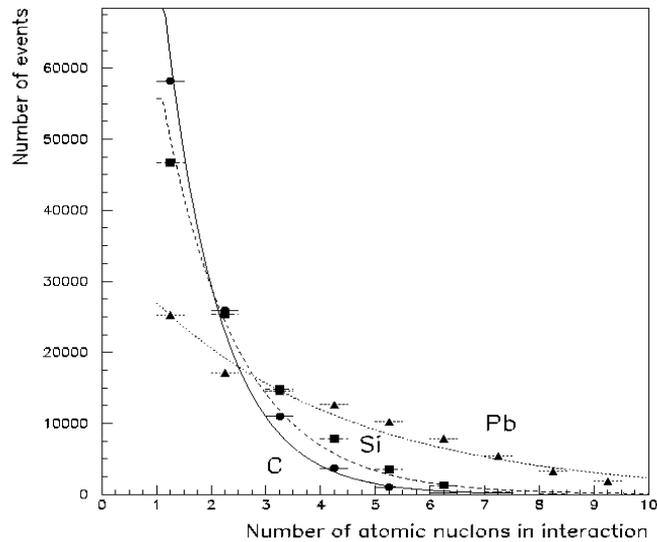


Рис. 3. Число нуклонов ядра, участвующих во взаимодействии, для мишеней из C (●), Si (■), Pb (▲). Сплошные кривые – результат фитирования данных полиномом 4-й степени.

Поскольку среднее число участвующих во взаимодействии нуклонов растет с увеличением атомного номера ядер мишени, то множественность и импульс рожденных частиц зависят

от A (рис. 1, 2). Следствием этого может быть разный набор критериев (по множественности заряженных частиц, их импульсу и переменной X_f) для разных мишеней при отборе событий с образованием чарма.

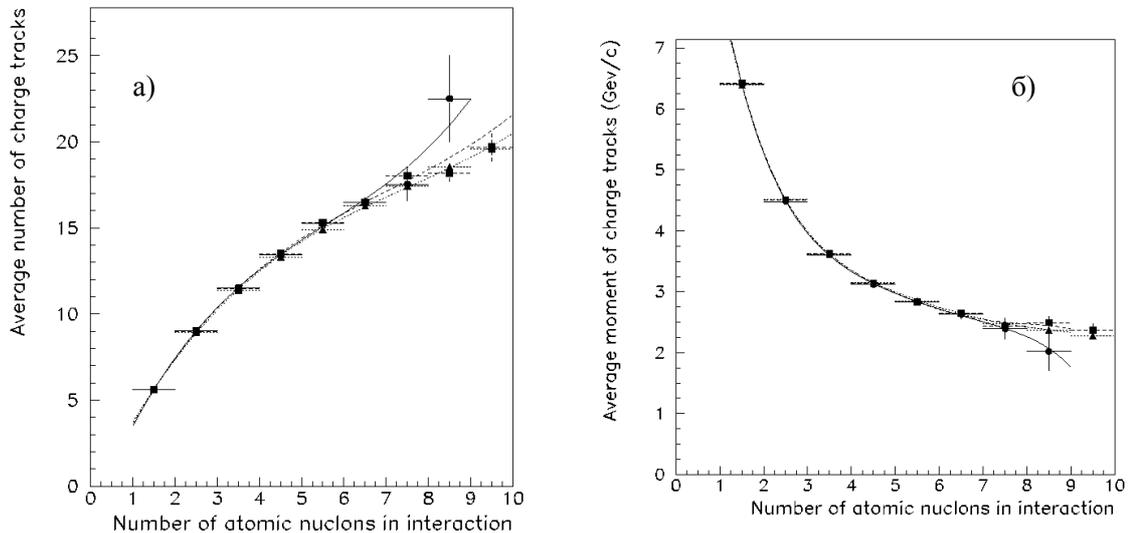


Рис. 4. Зависимость средней множественности заряженных частиц (а) и их среднего импульса (б) от числа участвующих во взаимодействии нуклонов ядра (▲ – Pb, ■ – Si, ● – C).

Из распределений на рис. 4 следует, что средняя множественность заряженных частиц в первичной вершине одинакова для разных мишеней при равном числе взаимодействующих нуклонов ядра. То же самое можно сказать про средний импульс частиц.

При анализе событий мы используем распределения по переменной Фейнмана ($X_f = 2P_{||}/\sqrt{s}$). В случае pA -взаимодействий при вычислении энергии в с.ц.м. возникает вопрос о количестве нуклонов, участвующих во взаимодействии. Для событий Монте-Карло (МК) это число известно, но для экспериментальных событий, когда приходится при вычислении энергии в с.ц.м. учитывать только два нуклона (налетающий и мишень), величина X_f может иметь нефизическое значение, например меньше -1 . На рис. 5 представлены распределения по X_f для заряженных частиц в первичной вершине в МК-событиях на разных мишенях и для разных чисел взаимодействующих нуклонов ядра. Видно, что при увеличении числа взаимодействующих нуклонов спектр по X_f становится более «мягким». Заметного отличия распределений для разных мишеней, но с одним и тем же числом нуклонов, не наблюдается. Если для этих событий при вычислении полной энергии в с.ц.м. учитывать только два нуклона (налетающий и мишень), то распределения по X_f будут иметь вид, показанный на рис. 6. Различие в распределениях обусловлено разными значениями среднего числа взаимодействующих нуклонов в разных мишенях. Имеются значения величины X_f , выходящие за границы интервала $[-1, +1]$, т.к. полная энергия в с.ц.м. получается заниженной при учете только одного нуклона мишени.

В случае pA -взаимодействий интересной характеристикой событий, которая помогает экспериментально проверить предсказания модели, является величина суммарного заряда частиц в первичной вершине (Q_{tot}). Для pp -взаимодействия она равна 2. Но когда во взаимодействии участвуют несколько нуклонов ядра, как протонов, так и нейтронов, то полный заряд частиц в первичной вершине принимает положительные значения от 1 и выше.

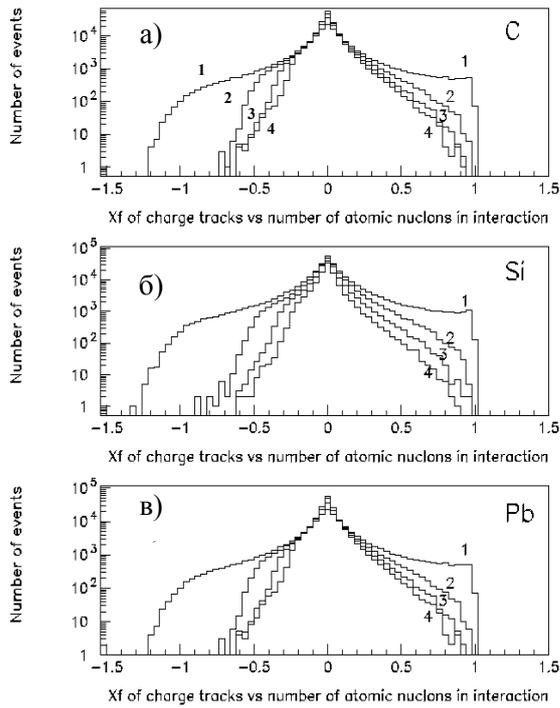


Рис. 5. Распределения по X_f для заряженных частиц в первичной вершине для моделированных событий на углероде (а), кремнии (б) и свинце (в) для разных чисел (1, 2, 3 и 4) взаимодействующих нуклонов ядра.

