

Оглавление

Введение.	3
1 Рождение очарованных частиц в адронных взаимодействиях.	8
1.1 Эксперименты по изучению адронного рождения очарованных частиц.	8
1.1.1 Эксперименты первого поколения.	8
1.1.2 Эксперименты второго поколения.	12
1.2 Теоретические расчеты рождения очарованных частиц.	20
1.2.1 Главный порядок теории возмущений.	22
1.2.2 Второй порядок теории возмущений.	25
1.2.3 Адронизация и другие непертурбативные эффекты.	28
1.3 Основные результаты.	29
1.3.1 Полное сечение.	30
1.3.2 Дифференциальное сечение.	33
1.3.3 Зависимость от атомного веса мишени.	35
2 Beam–dump эксперимент на нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ.	38
2.1 Постановка эксперимента.	38
2.2 Общее устройство нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ.	41

2.2.1	Дрейфовые камеры.	44
2.2.2	Жидкостные сцинтилляционные счетчики.	46
2.2.3	Детектор электромагнитных ливней.	48
2.2.4	Распределение магнитных полей в магнитной системе НД.	50
3	Программа восстановления импульса мюона.	53
3.1	Алгоритм.	53
3.2	Особенности программной реализации.	56
3.3	Точность восстановления импульса мюона.	58
4	Обработка данных.	64
4.1	Предварительный отбор событий.	64
4.2	Выделение сигнала от прямых нейтрино.	65
4.2.1	Метод экстраполяции к бесконечной плотности мишени.	66
4.2.2	Метод вычитания фона.	68
5	Определение сечения рождения очарованных частиц.	72
5.1	Параметризация дифференциального сечения.	72
5.2	Спектры прямых нейтрино.	74
5.3	Результаты.	76
5.4	Сравнение с результатами других экспериментов.	79
6	Поиск тяжелых нейтрино.	85
6.1	Результаты обработки данных beam-dump эксперимента. . .	85
6.2	Метод и результаты анализа.	86
	Заключение.	97

Введение.

Исследование образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях и в частности изучение энергетической зависимости сечения является одной из актуальных задач современной физики. Область же энергий ускорителя У-70 ИФВЭ (Протвино) представляет особый интерес, поскольку позволяет изучать рождение очарованных частиц в околопороговой области энергий ($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ), где сложившаяся экспериментальная ситуация противоречива, а теоретические оценки сечения наиболее чувствительны к параметрам моделей КХД.

Одним из широко используемых инклюзивных методов исследования рождения очарованных частиц является регистрация „прямых” нейтрино¹, т.е. нейтрино, образованных от распада очарованных частиц, в экспериментах с полным поглощением протонного пучка (beam-dump экспериментах). В таком эксперименте фоном при выделении прямых нейтрино являются нейтрино, образующиеся от распадов „долгоживущих” частиц, в основном, π и K -мезонов. Для уменьшения выхода этих частиц, пучок протонов сбрасывается на массивную протяженную мишень большой плотности, в которой долгоживущая компонента ядерного каскада поглощается. Так в мишени из железа длина ядерного взаимодействия (λ_I) для пионов и каонов составляет соответственно 20 см и 24 см [1], и коэффициент подавления образования нейтрино от этих частиц равен: $\kappa = \lambda_I/l_{\text{распада}}$, где $l_{\text{распада}}$ —

¹Здесь и далее термин “нейтрино” относится как к нейтрино, так и к антинейтрино, кроме тех случаев, когда тип нейтрино указан явно.

пробег частицы до распада. Если порог регистрации нейтрино $E_\nu > 3$ ГэВ, то подавление фона составляет $\kappa_\pi < 1 \times 10^{-3}$ и $\kappa_K < 8 \times 10^{-3}$. Хотя полностью устранить этот фон невозможно, существует несколько способов его оценки. Один из них состоит в том, что эксперимент проводится с мишенями разной плотности (по существу это эксперименты с различными значениями λ_I). Затем, экстраполируя данные к мишени с бесконечной плотностью ($\lambda_I = 0$), получают информацию о прямых нейтрино.

Один из первых beam-dump экспериментов был выполнен на нейтринном детекторе с искровыми камерами коллаборацией ИФВЭ–ИТЭФ на Протвинском ускорителе [2] и было получено значение сечения рождения очарованных частиц $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 5 \pm 4$ мкбн/нуклон. Другой результат для сечения образования очарованных частиц в припороговой области энергий был получен коллаборацией БИС–2 [3, 4, 5] с использованием магнитного спектрометра. В нейтронном пучке со средней энергией 60 ГэВ сечение рождения \bar{D}^0 -мезона на мишени из водорода составило $\sigma_{\bar{D}^0}(np) = 3,2 \pm 1,1$ мкбн/нуклон для кинематической области $x_F \geq 0,5$.¹ После экстраполяции на всю область $-1 \leq x_F \leq 1$ получающееся полное сечение значительно превышает как существующие экспериментальные значения так и значение теоретически предсказываемое в рамках пертурбативной КХД. Такое несоответствие между измеряемыми величинами сечений указывает на необходимость дополнительных, более точных исследований рождения очарованных частиц в области энергий близких к пороговой.

Другой важный вопрос, который может быть исследован в beam-dump эксперименте, это вопрос о существовании тяжелого нейтрино. В стандартной модели электрослабых взаимодействий массы нейтрино равны нулю.

¹Напомним, что Фейнмановская переменная x_F определяется соотношением $x_F = p_{\parallel}^*/p_{max}^*$, где звездочка означает, что импульсы берутся в системе центра масс.

Однако в настоящее время существует большое количество моделей, в которых частицы с ненулевой массой и свойствами нейтрино возникают естественным образом [6]. Эти объекты называют тяжелыми нейтрино или нейтральными лептонами. Если тяжелые нейтрино ν_H ($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$) существуют, то они не обязательно должны совпадать с собственными состояниями ν_l ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$) гамильтониана слабого взаимодействия. В этом случае возникнут линейные комбинации

$$\nu_l = \sum_H U_{lH} \nu_H \quad (l = e, \mu, \tau, \dots; H = 1, 2, 3, \dots),$$

где U — унитарная матрица смешивания в лептонном секторе, аналогичная матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскава для кварков. Такое смешивание должно приводить к ряду наблюдаемых явлений. В частности, слабые распады адронов наряду с безмассовыми нейтрино должны сопровождаться и массивными нейтрино. Следовательно, в нейтринном пучке будет содержаться примесь тяжелых нейтрино. Эти тяжелые нейтрино, в свою очередь, могут распадаться по различным каналам, среди которых есть и экспериментально обнаружимые. Рождение тяжелых нейтрино на ускорителях высоких энергий и их распад исследовались в экспериментах CHARM [7], PS191 [8] и на Европейской пузырьковой камере (VEBC) [9] в ЦЕРНе. Экспериментальных доказательств существования тяжелого нейтрино не было обнаружено, что позволило установить верхние границы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ и $|U_{\mu H}|^2$ [1].

В основу представленной работы положены результаты beam–dump эксперимента, поставленного на нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ в апреле 1989 года. Значительное увеличение интенсивности протонного пучка на Протвинском ускорителе (до $1,5 \times 10^{13}$ протонов/цикл) и использование нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ с массой мишени около 100

тонн, позволили значительно увеличить статистику взаимодействий в детекторе по сравнению с экспериментом на искровых камерах. Кроме того специально были приняты меры существенно уменьшившие фон от потерь протонного пучка, который мог имитировать эффект прямых нейтрино.

Диссертация состоит из шести глав.