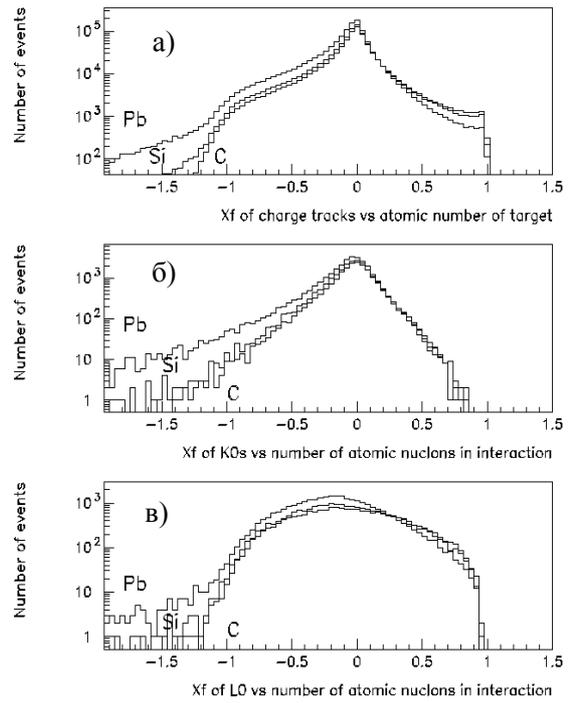


Рис. 6. Распределения по X_f для заряженных частиц (а), K^0 s (б) и Λ^0 (в) на разных мишенях (C, Si, Pb) при учете только двух нуклонов.

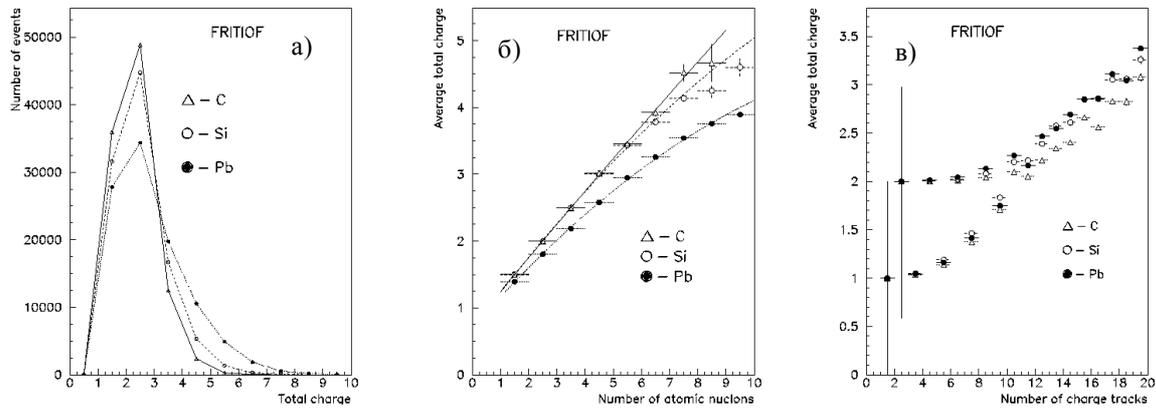


Рис. 7. а) Полный заряд в первичной вершине для мишеней из углерода, кремния и свинца; б) Зависимость средней величины $\langle Q_{tot} \rangle$ от числа взаимодействующих нуклонов ядра; в) Зависимость $\langle Q_{tot} \rangle$ от числа заряженных частиц.

На рис. 7 представлены распределения по Q_{tot} для разных мишеней. Средние значения $\langle Q_{tot} \rangle$ растут с ростом атомного номера ядер мишени и равны 2.3, 2.5 и 2.9 для C, Si и Pb, соответственно. Как и в случае со средней множественностью заряженных частиц и их средним импульсом (см. рис. 4), величина $\langle Q_{tot} \rangle$ растет с ростом числа взаимодействующих нуклонов (рис. 7б). Эта зависимость разная для различных ядер. Так как в pA-взаимодействиях множе-

ственность заряженных частиц может быть как четной, так и нечетной, то зависимости $\langle Q_{tot} \rangle$ для четного и нечетного числа заряженных частиц различаются (рис. 7в).

Таким образом, различия в характеристиках событий на разных мишенях необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных.

2. Моделирование регистрации частиц программой GEANT3.21 [13]

Геометрия чувствительных элементов и пассивных конструкций установки СВД моделировалась согласно чертежам, реальным метрологическим измерениям и анализу alignment'a по восстановлению прямых треков. Значения величин напряженности магнитного поля задавались измеренной картой, которая используется при обработке экспериментальных данных.

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

- вычислялась вероятность взаимодействия в данной пластинке АМ с учетом ее толщины и значения ядерной длины вещества. Сумма вероятностей всех семи пластинок нормировалась на 1, при этом учитывались условия экспериментального триггера. С использованием генератора случайных чисел, равномерного в интервале $[0,1]$, определялся номер пластинки, в которой произошло взаимодействие;
- продольная координата Z задавалась положением центра пластинки АМ и смещением, которое разыгрывалось равномерно по толщине данной пластинки;
- 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'e использовались три файла с взаимодействиями на углероде, кремнии и свинце, отдельно для моделирования событий с рождением чарма и фоновых событий. В этих файлах для нестабильных частиц отсутствовали продукты распада, т.к. их распад осуществлялся непосредственно при работе программы GEANT. Для очарованных мезонов задавалась определенная мода распада.

При прохождении частицы через вершинный микростриповый детектор (ВД) производится учет размытия заряда по стрипам на основании алгоритмов, представленных в работе [11]. Данная модель позволяет учитывать параметры считывающей электроники и является хорошим приближением к эксперименту [12]. Далее выполняется внесение шума в каждый канал ВД из розыгрыша по нормальному распределению со среднеквадратичным отклонением, полученным из экспериментальных данных. После внесения шума производится обрезание амплитуды в каждом канале согласно порогу обрезания, использовавшемуся при сборе данных в эксперименте.

При формировании хитов в магнитном спектрометре (МС) учитывались экспериментально полученные эффективности срабатывания пропорциональных проволочных камер.

3. Фильтрация и геометрическая реконструкция событий

Для сравнения результатов математического моделирования с экспериментальными данными необходимо моделированные по программам FRITIOF7.02 и GEANT3.21 события пропустить через все процедуры системы обработки данных, применяемые в эксперименте E-184. Эти процедуры следующие:

- 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 $\{a,b\}$ [4];
- геометрическая реконструкция событий в МС и определение импульса заряженных частиц;
- анализ событий, в том числе и кинематический.

На выходе программы GEANT3.21, в которой описаны все элементы экспериментальной установки СВД-2 с их физическими параметрами (координатное разрешение, эффективность срабатывания детектирующих элементов, шумовые характеристики и т.п.), записывается файл с данными. Формат его тот же, что в эксперименте. Дальнейшие процедуры одинаковы для экспериментальных и МК-событий.

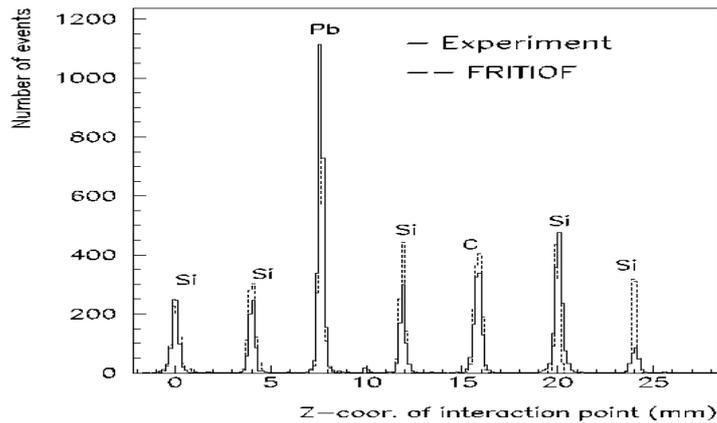


Рис. 8. Координата точки взаимодействия вдоль пучка (мм) для экспериментальных событий (сплошная линия) и МК-событий (штриховая линия).

На рис. 8 показаны распределения по z-координате первичной вершины. Числа взаимодействия в каждой из пластинок активной мишени (АМ) зависят от материала мишени. Видно также, что эффективности восстановления первичной вершины для разных пластинок разные, что необходимо учитывать при анализе данных. В целом, вероятности восстановления первичной вершины в данной пластинке для случаев экспериментальных данных и МК-событий совпадают.

На рис. 9 проведено сравнение характеристик экспериментальных и МК-событий, прошедших цепочку процедур системы обработки данных эксперимента Е-184. Можно сделать вывод, что программа FRITIOF правильно предсказывает поведение параметров события в эксперименте Е-184. Имеющиеся расхождения в распределении по множественности, особенно для углеродной мишени, можно объяснить влиянием триггерных условий и отличием эффективностей обработки данных для экспериментальных и МК-событий. Средние значения множественности заряженных частиц в первичной вершине после геометрической реконструкции для МК-событий (5.9, 6.1, 6.8) и для экспериментальных событий (6.8, 6.2, 6.4) практически совпадают для кремния и свинца, хотя для углерода есть отличие.

Было проведено сравнение экспериментальных и МК-событий по средней величине полного заряда частиц в первичной вершине $\langle Q_{tot} \rangle$. На рис. 10 представлена зависимость $\langle Q_{tot} \rangle$ от числа треков после геометрической реконструкции в МС. Она отличается от зависимости, показанной на рис. 7в, так как не все треки удается восстановить из-за акцептанса установки и эффективности восстановления трека в МС. Так как $Q_{tot} = N_{tr}(+) - N_{tr}(-)$, то значение $\langle Q_{tot} \rangle$ после геометрической реконструкции отличается от $\langle Q_{tot} \rangle$ до нее в ϵ раз, где $\epsilon = \langle N_{tr}(изм) \rangle / \langle N_{tr}(вх) \rangle$ – средняя эффективность восстановления треков и $\epsilon(+) = \epsilon(-)$.

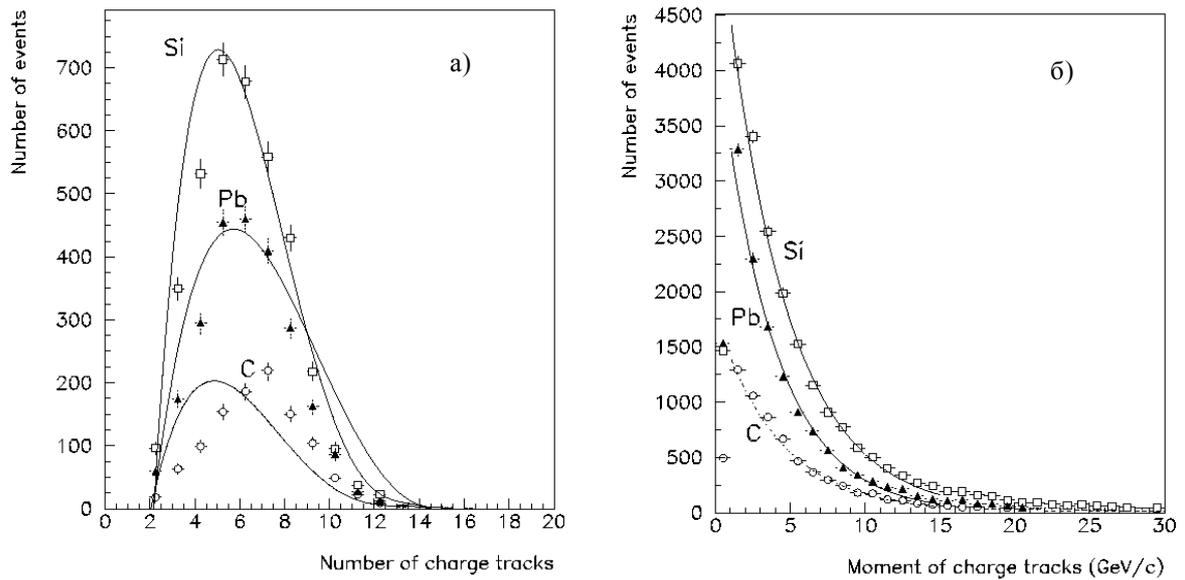


Рис. 9. Сравнение предсказаний программы FRITIOF (сплошная линия) с экспериментальными данными (● – C, ■ – Si, ▲ – Pb): а) распределение по множественности заряженных частиц в первичной вершине; б) импульсное распределение заряженных частиц.

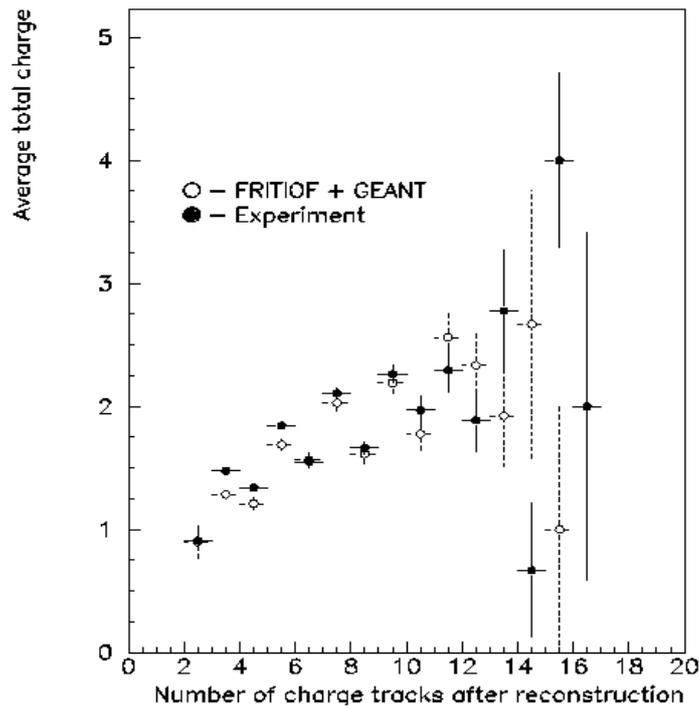


Рис. 10. Зависимость среднего значения полного заряда в первичной вершине $\langle Q_{tot} \rangle$ от числа восстановленных в МС треков.

Видно, что с учетом этих факторов можно говорить о хорошем согласии предсказаний программы FRITIOF с выбранными параметрами и экспериментальных данных и использовать их в анализе событий с возможным рождением очарованных частиц.

4. Регистрация K^0_s -мезонов

Одной из задач эксперимента E-184 является оценка сечения рождения нейтральных очарованных мезонов при пороговой энергии. Для этого необходимо знать эффективности всех процедур обработки экспериментальных данных. Регистрация K^0_s -мезонов в этом случае становится некой реперной процедурой, т.к. сечение рождения каона известно и оно во много раз больше сечения рождения очарованных частиц. Статистика позволяет определить коэффициенты, необходимые для оценки первоначального количества очарованных мезонов по выделенному сигналу от их распада. В этом разделе будут представлены результаты моделирования сигнала от распада K^0_s -мезонов с помощью программ FRITIOF и GEANT, а также сравнение его с экспериментальными данными. Из рис. 1, 2 видно, что при моделировании по программе FRITIOF рА-взаимодействий при 70 ГэВ примерно в 20% событий будет рождаться K^0_s со средним импульсом примерно 5 ГэВ/с и распределением по X_t , показанным на рис. 6б.