Первая глава является кратким обзором экспериментальной и теоретической ситуации в изучении образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях. В первом разделе рассматриваются основные экспериментальные методики, используемые при изучении адронного рождения очарованных частиц, и в виде таблиц приводятся основные экспериментальные результаты. Далее обсуждается применение пертурбативной КХД теории к описанию процесса образования c -кварка и указываются присущие этому теоретическому подходу неоднозначности и неопределенности. В последнем разделе приводится сравнение экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов по полным и дифференциальным сечениям, а также по измерению зависимости сечения от атомного веса мишени.

Вторая глава содержит описание общей постановки beam-dump эксперимента и устройства нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ.

В третьей главе описана программа восстановления импульса, использованная при анализе экспериментальных данных. Описан алгоритм работы программы и особенности его программной реализации. Проведен анализ основных характеристик работы программы — точности восстановления импульса и типа мюона.

В четвертой главе приводится процедура обработки экспериментальных данных по измерению потоков равновесных мюонов и выделению

сигнала от мюонов образованных взаимодействиями прямых нейтрино.

В пятой главе описаны результаты анализа по оценке полного сечения образования очарованных частиц на основании данных о прямых нейтрино. Проведено сравнение с результатами других экспериментов и, в частности, сделан специальный анализ совместности полученных результатов с результатами коллаборации БИС-2.

В шестой главе проводится анализ данных beam-dump эксперимента с целью поиска распадов тяжелого нейтрино $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e$. Установлены верхние пределы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ в интервале масс $5 \text{ МэВ} < m_{\nu_H} < 493 \text{ МэВ}$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ в интервале масс $3 \text{ МэВ} < m_{\nu_H} < 388 \text{ МэВ}$ на 90%-ном уровне достоверности.

Настоящая диссертация написана на основе работ [10, 11, 12, 13, 14], выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с 1989 по 1997 гг. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на научных семинарах ЛЯП, на рабочих совещаниях по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ и опубликованы в периодических изданиях (препринты ОИЯИ и ИФВЭ, статьи в журналах “Ядерная Физика”, “Physics Letters”).

Глава 1

Рождение очарованных частиц в адронных взаимодействиях.

1.1 Эксперименты по изучению адронного рождения очарованных частиц.

Эксперименты по изучению рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях насчитывают более чем 20 летнюю историю. По методике проведения их условно можно разбить на две группы: эксперименты начального периода (beam-dump эксперименты и эксперименты по поиску пиков в спектре инвариантных масс) и последующие эксперименты второго поколения.

1.1.1 Эксперименты первого поколения.

Одним из экспериментов, приведших к открытию J/Ψ -частиц, был эксперимент группы Тинга в 1974 г., изучавший $p - Be$ взаимодействия [15]. Однако, в последующее десятилетие результаты экспериментов по изучению адронного рождения частиц с „открытым” очарованием носили часто противоречивый характер. В первую очередь, это объясняется достаточно

тяжелыми экспериментальными условиями:

- малое сечение образования (типичное значение — одна пара очарованных частиц на 10^3 взаимодействий);
- большое число частиц в событиях с образованием $c\bar{c}$ -пары,
- малое время жизни очарованной частицы ($< 10^{-12}$ сек.);
- относительно небольшая вероятность распада очарованной частицы по изучаемым каналам.

Кроме того, многие эксперименты измеряли сечение только для малой области фазового пространства, часто при больших значениях x_F . В этом случае, полное сечение вычисляется экстраполяцией данных и является сильно модельно зависимой величиной.

Детальный обзор экспериментов этого периода содержится в работах [16, 17]. Ниже приведены основные результаты, полученные в экспериментах этого типа.

Beam–dump эксперименты.

В экспериментах типа beam–dump пучок протонов высокой энергии сбрасывается на массивную протяженную мишень большой плотности. Первичные протоны, а также рождающиеся π , K -мезоны и гипероны поглощаются в мишени на длине $\sim 15 - 20$ ядерных длин. Проводя эксперименты с мишенями различной плотности и экстраполируя данные к мишени с бесконечной плотностью исключают фон от распадов „долгоживущих” частиц (π , K , Λ , $\Sigma \dots$). Это позволяет исследовать прямые лептоны, возникающие либо в самом взаимодействии, либо от распадов короткоживущих

частиц с временем жизни меньше 10^{-11} сек. При обработке экспериментальных данных используется также и так называемый «метод вычитания фона» для выделения потока прямых лептонов. Он основан на моделировании фона от распадов долгоживущих частиц с последующим вычитанием его из измеренных потоков лептонов.

Очевидно, что в этих экспериментах фон для прямых лептонов, образующихся от лептонных или полулептонных распадов очарованных частиц, весьма значителен, и это накладывает ограничение на точность измерения. При интерпретации же результатов в виде сечения образования очарованных частиц, возникает множество неопределенностей: незнание типа распавшихся частиц, неопределенность в вероятности распада очарованной частицы по отдельным модам, малый аксептанс установок. Все это приводит к сильной модельной зависимости и, как следствие, большим неконтролируемым ошибкам в получаемых результатах.

В таблице 1.1 содержатся результаты по образованию очарованных частиц, полученные по измерениям прямых лептонов. Результаты представлены в виде полных сечений образования $c\bar{c}$ -пар и в предположении линейной зависимости сечения от атомного номера мишени.

Поиск узких пиков в спектре эффективных масс.

Это классический метод поиска резонансных состояний. По сравнению с поиском прямых лептонов это более непосредственные измерения рождения очарованных частиц. Однако из-за малого сечения, большую проблему в экспериментах этого типа представляет комбинаторный фон. Для очарованных частиц, распадающихся по слабому взаимодействию, ширина пика невелика и разрешение экспериментальной установки ей должно соответствовать. Разрешение на уровне нескольких МэВ позволяет эффективно

Таблица 1.1: Сечение образования $c\bar{c}$ -пар по результатам измерения прямых лептонов. Результаты представлены в предположении линейной зависимости сечения от атомного номера мишени. Число n соответствует $(1 - |x_F|)^n$ параметризации используемой при экстраполяции данных к полному сечению; α и β — параметры параметризаций $\exp(-\alpha p_t)$ и $\exp(-\beta p_t^2)$ соответственно. Обозначение Л-С соответствует параметризации Лиходеда-Слабоспицкого (см., раздел 5.1), а В-Г соответствует модели Bourquin-Gaillard [18].