Чтобы получить 100 тыс. событий с K^0_s , было смоделировано по программе FRITIOF 540 тыс. событий с рА-взаимодействием. Эти события подавались в программу GEANT, на выходе которой записывался файл с данными, к которым были применены следующие критерии отбора: 1) число заряженных треков > 3 ; 2) расстояние между первичной вершиной и вершиной $K^0_s > 0.5$ мм; 3) Z-координата $K^0_s < 35$ мм, 4) треки от распада K^0_s должны попадать в последнюю плоскость ВД. Из 69 тыс. событий с распадом $K^0_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ только 2674 (=4%) удовлетворяют этим условиям. Эта информация доступна только для МК-событий, когда известно точно, что в данном событии есть K^0_s . Далее работает программа быстрого фильтра, которая по данным только ВД отбирает события с V^0 . Для уменьшения фона от ложно найденных V^0 на этапе фильтрации используется система критериев отбора по 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, $\Delta b/\sigma_b > 2$;
- два трека от V^0 пересекаются в одной пространственной точке, $\chi^2 < 4$ [4];
- вершина V^0 отделена от первичной вершины, $(Z_2 - Z_1)/\sqrt{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} > 3$;
- модифицированный критерий Армантероса-Подольянского (см. Приложение).

Программа фильтрации находит 59268 событий с V^0 . Так как фильтр оперирует только с проекциями треков без знания их пространственного соответствия и импульсов, а также осуществляет поиск V^0 в непосредственной близости к первичной вершине, то это приводит к появлению довольно значительной части ложных кандидатов в V^0 . После работы программы геометрической реконструкции треков в МС было найдено только 1313 событий с V^0 , у которого оба трека восстановлены. Зная импульсы этих треков, можно построить спектр эффективных масс V^0 и выделить сигнал от распада K^0_s . После фитирования сигнала функцией Лоренца и фона полиномом 2-й степени (рис. 11а) число K^0_s равно 317 ± 19 .

Эффективность процедур быстрого фильтра и геометрической реконструкции событий с распадом K^0_s равна $\epsilon = 317/2674 = 0.12$. Для массы K^0_s получаем значение 497.5 МэВ (табличное значение – 497.6 МэВ), ширина пика на полувысоте $\Gamma = 7.4$ МэВ.

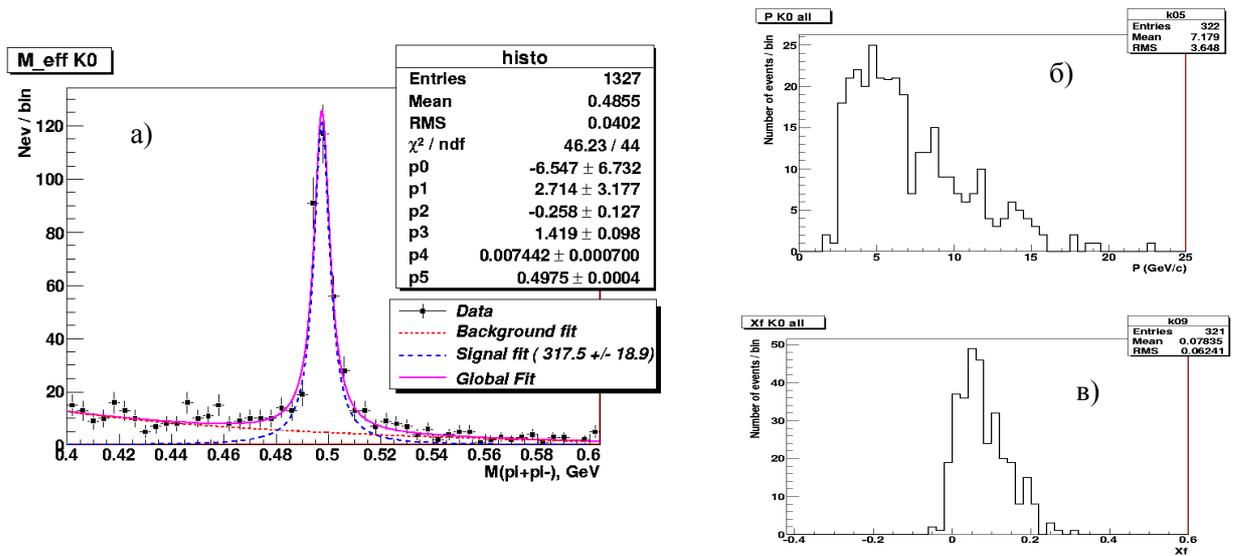


Рис. 11. а) Спектр эффективных масс системы $(\pi^+\pi^-)$ для МК-событий; б) импульс и в) X_f восстановленных K^0 s.

Чтобы сравнить результаты моделирования с экспериментальными данными, было обработано по тем же процедурам 1115091 экспериментальных событий с взаимодействием в активной мишени (АМ). В результате фильтрации отобрано 117033 события с кандидатами в V^0 . После геометрической реконструкции треков в МС и анализа осталось 2495 с полностью восстановленным V^0 . В спектре эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ виден сигнал от распада K^0 s (рис. 12). Фит сигнала дает значение 498.6 МэВ для массы K^0 s, ширина пика на полувысоте $\Gamma=12$ МэВ, число событий в сигнале равно 222 ± 20 . Если рассматривать отношение количества восстановленных K^0 s к числу обрабатываемых событий, то в случае экспериментальных данных получаем на выходе меньше K^0 s в 2.7 раза, чем при моделировании. Это связано с падением эффективности восстановления треков в МС для экспериментальных событий. Причины – неточное знание геометрии детектирующих элементов (alignment) и их шумовых характеристик. Но именно определение этого коэффициента и является одной из целей при сравнении экспериментальных и МК-событий.

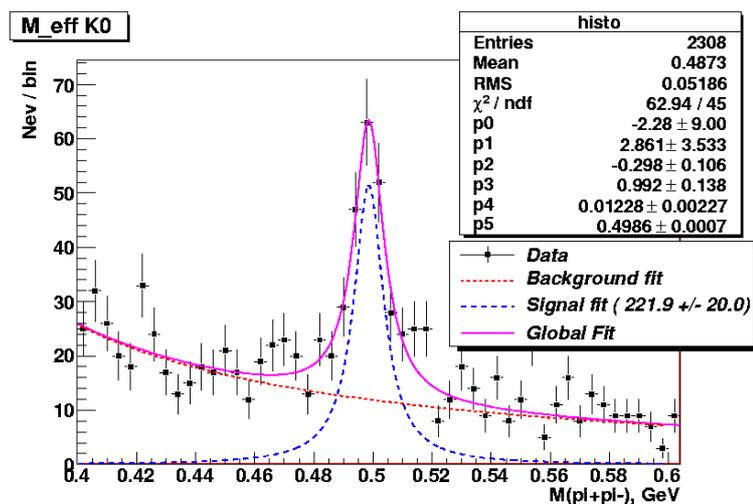


Рис. 12. Спектр эффективных масс системы $(\pi^+\pi^-)$ для экспериментальных событий.

Увеличение фона в массовом спектре – результат тех же причин. На рис. 13 сравниваются импульс и переменная X_f восстановленных K^0 s в полосе сигнала массового спектра после масштабирования гистограмм.