Эксперимент	Энергия (ГэВ/с)	Пучок – Мишень	Тип лептона	Сечение (мкбн/нуклон)	Комментарии
CERN, BEBC+TST Barloutaud[19]	70	$\pi^- - p$	e	19 ± 11	$n = 2, 5$
CERN, BEBC+TST Dumont[20]	70	$\bar{p} - p$	e	$< 14(90\%CL)$	$1 \leq n \leq 5$ $1 \leq \beta \leq 3$
Серпухов, искровой спектрометр Asratyan[2]	70	$p - Fe$	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	5 ± 4	В-Г
Серпухов, СКАТ Аммосов[21]	70	$p - Fe$	ν_μ, ν_e	$< 4, 8(90\%CL)$	Л-С
Серпухов, нейтринный детектор Вушатov[11]	70	$p - Fe$	ν_μ, ν_e	$0, 9_{-0,9}^{+1,1}$	Л-С
Серпухов, мюонные камеры Беликов[22]	70	$p - Fe$	μ	$-0, 3 \pm 1, 2$	Л-С
FNAL, CCFRS Ritche[23]	278	$\pi^- - Fe$	1μ	$17, 5_{-3,9}^{+5,4}(x_F > 0)$	$E_\mu > 20$ ГэВ $n = 2; \beta = 1$
CalTech-Stanford Bodek[24]	350	$p - Fe$	1μ	22 ± 9	$E_\mu > 20$ ГэВ
FNAL, CCFRS Ritche[25]	350	$p - Fe$	1μ	$22, 6 \pm 2, 1 \pm 3, 6$	$E_\mu > 20$ ГэВ $n = 5$
CERN, GARGAMELL Alibrant[26]	400	$p - Cu$	ν_e	320_{-100}^{+150}	В-Г
CERN, CDHS Abramowicz[27]	400	$p - Cu$	ν	87 ± 40	предпол.рожд. Λ_c $n = 3; \alpha = 2$
CERN, BEBC Fritze[28]	400	$p - Cu$	ν_e ν_μ	17 ± 4 30 ± 10	$E_\nu > 10$ ГэВ $n = 4; \alpha = 2$
CERN, CHARM Jonker[29]	400	$p - Cu$	ν_e	15 ± 5	$E_\nu > 20$ ГэВ $n = 4; \alpha = 2$
FNAL, E613 Duffy[30];Ball[31]	400	$p - W$	ν_e	$15, 5 \pm 0, 8 \pm 2, 3$	$E_\nu > 20$ ГэВ $n = 3, 2; \alpha = 1, 5$
CERN, WA66 Grässler[32]	400	$p - Cu$	ν_e	~ 17	$n_D = 4, 4 \pm 1, 0$ $n_{\bar{D}} = 5, 3 \pm 0, 5$ $\alpha = 2$
CERN, CHARM Dorenbosch[33]	400	$p - Cu$	ν_e	$19 \pm 2 \pm 2$	$E_\nu > 20$ ГэВ $n = 4, 8; \alpha = 2$
CERN, CDHSW Berge[34]	400	$p - Cu$	ν_μ	$2, 6 \pm 0, 4$ $(x_F > 0.15)$	$E_\nu > 20$ ГэВ $n = 5, 2; \alpha = 2$
CalTech-Stanford Diamant-Berger[35]	400	$p - Fe$	$\mu^+ + \mu^-$	$7 - 20$	$3 < n < 8$ $0, 7 \leq \alpha \leq 2, 6$
CalTech-Stanford Brown[36]	400	$p - Fe$	1μ	31_{-18}^{+29}	$E_\mu > 20$ ГэВ $n = 5; \alpha = 2, 5$
CERN, ISR Clark[37]	$\sqrt{s} = 53$	$p - p$	$e^\pm + \mu^\mp$	70 ± 36	В-Г

отделить распады очарованных частиц от странных резонансов, ширина которых в этой области масс составляет порядка ~ 100 МэВ. Дополнительным подтверждением „очарованной” природы пика могут служить надежная идентификация вторичных частиц, регистрация лептона (или K мезона) от распада парной очарованной частицы, отсутствие аналогичного пика в изотопически-сопряженном спектре.

Результаты экспериментов, проведенных по описанной выше методике, содержатся в таблице 1.2.

Другие эксперименты.

Изучение рождения очарованных частиц в адронных столкновениях постоянно стимулируют развитие новых экспериментальных технологий и методик проведения эксперимента. Усилия в основном фокусируются на высокоточных измерениях рождения и распада очарованных частиц. Так в CERN была построена голографическая пузырьковая камера НОВС (НOlographic Bubble Chamber), а во FNAL использовались стримерные камеры. В таблице 1.3 приведены результаты, полученные в этих экспериментах. Основной недостаток этих экспериментов — малая статистика, что ведет к большим ошибкам в измеряемых значениях сечения.

1.1.2 Эксперименты второго поколения.

Развитие экспериментов первого поколения по пути улучшения разрешающей способности детекторов привело к появлению экспериментальных установок второго поколения. Отличительной чертой их построения является сочетание трекочувствительной мишени (вершинного детектора) со спектрометром вторичных частиц. Основное назначение вершинного детектора — разделение вершин рождения и распада очарованных частиц.

Таблица 1.2: Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах по поиску узких пиков в спектре эффективных масс. Предполагается линейная зависимость сечения от атомного номера мишени. Число n соответствует параметризации дифференциального сечения по x_F : $\frac{d\sigma}{dx_F} \sim (1 - |x_F|)^n$, а α и β по p_t : $\frac{d\sigma}{dp_t} \sim \exp(-\alpha p_t)$ и $\exp(-\beta p_t^2)$ соответственно.

Эксперимент	Энергия (ГэВ/с)	Пучок – Мишень	Мода	Сечение (мкбн/нуклон)	Комментарии
Серпухов, БИС-2 Aleev[3] Aleev[4] Алеев[5]	40 – 70	$n - C$ $n - C$ $n - p$	$\Lambda_c \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$ $\rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} \pi^- \pi^-$ $D^- \rightarrow K^{*+} \pi^-$ $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$x_F > 0,5$ 35 ± 18 $7,1 \pm 3,8$ $5,1 \pm 1,8$ $4,7 \pm 1,8$ $3,2 \pm 1,1$	$\begin{cases} n = 1,5 \pm 0,5 \\ \alpha = 2,5 \pm 0,6 \end{cases}$ $n = 1,1 \pm 0,5 \pm 0,4$ $\beta = 1,2_{-0,9}^{+1,1}$ $n = 0,8 \pm 0,4 \pm 0,4$ $\beta = 1,8_{-1,0}^{+1,3}$ $n = 2,3_{-0,3}^{+0,2}$ $\beta = 1,3_{-0,3}^{+0,2}$
CERN, WA62 Biagi[38]	135	$\Sigma^- - Be$	$\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda K^- \pi^+ \pi^+$	13 ± 5 ($x_F > 0,6$)	$n = 1,7 \pm 0,7$ $\beta = 1,1_{-0,4}^{+0,7}$
CERN, ACCMOR (NA-11) Bailey[39] Bailey[40] Bailey[41]	175; 200 120 150 200	$\pi^- - Be$ $\pi^- - Be$ $p - Be$ $\pi^- - Be$	$D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ $\bar{D}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ $\rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$	$\sigma(D\bar{D}) =$ $48 \pm 15 \pm 24$ $30 \pm 18 \pm 15$ $< 8(90\%CL)$ $< 64(90\%CL)$ $< 37(90\%CL)$ $< 51(90\%CL)$ $< 49(90\%CL)$ $\sigma(D\bar{D}) =$ $25 \pm 4 \pm 11$	1e триггер от распада парной очарованной частицы $n = 0,8 \pm 0,4$ $\beta = 1,1$ $n = 2,9 \pm 0,6$ $\beta = 1_{-0,1}^{+0,2}$
FNAL, E567 Fitch[42]	200	$\pi^- - Be$	$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ $\hookrightarrow K^- \pi^+$	$4,2 \pm 1,4$	$n = 3$ $\beta = 1,1$
FNAL Koester[43]	217	$\pi^- - p$	$D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$	$6 - 10$	1μ триггер
CERN, NA18 Badertscher[44]	340	$\pi^- - C_3F_8$	$D^\pm, D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K\{n\pi\}$	28 ± 11	$n = 0,7_{-0,7}^{+0,9}$ $\beta = 2,5$
CERN, ISR Iriou[45] Drijard[46] Drijard[47]	$\sqrt{s} = 63$	$p - p$	$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ $D^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+$ $\hookrightarrow K^- \pi^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*0} p$ $\hookrightarrow K^- \pi^+$	840 ± 320 $1400 - 4100$ $190 - 380$	$\bar{D} \rightarrow e^-$ триггер

Таблица 1.3: Сечения образования $c\bar{c}$ -пар, полученные в экспериментах NA25 и E630. Смысл комментариев такой же, как в таблице 1.2.

Эксперимент	Энергия (ГэВ/с)	Пучок – Мишень	Сечение (мкбн/нуклон)	Комментарии
CERN, NA25 Cobbaert[48] Erriquez[49]	200 360	$p - C_3F_8$	$3, 6_{-1,7}^{+2,3}$ $23, 3_{-7,7}^{+10}$	1μ триггер $n = 3, 0$ $\beta = 1, 1$
FNAL, E630 Tzeng[50]	280	$n - He\&Ne$ (9 : 1)	3 – 19	1μ триггер

Это подразумевает, что его разрешающая способность должна быть порядка десятка микрон. В различных экспериментах для этой цели были использованы:

LEBC (LExan Bubble Chamber): небольшая, быстроциклирующая пузырьковая камера с высоким пространственным разрешением $\simeq 2,5$ мкм. Эта камера была использована сначала в экспериментах NA16, NA27 в CERN, а затем в эксперименте E743 во FNAL.

Эмульсии: в эксперименте WA75 использовалась эмульсия обеспечивающая разрешение 20 мкм, а в E653 эмульсия с разрешением 5 мкм.

Полупроводниковые детекторы: в эксперименте NA32 разрешение вершинного детектора составляло 5 – 8 мкм, в экспериментах WA82, WA89 – 10 мкм и в E769, E791 – 20 мкм.

Высокая разрешающая способность этих детекторов позволила значительно улучшить соотношение сигнал/фон. Так как, во-первых, отбираются только те события, которые имеют распад с характерным для очарованных частиц временем жизни. Во-вторых, отбор частиц, выходящих из хорошо определенной вершины, позволяет во много раз снизить возможный комбинаторный шум (события с рождением очарования характеризуются высоким числом образующихся частиц). При этом, эффективность реги-

страции очарованных частиц превышает 50% (что зависит от пространственного разрешения детектора и типа регистрируемых частиц), а фон уменьшается примерно в 100 раз. Установленный вслед за одним из этих детекторов спектрометр обеспечивает идентификацию типа и определяет импульс заряженных частиц, образующихся от распада очарованной частицы.

Результаты, полученные в этих экспериментах, приведены в таблицах 1.4 – 1.6 и более детально будут обсуждаться в разделе 1.3.

Таблица 1.4: Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах второго поколения на протонных пучках. Предполагается линейная зависимость сечения от атомного номера мишени. Дифференциальные сечения параметризуются формулой: $E \frac{d\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-\beta p_t^2)$.

Ссылка	Энергия (ГэВ/с)	Мишень	Частица	Сечение (мкбн/нуклон)	Параметры дифференциального сечения	
CERN, ACCMOR Collaboration				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
NA32[51]	200	<i>Si</i>	<i>allD</i>	$1,5 \pm 0,7 \pm 0,1$	$5,5^{+2,1}_{-1,8}$	$1,4^{+0,6}_{-0,4}$
FNAL, E769 Collaboration				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E769[52]	250	<i>Be; Cu; Al; W</i>	<i>allD</i> D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- D^{*+}/D^{*-} D_s/\bar{D}_s $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$5,6 \pm 1,3 \pm 0,5$ $3,2 \pm 0,4 \pm 0,3$ $1,8 \pm 0,6 \pm 0,1$ $> 0,5; < 2,5^{(a)}$ $> 5,0; < 21,2^{(a)}$	$6,1 \pm 0,7$	$1,08 \pm 0,09$
CERN, LEBC-EHS Collaboration				$-1 < x_F < 1$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
NA16[53]	360	<i>p</i>	D^0/\bar{D}^0 D^+/D^-	$10,2^{+7,9}_{-4,3} \quad (b)$ $5,3^{+2,4}_{-1,6} \quad (b)$		
NA27[54]	400	<i>p</i>	<i>allD</i> D^0 \bar{D}^0 D^+ D^- D^{*0}/\bar{D}^{*0} D^{*+}/D^{*-} D_s/\bar{D}_s $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$ D^+D^- $D^+\bar{D}^0 \& c.c.$ $D^0\bar{D}^0$	$30,2 \pm 3,3$ $10,5 \pm 1,9$ $7,9 \pm 1,7$ $5,7 \pm 1,1$ $6,2 \pm 1,1$ $5,8 \pm 2,7$ $9,2 \pm 2,4$ $1,2 \pm 0,7^{(d)}$ $27^{+36}_{-18} \quad (c)$ $2,5 \pm 0,7$ $6,2 \pm 1,3$ $5,9 \pm 1,4$	$4,9 \pm 0,5$ $5,5 \pm 1,2$ $8,1 \pm 1,9$ $3,1 \pm 0,8$ $5,4 \pm 1,2$	$0,99 \pm 0,09$ $1,2 \pm 0,2$ $1,6 \pm 0,4$ $0,76 \pm 0,15$ $0,96 \pm 0,18$
FNAL Experiment 653				$-1 < x_F < 1$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E653[55]	800	эмульсия	<i>allD</i> D^0/\bar{D}^0 D^+/D^-	$38 \pm 3 \pm 13$ $38 \pm 9 \pm 14$	$6,9^{+1,9}_{-1,8}$	$0,84^{+0,10}_{-0,08}$
FNAL, LEBC - MPS Collaboration				$-1 < x_F < 1$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E743[56]	800	<i>p</i>	<i>allD</i> D^0/\bar{D}^0 D^+/D^-	$48^{+10}_{-8} \pm 12$ $22^{+9}_{-7} \pm 5$ $26 \pm 4 \pm 6$	$8,6 \pm 2,0$	$0,8 \pm 0,2$
FNAL Experiment 789				$-1 < x_F < 1$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E789[57]	800	<i>Be, Au</i>	D^0/\bar{D}^0	$17 \pm 0,9 \pm 3,4$		$0,91 \pm 0,12$

(a) Неравенства определяют доверительный интервал для 90% уровня достоверности.

(b) Значение сечения приведено для $x_F > 0$.

(c) Сечение пересчитано с использованием величины $Br(\Lambda_c \rightarrow pK^-\pi^+) = 4,4 \pm 0,6\% [1]$.

(d) Сечение пересчитано с использованием величины $Br(D_s^+ \rightarrow 3\&4charged) = 60\% [1]$.

Таблица 1.5: Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах на π -мезонных пучках. Предполагается линейная зависимость сечения от атомного номера мишени. Дифференциальные сечения параметризуются формулой: $E \frac{d\sigma}{dx_F dp_T^2} \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-\beta p_T^2)$.