Рис. 13 еще раз подтверждает вывод, что результаты моделирования по программам FRITIOF и GEANT не противоречат экспериментальным данным и могут использоваться для предсказаний регистрации распадов очарованных частиц.

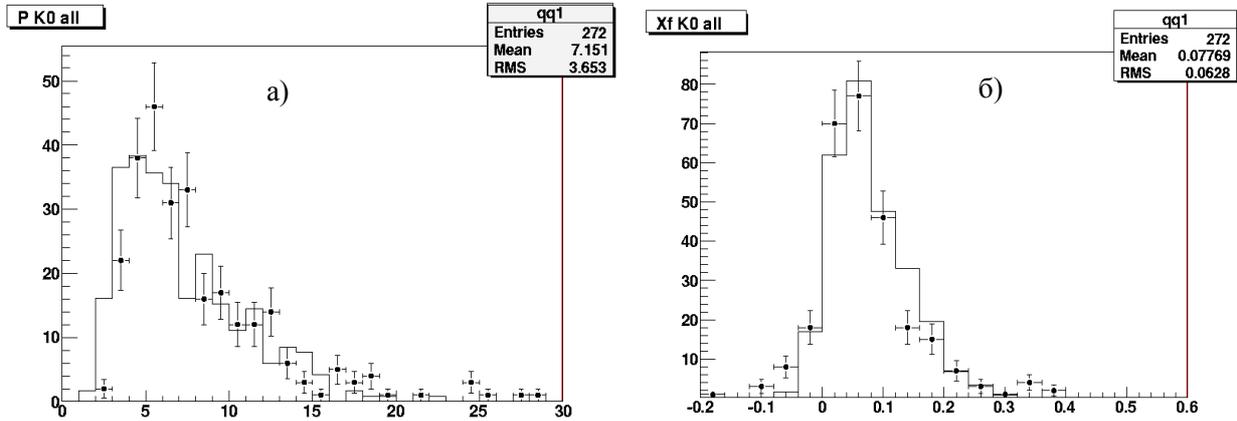


Рис. 13. Распределение по импульсу (а) и переменной X_f (б) восстановленных K^0 s для МК-событий (сплошная линия) и экспериментальных событий (черные точки).

5. Моделирование выделения сигнала от нейтральных D-мезонов

Для моделирования был выбран двухчастичный канал распада $D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K\pi$, брэнчинг которого составляет 3.8%. По программе FRITIOF было разыграно по 100000 событий с рождением D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов. Далее эти события подавались в программу GEANT, где происходил распад очарованных мезонов по заданному каналу. Процедуры обработки данных были аналогичны случаю выделения сигнала от K^0 s.

Моделирование показало следующие эффективности процедур восстановления событий с распадами нейтральных очарованных мезонов:

- $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. До обработки средний импульс D^0 -мезонов равен 13.1 ГэВ/с для углеродной мишени, 12.5 ГэВ/с для кремния и 10.4 ГэВ/с для свинца. Среднее число заряженных треков в первичной вершине для этих событий равно 7.0, 8.2 и 11.1 (C, Si и Pb).

Было 27967 событий, удовлетворяющих условиям, применяемым в случае K^0 s: 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. При фильтрации было выделено 33316 событий с V^0 . После геометрической реконструкции осталось 5951 событие, после анализа массового спектра сигнал от D^0 составлял 3683 ± 60 событий (рис. 14а). Геометрический аксептанс для D^0 равен 28%, эффективность процедур быстрого фильтра и геометрической реконструкции $3683/27967=0.13$ (13%). Эффективность регистрации событий с распадом D^0 -мезонов равна 3.7%.

После фитирования сигнала и фона имеем: масса $D^0 = 1864$ МэВ (табличное значение – 1865 МэВ), ширина пика на полувысоте $\Gamma=33$ МэВ. После обработки средний импульс D^0 равен 18.2 ГэВ/с. Средняя множественность заряженных треков в первичной вершине равна 6.9, 7.3 и 7.9 для C, Si и Pb соответственно.

- $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$. До обработки средний импульс D^0 -мезонов равен 11.1 ГэВ/с для углеродной мишени, 10.3 ГэВ/с для кремния и 7.9 ГэВ/с для свинца. Среднее число заряженных треков в первичной вершине для этих событий равно 6.7, 7.8 и 10.7 (C, Si и Pb). Число событий

после применения критериев отбора (см. выше) равно 13160. При фильтрации было выделено 29412 событий с V^0 . После геометрической реконструкции осталось 3433 события, после анализа массового спектра сигнал от \bar{D}^0 составлял 1588 ± 40 событий (рис. 15а).

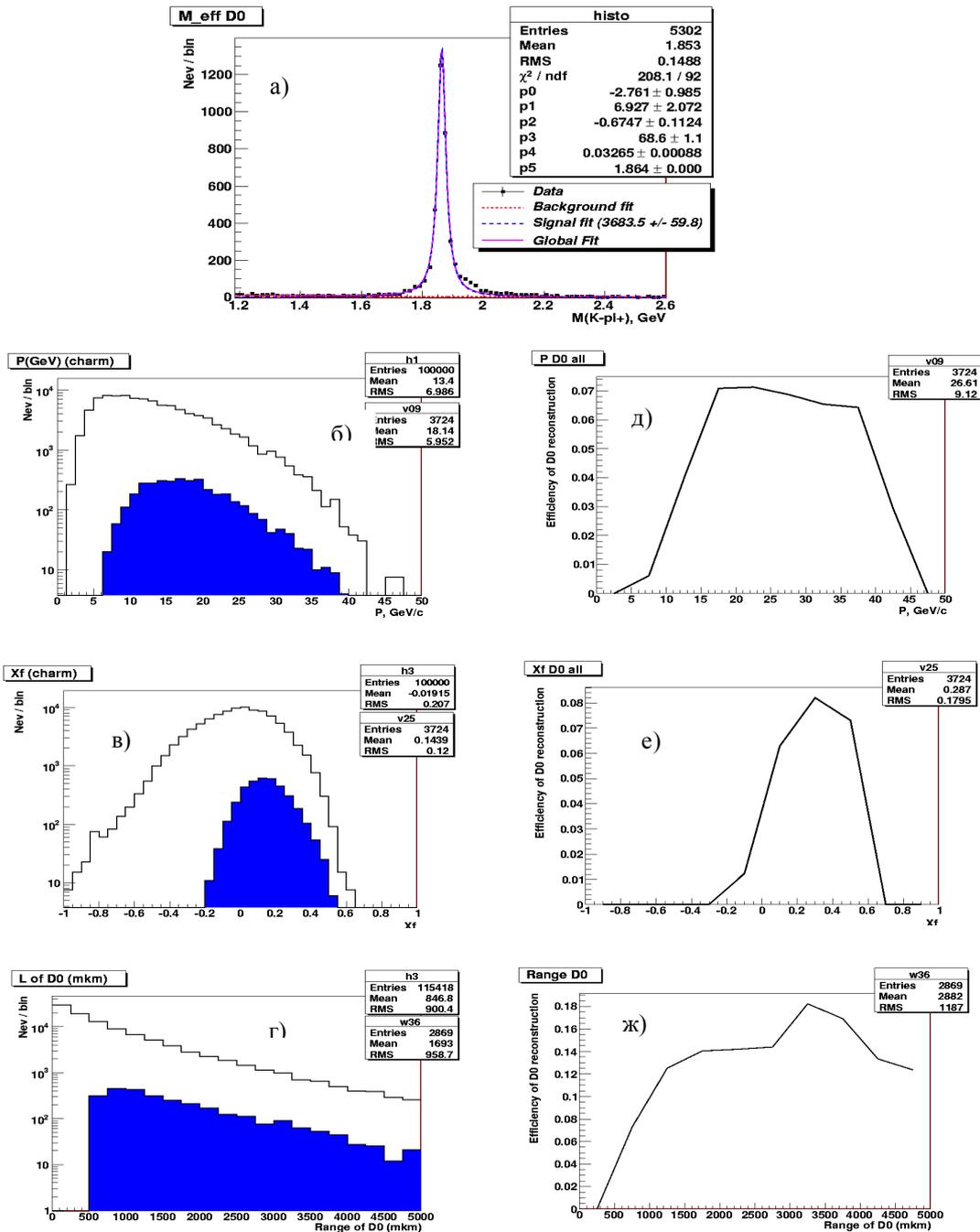


Рис. 14. а) Спектр эффективных масс системы ($K^-\pi^+$); б) импульс; в) X_f ; г) длина пробега всех и восстановленных D^0 (заштриховано); эффективность регистрации D^0 в зависимости от импульса (д), X_f (е) и длины пробега (ж).