Ссылка	Энергия (ГэВ/с)	Пучок – Мишень	Частица	Сечение (мкбн/нуклон)	Параметры дифференциального сечения						
CERN, ACCMOR Collaboration				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$					
NA32[51]	200	$\pi^- - Si$	<i>allD</i>	$6, 7^{+0,8}_{-0,7} \pm 0, 4^{(a)}$	$2, 5^{+0,4}_{-0,3}$	$1, 06^{+0,12}_{-0,11}$					
			D^0/\bar{D}^0	$3, 3^{+0,5}_{-0,4} \pm 0, 3$							
			D^+/D^-	$1, 7^{+0,4}_{-0,3} \pm 0, 1$							
			$D_{leading}$	$2, 3^{+0,4}_{-0,3} \pm 0, 1$			$2, 1^{+0,5}_{-0,4}$	$1, 22^{+0,20}_{-0,17}$			
			$D_{non-lead}$	$3, 2^{+0,5}_{-0,4} \pm 0, 2$			$3, 3^{+0,6}_{-0,5}$	$0, 91^{+0,12}_{-0,11}$			
			D^{*+}/D^{*-}	$2, 4 \pm 0, 6 \pm 0, 2$			$2, 8^{+1,1}_{-0,9}$	$0, 9^{+0,3}_{-0,2}$			
			NA32[58]	230			$\pi^- - Cu$	<i>allD</i>	$9, 5 \pm 0, 4 \pm 1, 9$	$3, 74 \pm 0, 23$	$0, 83 \pm 0, 03$
D^0/\bar{D}^0	$6, 3 \pm 0, 3 \pm 1, 2$	$3, 72^{+0,28}_{-0,27}$			$0, 82 \pm 0, 04$						
D^+/D^-	$3, 2 \pm 0, 2 \pm 0, 7$	$3, 77^{+0,41}_{-0,39}$			$0, 86 \pm 0, 06$						
$D_{leading}$		$3, 23^{+0,30}_{-0,28}$			$0, 74 \pm 0, 04$						
$D_{non-lead}$		$4, 34^{+0,36}_{-0,35}$			$0, 95 \pm 0, 05$						
D^{*+}/D^{*-}	$3, 4 \pm 0, 3 \pm 0, 8$	$3, 14^{+0,40}_{-0,39}$			$0, 79 \pm 0, 07$						
$D_{leading}^*$		$2, 62^{+0,53}_{-0,49}$			$0, 71 \pm 0, 09$						
$D_{non-lead}^*$		$3, 83^{+0,66}_{-0,62}$			$0, 90 \pm 0, 11$						
D_s/\bar{D}_s	$1, 5 \pm 0, 2 \pm 0, 2^{(b)}$	$3, 90^{+0,93}_{-0,86}$			$0, 59^{+0,10}_{-0,09}$						
$\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$4, 1 \pm 0, 5 \pm 0, 7^{(c)}$	$3, 52^{+0,51}_{-0,49}$			$0, 84^{+0,09}_{-0,08}$						
FNAL, E769 Collaboration					$x_F > 0$	n		$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$			
E769[52]	210	$\pi^- - Be;$ $Cu; Al; W$			D^0/\bar{D}^0	$6, 3 \pm 0, 9 \pm 0, 3$		$3, 9 \pm 0, 2$	$1, 03 \pm 0, 04$		
					D^+/D^-	$1, 7 \pm 0, 3 \pm 0, 1$					
	250	$\pi^- - Be;$ $Cu; Al; W$	<i>allD</i>		$4, 2 \pm 0, 3$	$1, 08 \pm 0, 06$					
			D^0/\bar{D}^0	$8, 2 \pm 0, 7 \pm 0, 5$	$3, 7 \pm 0, 2$	$0, 99 \pm 0, 04$					
			D^+/D^-	$3, 6 \pm 0, 2 \pm 0, 2$	$3, 7 \pm 0, 3$	$1, 07 \pm 0, 05$					
			$D_{leading}$		$4, 0 \pm 0, 3$	$0, 99 \pm 0, 05$					
			$D_{non-lead}$		$3, 3 \pm 0, 3$	$1, 05 \pm 0, 14$					
			D^-		$4, 4 \pm 0, 3$	$0, 92 \pm 0, 06$					
			D^+		$3, 5 \pm 0, 3$	$0, 70 \pm 0, 08$					
			D^{*+}/D^{*-}	$2, 7 \pm 0, 3 \pm 0, 2$	$2, 9 \pm 0, 4$	$0, 58 \pm 0, 09$					
			$D_{leading}^*$		$4, 1 \pm 0, 5$	$0, 79 \pm 0, 09$					
			$D_{non-lead}^*$								
	D_s/\bar{D}_s	$2, 1 \pm 0, 4 \pm 0, 2$									
	$\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$> 1, 7; < 5, 2^{(d)}$									
	250	$\pi^+ - Be;$ $Cu; Al; W$	D^0/\bar{D}^0	$5, 7 \pm 0, 8 \pm 0, 4$	$4, 03 \pm 0, 18$	$1, 08 \pm 0, 05$					
			D^+/D^-	$2, 6 \pm 0, 3 \pm 0, 2$							
			D^{*+}/D^{*-}	$3, 1 \pm 0, 5 \pm 0, 3$							
D_s/\bar{D}_s			$2, 0 \pm 0, 6 \pm 0, 2$								
$\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$			$> 1, 7; < 10, 6^{(d)}$								
250	$\pi^\pm - Be;$ $Cu; Al; W$	<i>allD</i>		$4, 03 \pm 0, 18$	$1, 08 \pm 0, 05$						
		D^0/\bar{D}^0	$7, 2 \pm 0, 5 \pm 0, 4$								
		D^+/D^-	$3, 2 \pm 0, 2 \pm 0, 2$								
		D^{*+}/D^{*-}	$2, 8 \pm 0, 3 \pm 0, 2$								
		D_s/\bar{D}_s	$2, 0 \pm 0, 4 \pm 0, 2$								
$\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$3, 3 \pm 1, 1 \pm 0, 5$										

Таблица 1.5: (Продолжение)

Ссылка	Энергия (ГэВ/с)	Пучок – Мишень	Частица	Сечение (мкбн/нуклон)	Параметры дифференциального сечения	
CERN, LEBC-EHS Collaboration				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
NA27[59]	360	$\pi^- - p$	<i>allD</i> D^0/\bar{D}^0 D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- D_{leading} $D_{\text{non-lead}}$ D^{*0}/\bar{D}^{*0} D^{*+}/D^{*-} $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$10,1 \pm 2,2$ $24,3 \pm 5,5^{(e)}$ $5,7 \pm 1,5$ $7,3 \pm 2,9$ $5,0_{-1,8}^{+2,3}$ 4 ± 4	$3,8 \pm 0,6$ $1,8_{-0,5}^{+0,6}$ $7,9_{-1,4}^{+1,6}$ $4,3_{-1,5}^{+1,8}$	$1,18_{-0,16}^{+0,18}$ $0,9 \pm 0,4$
FNAL Experiment 706				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E706[60]	515	$\pi^- -$ <i>Be; Cu</i>	D^+/D^- D^+/D^-	$11,4 \pm 2,7 \pm 3,3$ $16,6 \pm 4,5 \pm 4,8^{(e)}$		f
FNAL Experiment 653				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E653[61]	600	$\pi^- -$ эмульсия	<i>allD</i> D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- D^{*+}/D^{*-}	$22,05 \pm 1,37 \pm 4,82$ $8,66 \pm 0,46 \pm 1,96$ $7,78 \pm 1,46 \pm 1,99$	$4,25 \pm 0,24$ $\pm 0,23$ $4,15_{-0,35}^{+0,35}$ $4,48_{-0,40}^{+0,42}$	$0,76 \pm 0,03$ $\pm 0,03$ $0,76_{-0,05}^{+0,06}$ $0,75_{-0,05}^{+0,05}$

- (^a) Приведенное значение взято из более поздней публикации той же коллаборации [58], где указано, что в [51] имеется неточность при вычислении полного сечения.
- (^b) Сечение пересчитано с использованием величины $Br(D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+) = 4,6 \pm 1,2\%$ [1].
- (^c) Сечение пересчитано с использованием величины $Br(\Lambda_c \rightarrow p K^- \pi^+) = 4,4 \pm 0,6\%$ [1].
- (^d) Неравенства определяют доверительный интервал для 90% уровня достоверности.
- (^e) Значение сечения приведено для $-1 < x_F < 1$.
- (^f) В данной работе исследуется образование D^\pm мезонов при больших поперечных импульсах от 1 ГэВ до 8 ГэВ. Измеренное дифференциальное сечение сравнивается с результатами предсказаний программы RYTHIA [79].

Таблица 1.6: Сечения образования очарованных частиц, полученные в экспериментах на K и Σ^- пучках. Предполагается линейная зависимость сечения от атомного номера мишени. Дифференциальные сечения параметризуются формулой: $E \frac{d\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-\beta p_t^2)$.

Ссылка	Энергия (ГэВ/с)	Пучок – Мишень	Частица	Сечение (мкбн/нуклон)	Параметры дифференциального сечения	
CERN, ACCMOR Collaboration				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
NA32[51]	200	$K^- - Si$	$allD$ D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- $D_{leading}$ $D_{non-lead}$ D^{*+}/D^{*-} D_s/\bar{D}_s	$8,0_{-1,3}^{+1,9} \pm 0,5$ $3,9_{-0,9}^{+1,5} \pm 0,3$ $4,1_{-0,9}^{+1,2} \pm 0,3$ $3,4 \pm 1,7 \pm 0,3$ $5,2_{-1,9}^{+2,2} \pm 0,4^{(a)}$	$4,7 \pm 0,9$ $4,6_{-2,4}^{+3,5}$ $4,7_{-0,8}^{+0,9}$ $2,9_{-2,2}^{+2,9}$ $1,1_{-0,7}^{+0,9}$	$2,7_{-0,5}^{+0,7}$ $3,4_{-1,5}^{+2,6}$ $2,6_{-0,5}^{+0,7}$ $1,4_{-0,6}^{+1,4}$ $0,6 \pm 0,2$
NA32[58]	230	$K^- - Cu$	$allD$ D_s/\bar{D}_s $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$8,5 \pm 1,6 \pm 1,2$ $2,4 \pm 1,3 \pm 0,4^{(a)}$ $3,6 \pm 1,4 \pm 0,9^{(b)}$	$3,56_{-0,99}^{+1,08}$	$1,36_{-0,26}^{+0,32}$
FNAL, E769 Collaboration				$x_F > 0$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
E769[52]	210	$K^- - Be;$ $Cu; Al; W$	D^+/D^-	$3,3 \pm 1,0 \pm 0,2$		
	250	$K^- - Be;$ $Cu; Al; W$	D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- D^{*+}/D^{*-} D_s/\bar{D}_s $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$7,6 \pm 2,0 \pm 0,4$ $3,3 \pm 0,7 \pm 0,2$ $> 0,4; < 2,3^{(c)}$ $> 0,9; < 4,2^{(c)}$ $> 1,1; < 9,9^{(c)}$		
	250	$K^+ - Be;$ $Cu; Al; W$	D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- D^{*+}/D^{*-} D_s/\bar{D}_s $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$7,0 \pm 1,2 \pm 0,4$ $2,9 \pm 0,4 \pm 0,1$ $1,9 \pm 0,6 \pm 0,1$ $3,3 \pm 1,0 \pm 0,5$ $> 0,4; < 4,5^{(c)}$		
	250	$K^\pm - Be;$ $Cu; Al; W$	$allD$ D^0/\bar{D}^0 D^+/D^- D^{*+}/D^{*-} D_s/\bar{D}_s $\Lambda_c/\bar{\Lambda}_c$	$7,2 \pm 1,0 \pm 0,4$ $3,0 \pm 0,3 \pm 0,2$ $1,7 \pm 0,5 \pm 0,1$ $3,0 \pm 0,8 \pm 0,3$ $> 0,4; < 4,4^{(c)}$	$3,8 \pm 0,4$	$1,05 \pm 0,09$
CERN, Ω Collaboration				$x_F > 0,15$	n	$\beta(\text{ГэВ}/c)^{-2}$
WA89[62]	330	$\Sigma^- -$ $Cu; C$	D^+/D^-	$1,6 \pm O(1)$	$6,3 \pm 0,9$	$1,2 \pm 0,2$

^(a) Сечение пересчитано с использованием величины $Br(D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+) = 4,6 \pm 1,2\%$ [1].

^(b) Сечение пересчитано с использованием величины $Br(\Lambda_c \rightarrow p K^- \pi^+) = 4,4 \pm 0,6\%$ [1].

^(c) Неравенства определяют доверительный интервал для 90% уровня достоверности.

1.2 Теоретические расчеты рождения очарованных частиц.

Возможность адекватного описания рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях является одним из наиболее сильных тестов квантовой хромодинамики (КХД), т.к. рождения тяжелых кварков на основе „доквантовохромодинамических” моделей предсказывают крайне низкую вероятность их образования [63]. Например, в рамках статистической модели вероятность образования частицы массой m дается выражением $P \sim e^{-2m/T}$, где T — универсальная температура (≈ 160 МэВ) и для относительного выхода π , K , D мезонов ожидается следующее соотношение $\pi : K : D = 1 : 0,13 : 10^{-5}$. Рассмотрение рождения очарованного кварка как вероятности разрыва кварковой струны на пару тяжелых кварков, то есть как эффект туннелирования, дает еще более сильное ограничение: $u : d : s : c = 1 : 1 : 0,33 : 10^{-10}$. Расчеты же на основе КХД приводят к значению сечения рождения очарованных частиц на уровне 10^{-3} от сечения рождения π -мезонов в адронных взаимодействиях.

Детальное обсуждение теоретических расчетов рождения очарованных частиц в КХД теории возмущений содержится в обзоре [64]. Ниже приведены основные результаты таких расчетов и обсуждаются присущие им неоднозначности и неопределенности.

Расчет рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях в рамках партонного представления о структуре адрона включает три основных независимых друг от друга элемента:

1. партоны (кварки и глюоны) внутри взаимодействующих адронов распределены независимо друг от друга;
2. между партонами из начальных адронов происходит процесс жесткого

взаимодействия, в результате которого образуется c -кварк;

3. в образующейся после соударения струе протекают процессы адронизации, приводящие к образованию очарованных частиц.

Оставив на время в стороне вопросы, связанные с процессами адронизации, запишем сечение образования c -кварка:

$$\sigma = \sum_{ij} \int_{m_c^2/S}^1 dx_1 \int_{m_c^2/x_1 S}^1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \tilde{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 S, m_c, Q^2). \quad (1.1)$$

Здесь подразумевается суммирование по всем возможным партонам и f_i и f_j — распределение соответствующих партонов в сталкивающихся адронах. Эти распределения называются структурными функциями и зависят от относительного импульса партонов x_i . Зависимость структурных функций от масштабного параметра шкалы масс¹ Q определяется эволюционным уравнением Альтарелли-Паризи [65]. Сечение взаимодействия двух партонов $\tilde{\sigma}_{ij}$ зависит от квадрата их полной энергии в системе центра масс (СЦМ): $x_1 x_2 S$, где S — квадрат полной энергии взаимодействующих адронов в СЦМ.

Структурные функции кварков, входящие в уравнение (1.1), берутся либо из данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов, либо из данных по нейтринным взаимодействиям. В настоящее время существует целый ряд параметризаций, позволяющих приблизительно с одинаковой точностью вычислять структурные функции кварков в нуклонах. Однако глюонные структурные функции плохо определены.

Сечение взаимодействия двух отдельных партонов вычисляется с использованием КХД теории возмущений, и ниже приводятся основные результаты таких вычислений.

¹для этого параметра также часто используется обозначение μ .

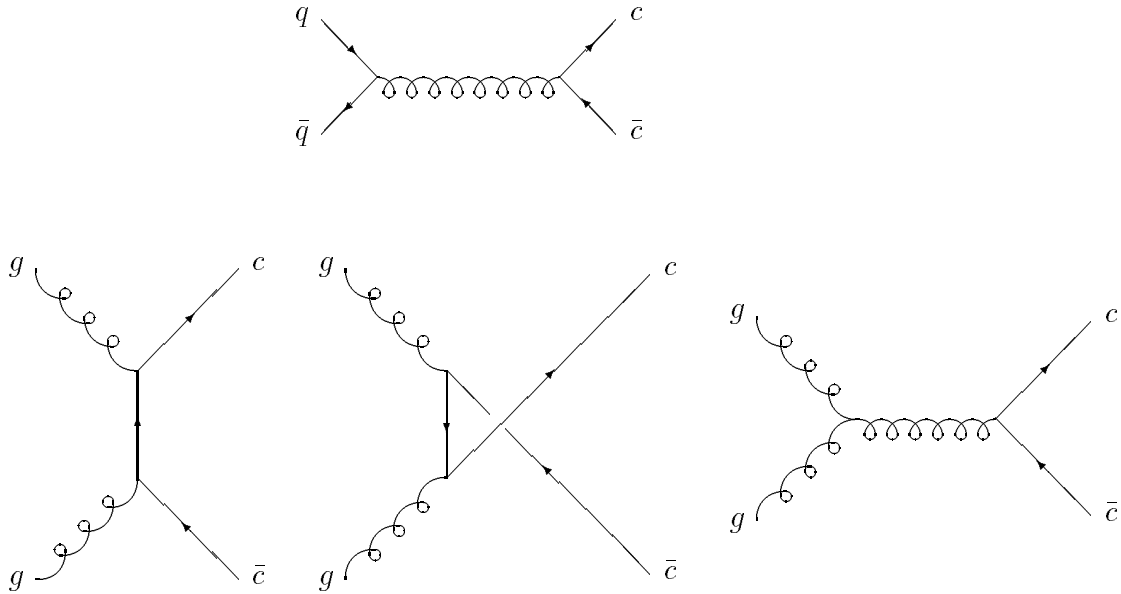


Рис. 1.1: Диаграммы образования c -кварка в главном порядке теории возмущений КХД.