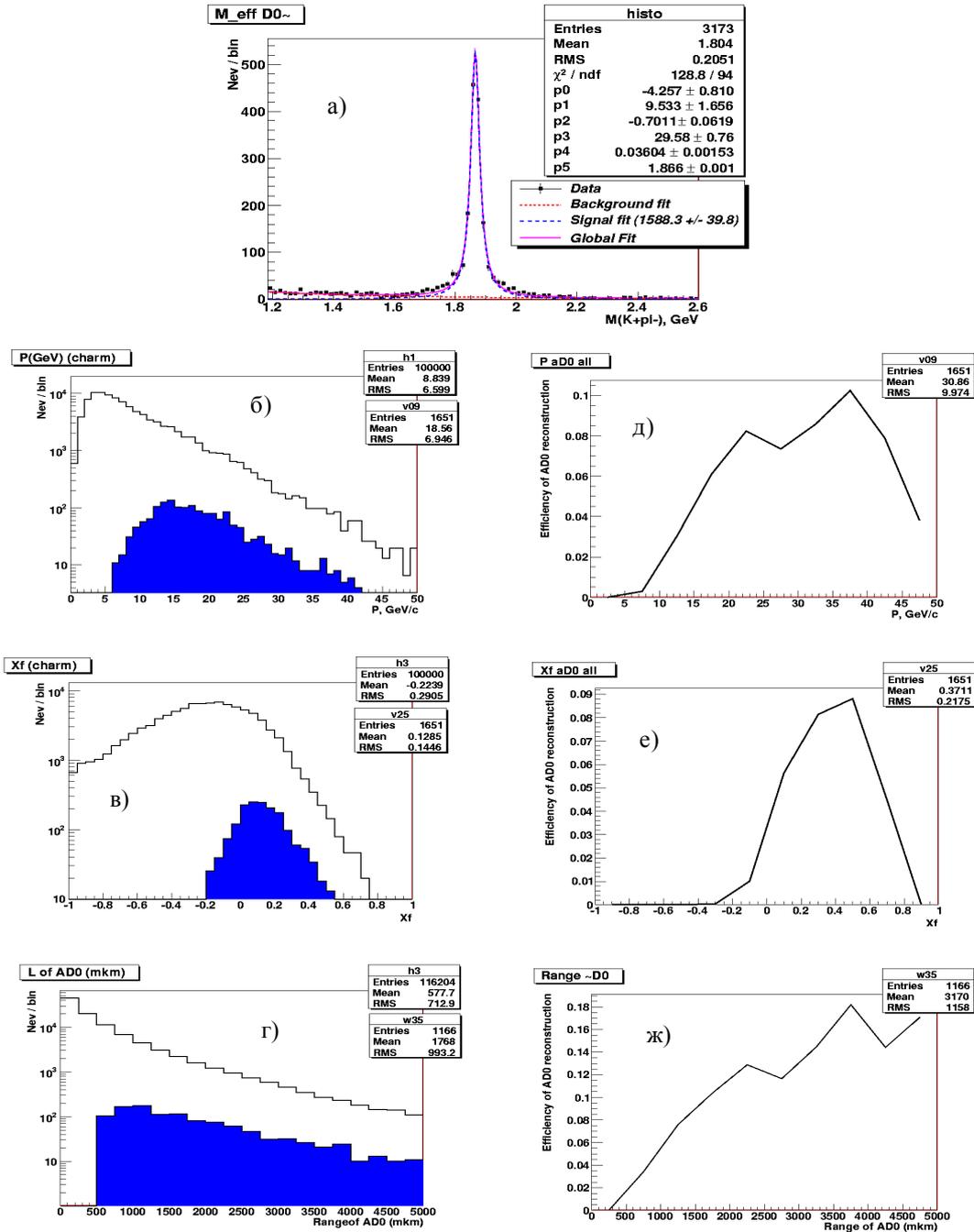


Рис. 15. а) Спектр эффективных масс системы ($K^+\pi^-$); б) импульс; в) X_f и г) длина пробега восстановленных \check{D}^0 (заштриховано); эффективность регистрации \check{D}^0 в зависимости от импульса (д), X_f (е) и длины пробега (ж).

Геометрический акцептанс для \check{D}^0 равен 13%, эффективность процедур быстрого фильтра и геометрической реконструкции $1588/13160=0.12$ (12%). Эффективность регистрации событий с распадом \check{D}^0 -мезонов равна 1.6%. После фитирования сигнала и фона имеем: масса $\check{D}^0 = 1866$ МэВ, ширина пика на полувысоте $\Gamma=36$ МэВ. После обработки средний импульс

\check{D}^0 равен 18.5 ГэВ/с. Средняя множественность заряженных треков в первичной вершине равна 6.6, 7.0 и 7.6 для C, Si и Pb соответственно.

6. Оценка количества событий с распадами очарованных частиц для экспериментальных данных

В эксперименте E-184 на установке СВД-2 была набрана статистика в 52 млн. событий. Можно оценить число событий с распадами очарованных частиц на 1 мкб сечения их образования. Экспериментально установлено [5], что сечение рождения чарма растет с ростом атомного номера ядер мишени как A^α , где $\alpha=1.01\pm 0.03$, в то время как для сечения неупругих рА-взаимодействий $\alpha=0.7$. В табл. 1 приведены количества событий в % для каждого материала АМ.

Таблица 1. Свойства материалов АМ и число взаимодействий.

Материал	Плотность (г/см ³)	Толщина (мкм)	Число вз. (%)
C	2.26	540	16
Si	2.33	300x5=1500	45
Pb	11.35	270	39

Число событий с рождением (с \check{c})-пары можно посчитать по формуле:

$$N(\text{с}\check{\text{c}}) = N_0 (\sigma(\text{с}\check{\text{c}}) * A^1) / (\sigma_{\text{in}}(\text{pp}) * A^{0.7}),$$

где N_0 – число всех событий, $\sigma(\text{с}\check{\text{c}})$ принимаем за 1 мкб/нуклон, $\sigma_{\text{in}}(\text{pp})=31.44$ мб при 70 ГэВ/с [6]. В табл. 2 приведены числа событий для каждого материала АМ согласно соотношениям в табл. 1.

Таблица 2. Число ожидаемых событий с чармом при $\sigma(\text{с}\check{\text{c}})=1$ мкб.

Материал	A	A ^{0.7}	N ₀	N(с \check{c})
C	12	5.7	8320000	525
Si	28	10.3	23400000	2023
Pb	207	41.8	20280000	3195
ИТОГО:			52000000	5743

Зная из моделирования относительное число событий с той или другой очарованной частицей (выход частицы) и брэнчиги ее мод распада из таблиц [7], можно оценить ожидаемое количество событий, в которых частица распадается по выбранному каналу. Оно зависит от материала мишени, так как выходы частиц разные. В табл. 3 приведены числа событий для некоторых мод распада D-мезонов и $\Lambda\text{с}^+$ -гиперона в каждом материале АМ. Суммарный выход частиц, рассмотренных в табл. 3, больше 1, потому что очарованные частицы рождаются парами, но он меньше 2, так как не все частицы представлены, нет D_s-мезонов.

Таблица 3. Число ожидаемых событий с распадами D-мезонов и $\Lambda\text{с}^+$ -гиперона.

Распад	Брен-чинг [7]	Углерод		Кремний		Свинец		Общее число соб.
		Выход	Число соб.	Выход	Число соб.	Выход	Число соб.	
D ⁰ →K ⁻ π ⁺	0.038	0.480	10	0.511	39	0.546	67	116
\check{D}^0 →K ⁺ π ⁻	0.038	0.599	11	0.586	46	0.578	70	127
D ⁺ →K ⁻ π ⁺ π ⁺	0.095	0.278	15	0.286	55	0.285	86	156
D ⁻ →K ⁺ π ⁻ π ⁻	0.095	0.281	15	0.272	52	0.280	85	152
$\Lambda\text{с}^+$ →pK ⁻ π ⁺	0.050	0.182	5	0.125	13	0.076	11	29
ИТОГО:		1.82	56	1.78	205	1.77	319	580

Отметим, что полученные числа событий с распадами очарованных частиц, которые предполагается выделить из экспериментальных событий, относятся к 1 мкб/нуклон сечения рождения $c\bar{s}$ -пары. Экспериментальное значение сечения при 70 ГэВ/с оценено с большой ошибкой [8], оно может быть в пределах от 1 до 3 мкб. Система обработки и анализа экспериментальных данных, с учетом ее эффективности 1÷3%, должна быть способна выделять сигнал от распада очарованной частицы, число событий в котором не превышает нескольких десятков.

Значения выходов частиц, которые были получены с помощью программы FRITIOF, можно сравнить с экспериментальными значениями, полученными при более высоких энергиях. Выход D -мезонов $(N(D^0)+N(D^+)+N(D_s^+))/N(c\bar{c})$ для сгенерированной выборки событий с образованием $c\bar{s}$ -пар равен $(84.5\pm 1.1)\%$, $(87.1\pm 1.0)\%$ и $(90.7\pm 1.0)\%$ для взаимодействий на C, Si и Pb, что согласуется с измеренным в эксперименте HERA-B значением $(89.1\pm 4.1)\%$ для рА-взаимодействий (C, Ti, W) при 920 ГэВ/с [5].

В табл. 4 представлены значения отношений выходов очарованных частиц, взятые из работы [5] и полученные из моделирования.

Таблица 4. Отношения выходов очарованных частиц.

Отношение выходов	Эксперимент [5]	FRITIOF		
		Углерод	Кремний	Свинец
$D^\pm / (D^0 + \bar{D}^0)$	0.61 ± 0.1	0.51	0.51	0.5
D^+ / D^0	0.41 ± 0.1	0.56	0.56	0.52
D^{*+} / D^0	0.44 ± 0.16	0.52	0.52	0.57
$D_s^+ / (D^+ + D^0)$	0.27 ± 0.14	0.08	0.10	0.11
D^{*+} / D^+	1.07 ± 0.4	0.9	0.9	1.1
$D^{*\pm} / (D^0 + \bar{D}^0)$	0.43 ± 0.1	0.53	0.54	0.56

В целом, значения выходов частиц, полученные из моделирования, не противоречат экспериментальным данным, что еще раз показывает правомерность выбора данной версии программы FRITIOF для моделирования всех этапов поиска сигналов от распадов очарованных частиц в эксперименте E-184.

Заключение

В результате моделирования рА-взаимодействий и регистрации их в установке СВД-2, обработки полученных событий по всем процедурам системы обработки данных и сравнения с экспериментом установлено:

- с помощью программы FRITIOF7.02, после ее настройки, можно получать характеристики событий, которые согласуются с экспериментальными данными;
- на примере выделения сигнала от распада K^0_s определены эффективности процедур системы обработки данных для событий с двухчастичными распадами частиц вблизи точки взаимодействия и проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными характеристиками таких событий;
- эффективность регистрации D^0 -мезонов в МК-событиях, распадающихся по каналу $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, составляет 3.8%;
- эффективность регистрации \bar{D}^0 -мезонов в МК-событиях, распадающихся по каналу $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, составляет 1.6%;
- оценка количества событий с распадами очарованных частиц на статистике эксперимента E-184 дает значения в несколько десятков событий для каждого из наиболее вероятных каналов распада, если сечение рождения $c\bar{s}$ -пары равно 1 мкб/нуклон.

Выполненная работа позволяет оптимизировать критерии отбора при поиске событий с возможным распадом $D^0(\bar{D}^0)$ -мезонов на статистике эксперимента E-184.

Список литературы

- [1] Боголюбовский М.Ю. и др. Препринт ИФВЭ 96-98, Протвино, 1996.
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep1996/ps/96-98.pdf>
- [2] Боголюбовский М.Ю. и др. Препринт ИФВЭ 96-93, Протвино, 1996.
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep1996/ps/96-93.pdf>
- [3] В. Pi. Computer Phys. Comm. 71 (1992) 173.
- [4] Киряков А.А. и др. Препринт ИФВЭ 2005 – 45, Протвино, 2005.
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2005/ps/2005-45.pdf>
- [5] S. Kupper. Charm production in 920 GeV proton-nucleus interactions.
<http://www-f9.ijs.si/~kupper/downloads.htm>
- [6] Yu. Gorin et al. Yadernaya Fizika, 14, 998, 1971.
- [7] Particle Data Group, W.-M. Yao et al. Journal of Physics G 33, 1 (2006).
- [8] N. S. Amaglobeli et al. Experimental Estimation of the Charm-Production Cross Section in pp-Interactions at 70 GeV/c with the Aid of the SVD Setup;
Physics of Atomic Nuclei Volume 64, Number 5 / May, 2001.
- [9] The OPAL Collaboration *Zeit. fur Physik C72 (1996) 1-16.*
- [10] G.S. Huang et al. Phys. Rev. Lett. 94, 011802 (2005).
- [11] E. Belau et al. NIM, 214 (1983) 253-260.
- [12] Киряков А.А. и др. Методы реконструкции координат в кремниевых микростриповых детекторах, Instruments and Experimental Techniques 47 (5): 611-618, September - October, 2004.
<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2003/ps/2003-38.pdf>
- [13] GEANT 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.

Рукопись поступила 29 сентября 2008 г.

Приложение

1. Кинематические соотношения для V^0

В лабораторной системе координат уравнения сохранения импульса и энергии для двухчастичного распада нейтральной частицы (V^0) запишутся в следующем виде:

$$\begin{cases} P_1 * \vec{e}_1 + P_2 * \vec{e}_2 = P_0 * \vec{e}_0 \\ \sqrt{m_0^2 + P_0^2} = \sqrt{m_1^2 + P_1^2} + \sqrt{m_2^2 + P_2^2} \end{cases}, \quad (1)$$

где $\vec{e} = \{e_x, e_y, e_z\}$ – единичный вектор, определяемый из угловых параметров проекций треков ($e_x = a_x e_z$, $e_y = a_y e_z$, $e_z = 1 / \sqrt{1 + a_x^2 + a_y^2}$);

\vec{e}_0 – единичный вектор по направлению V^0 ($e_{x0} = \frac{\Delta X}{d}$, $e_{y0} = \frac{\Delta Y}{d}$, $e_{z0} = \frac{\Delta Z}{d}$),

$\Delta X = X_1 - X_0$, $\Delta Y = Y_1 - Y_0$, $\Delta Z = Z_1 - Z_0$,
 $\{X_0, Y_0, Z_0\}$ – координаты первичной вершины, $\{X_1, Y_1, Z_1\}$ – координаты V^0 ,
 $d = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2}$ – расстояние между вершинами.