1.2.1 Главный порядок теории возмущений.

Расчет сечения образования c -кварка в главном порядке теории возмущений КХД был выполнен в работах [66]. Соответствующие фейнмановские диаграммы показаны на рис.1.1. Дифференциальное и полное сечение процесса $q + \bar{q} \rightarrow c + \bar{c}$, где $q(\bar{q})$ – легкий кварк, массой которого можно пренебречь, а $c(\bar{c})$ – очарованный кварк с массой m_c , может быть получено сравнением с хорошо известным из квантовой электродинамики результатом для реакции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ [67]. Сравнивая два Лагранжиана и вводя для КХД случая „цветовой” множитель $4/3$, учитывающий суммирование по конечным цветам и усреднение по начальным, легко получить:

$$s^2 \frac{d^2\sigma}{dt_1 du_1} = \frac{4\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3} \left[\frac{t_1^2 + u_1^2}{s^2} + \frac{2m_c^2}{s} \right] \delta(s + t_1 + u_1), \quad (1.2)$$

и

$$\sigma(s, m_c^2) = \frac{8\pi\alpha_s^2(Q^2)}{27s^2}(s + 2m_c^2)\beta. \quad (1.3)$$

В этих формулах использованы обозначения: $t_1 = t - m_c^2$, $u_1 = u - m_c^2$, а s, t, u – стандартные инварианты; $\beta = \sqrt{1 - 4m_c^2/s}$ и $\alpha_s(Q^2)$ – бегущая константа сильного взаимодействия логарифмически зависящая от Q^2 :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (1.4)$$

Здесь Λ – универсальная константа, определяющая масштаб адронных размеров, а n_f – число ароматов (сортов) кварков, массы которых меньше Q .

Для реакции $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ цветовая структура более сложна, и дифференциальное сечение записывается выражением:

$$s^2 \frac{d^2\sigma}{dt_1 du_1} = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{16} \left\{ 3 \left(1 - \frac{2t_1 u_1}{s^2} \right) - \frac{1}{3} \right\} \\ \times \left[\frac{t_1}{u_1} + \frac{u_1}{t_1} + \frac{4m_c^2 s}{t_1 u_1} \left(1 - \frac{m_c^2 s}{t_1 u_1} \right) \right] \delta(s + t_1 + u_1), \quad (1.5)$$

а полное сечение:

$$\sigma(s, m_c^2) = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3s} \left\{ \left(1 + \frac{4m_c^2}{s} + \frac{m_c^4}{s^2} \right) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - \left(7 + \frac{31m_c^2}{s} \right) \frac{\beta}{4} \right\}. \quad (1.6)$$

Эти формулы, после свертки со структурными функциями партонов в соответствии с формулой (1.1), могут быть использованы для вычисления сечения рождения пары очарованных частиц. Кривые на рис.1.2 соответствуют структурным функциям в параметризации Дюка и Оуинса [68] и массе c -кварка 1,3 ГэВ. Наилучшее согласие с экспериментальными данными для рождения очарованных частиц в $p-p$ взаимодействиях в области 400 ГэВ достигается при значении массы $m_c \approx 1, 2$ ГэВ. Столь низкое зна-

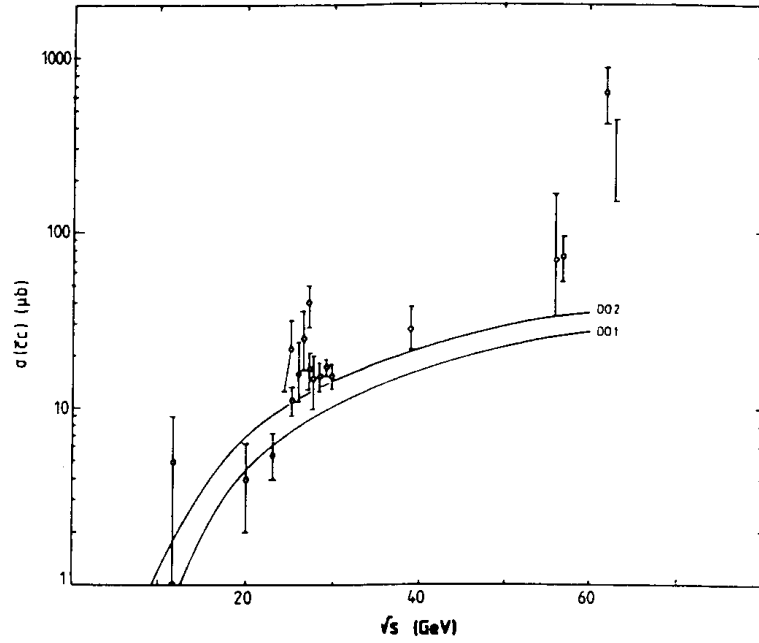


Рис. 1.2: Полное сечение образования $c\bar{c}$ пар в pp или pn взаимодействиях. Кривые соответствуют теоретическим расчетам сечения в Борновском приближении теории КХД с $m_c = 1,3$ ГэВ и $Q^2 = 2m_c^2$. В расчетах использовались структурные функции нуклонов в параметризации Дюка и Оуинса [68]. (Рисунок взят из работы [17].)

чение m_c один из недостатков представленных результатов.

Необходимо также отметить, что в этих формулах зависимость от Q^2 проявляется лишь в виде зависимости от $\alpha_s(Q^2)$. Каких-либо существенных физических критериев для выбора значения масштабного параметра шкалы масс не существует, и следовательно, изменение Q^2 не должно приводить к значительным изменениям в значении сечения. Учет высших порядков КХД теории должен приводить к уменьшению чувствительности от Q^2 .

1.2.2 Второй порядок теории возмущений.

Полное вычисление следующего по α_s порядка теории возмущений КХД для сечения взаимодействия двух партонов $\tilde{\sigma}$ было проведено в работах [69, 70]. В этих вычислениях было учтено большое количество дополнительных диаграмм, имеющих α_s^3 порядок малости. При их вычислении возникают три типа расходимостей: ультрафиолетовые расходимости, инфракрасные и массовая сингулярность. На практике устранение этих расходимостей сопряжено с громоздкими вычислениями и, кроме того, в высоких порядках теории КХД сечение $\tilde{\sigma}$ и структурные функции зависят от схемы используемой для ренормализации и факторизации массовой сингулярности. Обычным является выбор модифицированной схемы минимального вычитания (\overline{MS}) [71].