Если перейти в систему координат, когда ось Z направлена по движению V^0 , то $\vec{e}_0^* = \{0, 0, 1\}$ и уравнения (1) примут вид

$$\begin{cases} P_1 e_{x1}^* + P_2 e_{x2}^* = 0 \\ P_1 e_{z1}^* + P_2 e_{z2}^* = P_0 \end{cases},$$

их решением будут выражения:

$$P_1 = P_0 \frac{-e_{x2}^*}{e_{x1}^* e_{z2}^* - e_{x2}^* e_{z1}^*} = P_0 \frac{-e_{y2}^*}{e_{y1}^* e_{z2}^* - e_{y2}^* e_{z1}^*}$$

$$P_2 = P_0 \frac{-e_{x1}^*}{e_{x1}^* e_{z2}^* - e_{x2}^* e_{z1}^*} = P_0 \frac{-e_{y1}^*}{e_{y1}^* e_{z2}^* - e_{y2}^* e_{z1}^*}$$

Отсюда вытекают следующие условия на соотношения значений импульсов продуктов распада V^0 и направлений их треков:

$$\frac{P_1}{P_2} = -\frac{e_{x2}^*}{e_{x1}^*} = -\frac{e_{y2}^*}{e_{y1}^*} > 0, \quad e_{x2}^* e_{y1}^* - e_{y2}^* e_{x1}^* = 0, \quad e_{x2}^* e_{y1}^* = e_{y2}^* e_{x1}^*. \quad (2)$$

2. Модифицированный критерий Армантероса-Подольянского

Двумерный плот Армантероса-Подольянского (А-П) представляет собой зависимость поперечного импульса распадных частиц ($P_{1T} = P_{2T}$) в системе координат, когда ось Z направлена по движению V^0 , от величины $\alpha = \frac{P_{1L} - P_{2L}}{P_{1L} + P_{2L}}$, где P_{1L}, P_{2L} – продольные импульсы положительной и отрицательной частиц.

В нашем случае на этапе фильтрации событий импульсы и заряды частиц неизвестны, поэтому с учетом равенств (2) для параметра α используем выражение:

$$\alpha = \left| \frac{P_1 e_{z1}^* - P_2 e_{z2}^*}{P_1 e_{z1}^* + P_2 e_{z2}^*} \right| = \left| \frac{\frac{P_1}{P_2} e_{z1}^* - e_{z2}^*}{\frac{P_1}{P_2} e_{z1}^* + e_{z2}^*} \right| = \left| \frac{-\frac{e_{x2}^*}{e_{x1}^*} e_{z1}^* - e_{z2}^*}{-\frac{e_{x2}^*}{e_{x1}^*} e_{z1}^* + e_{z2}^*} \right| = \left| -\frac{e_{x2}^* e_{z1}^* - e_{x1}^* e_{z2}^*}{e_{x1}^* e_{z1}^* + e_{x2}^* e_{z2}^*} \right| \quad (3)$$

Из условия равенства поперечных импульсов можно получить выражения:

$$\frac{P_{1T}}{P_{2T}} = \frac{P_1 \sqrt{e_{x1}^{*2} + e_{y1}^{*2}}}{P_2 \sqrt{e_{x2}^{*2} + e_{y2}^{*2}}} = -\frac{e_{x2}^* \sqrt{e_{x1}^{*2} + e_{y1}^{*2}}}{e_{x1}^* \sqrt{e_{x2}^{*2} + e_{y2}^{*2}}} = 1; \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{\sqrt{e_{x2}^{*2} + e_{y2}^{*2}}}{\sqrt{e_{x1}^{*2} + e_{y1}^{*2}}} = \frac{\sqrt{1 - e_{z2}^{*2}}}{\sqrt{1 - e_{z1}^{*2}}}.$$

Параметр β определим следующим образом:

$$\beta = \frac{e_{1T}^* - e_{2T}^*}{e_{1T}^* + e_{2T}^*} = \frac{\sqrt{1 - e_{z1}^{*2}} - \sqrt{1 - e_{z2}^{*2}}}{\sqrt{1 - e_{z1}^{*2}} + \sqrt{1 - e_{z2}^{*2}}} \quad (4)$$

На рис. 2 показано, как трансформируется стандартный плот А-П для K^0_s , Λ^0 и анти- Λ^0 (рис. 1) при переходе к новым переменным. Видно, что на модифицированном плотте точки от «истинных» V^0 располагаются на прямой $\beta = \alpha$. Если построить распределение величины $\tau = |\alpha - \beta|$ (рис. 3), то для исключения «ложных» V^0 можно ввести критерий $\tau < 3\sigma$. Из экспериментальных данных находим, что $\sigma = 0.03$.

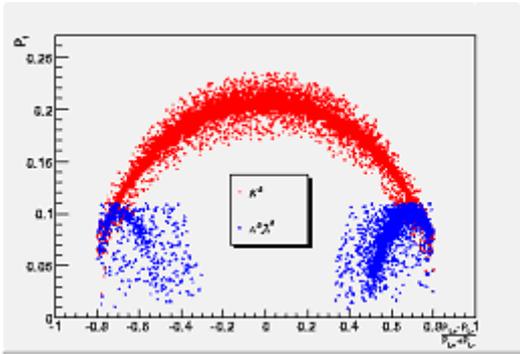


Рис. 1. Плот А-П для K^0_s , Λ^0 и анти- Λ^0 .

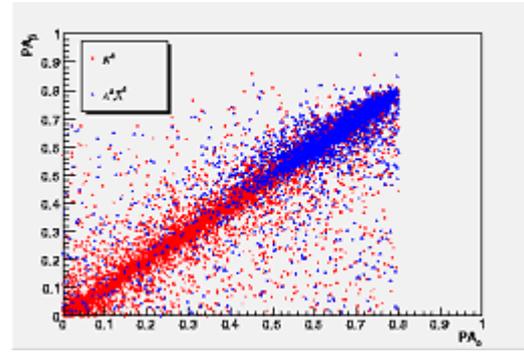


Рис. 2. Плот величин β и α (см. текст) для K^0_s , Λ^0 и анти- Λ^0 .

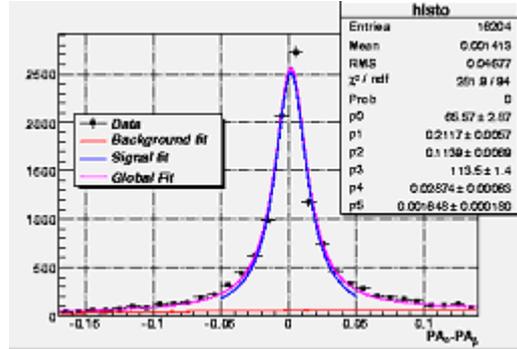


Рис. 3. Распределение по параметру $\tau = |\alpha - \beta|$.

А.П. Воробьев и др.

Эффективность регистрации очарованных D^0 -мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 30.09.2008. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ. л. 2,375. Уч.- изд. л. 1,9. Тираж 80. Заказ 85. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142281, Протвино Московской обл.