Сечение взаимодействия двух партонов записывается в виде так называемого масштабного отношения:

$$\tilde{\sigma}_{ij}(s, m_c, Q^2) = \frac{\alpha_s^2}{m_c^2} \left[f_{i,j}^{(0)}(\eta) + 4\pi\alpha_s \left\{ f_{i,j}^{(1)}(\eta) + \bar{f}_{i,j}^{(1)}(\eta) \ln \frac{Q^2}{m_c^2} \right\} \right], \quad (1.7)$$

где безразмерные функции $f_{i,j}^{(0)}(\eta)$, $f_{i,j}^{(1)}(\eta)$ представляют собой главный порядок и первую поправку по α_s соответственно. Функция $\bar{f}_{i,j}^{(1)}(\eta)$ появляется при отклонении масштабного параметра Q^2 от значения m_c^2 . Зависимость сечения от энергии дается отношением η :

$$\eta = \frac{s}{4m_c^2} - 1. \quad (1.8)$$

На рис.1.3 представлены результаты расчетов функций $f_{g,g}(\eta)$ в \overline{MS} схеме для глюон-глюонного рассеяния, которое доминирует в процессах образования $c\bar{c}$ пар при больших энергиях. Борновское приближение, функция

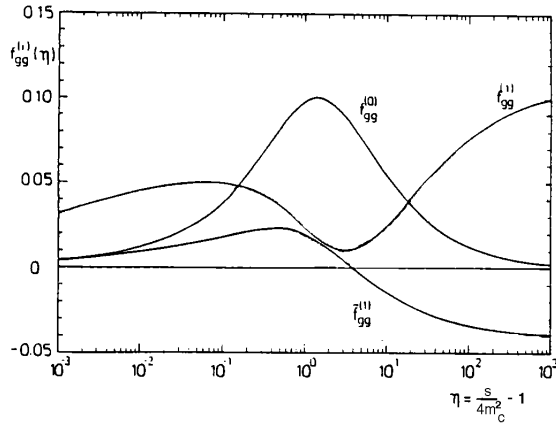


Рис. 1.3: Зависимость функций $f_{g,g}(\eta)$ для глюон-глюонного рассеяния от энергии. (Рисунок взят из работы [64].)

$f_{g,g}^{(0)}(\eta)$, уменьшается при малых и больших η . Однако, поправка $f_{g,g}^{(1)}(\eta)$ велика на краях этой области. Функция же $\bar{f}_{g,g}^{(1)}(\eta)$ меняет знак в средней области значений η . Поскольку выбор масштабного параметра не фиксирован, логарифм, стоящий при этой функции, $(\ln \frac{Q^2}{m_c^2})$ может быть как положительный, так и отрицательный. Следовательно $\bar{f}_{g,g}^{(1)}(\eta)$ может как увеличить, так и ослабить поправку при больших и малых значениях η . Это одна из причин сильной зависимости сечения от Q^2 .

Необходимо отметить, что сами функции $f_{g,g}(\eta)$ не являются физическими величинами. Только после свертки с соответствующими структурными функциями для \overline{MS} схемы вычисляется измеряемое в эксперименте сечение. Такие расчеты показали, что с учетом членов второго порядка полное сечение взаимодействия увеличивается почти в три раза, что приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными при значении массы c -кварка 1,5 ГэВ (рис.1.4).

Тем не менее, в теоретических предсказаниях имеется целый ряд неопределенностей. Во-первых, как следует из сравнения главных членов и членов второго порядка, ряд теории возмущений КХД медленно сходится.

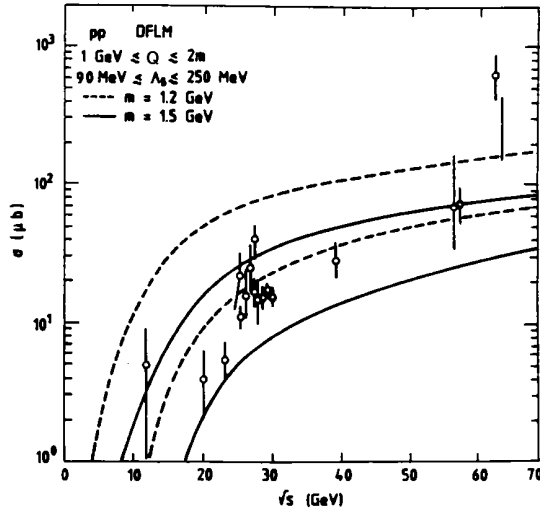


Рис. 1.4: Зависимость полного сечения образования $c\bar{c}$ пар от энергии. Заметим, что сечение сильно зависит от выбора параметра шкалы масс Q и массы c -кварка. Структурные функции нуклонов взяты в параметризации DFLM [73], в которой учтены члены второго порядка КХД теории. (Рисунок взят из работы [72].)

Во-вторых, результаты вычислений сильно зависят от выбора (неизвестного) параметра шкалы ренормализации (и факторизации) Q . В общем случае, с ростом порядка учитываемых членов зависимость от Q должна уменьшаться. Однако, этого не происходит (см. рис.1.5), что значительно снижает точность получаемых результатов. В третьих, вычисления, проводимые с помощью конечного ряда теории возмущений, ограничены кинематической областью, в которой масса кварка m_c и другие типичные характеристики изучаемого процесса, такие как \sqrt{S} , p_t и т.п., имеют один порядок величины и значительно превышают Λ . Это, в частности, накладывает ограничение на применимость полученных результатов в области малых x_F .

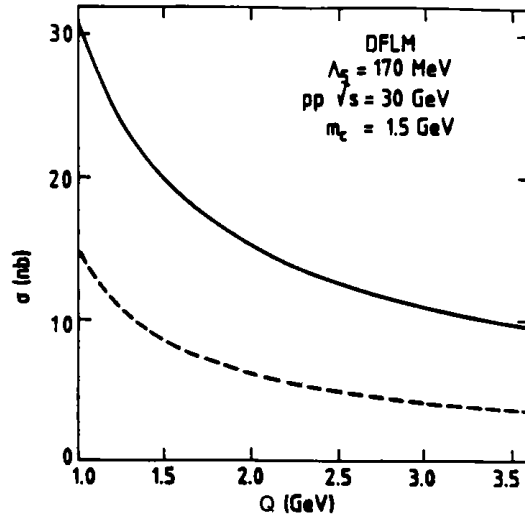


Рис. 1.5: Зависимость полного сечения образования $c\bar{c}$ пар вычисленного в Борновском приближении (штриховая кривая) и с учетом членов второго порядка малости (непрерывная кривая) от параметра шкалы масс Q . Структурные функции нуклонов взяты в параметризации DFLM [73]. (Рисунок взят из работы [72].)

1.2.3 Адронизация и другие непертурбативные эффекты.

В описываемых выше процессах главное внимание уделялось инклюзивному образованию c -кварка, и вопрос о том, как кварки переходят в адроны не рассматривался. Для корректного описания образования очарованной частицы требуются дополнительные непертурбативные вычисления. Наиболее часто для этой цели используются программы численного моделирования на основе методов Монте Карло. Эти программы базируются на трех основных моделях фрагментации: струнной, кластерной и независимой (модель Филда-Фейнмана [74]). Обзор этих моделей содержится в работе [75]. Отметим лишь некоторые программы генерации адрон-адронных взаимодействий, в которых они реализуются: ISAJET[76]

— независимая фрагментация, FRITIOF[77], JETSET[78], PYTHIA[79] — струнная модель и HERWIG[80], PCM[81] — кластерная модель.

Из-за небольшой массы c -кварка можно ожидать, что непертурбативные эффекты могут играть важную роль. Один из таких эффектов, часто присутствующий в вычислениях, связан с учетом внутреннего момента партонов в сталкивающихся адронах. Так в работе [70] этот эффект учитывается на основе Монте Карло метода. Для каждого события сначала осуществляется переход в систему центра масс образующейся пары $c\bar{c}$ -кварков в которой суммарный поперечный момент $\vec{p}_t(c\bar{c})$ равен нулю. Затем осуществляется второе преобразование, в результате которого пара приобретает поперечный импульс $\vec{p}_t(c\bar{c}) = \vec{k}_t(1) + \vec{k}_t(2)$, где $\vec{k}_t(1)$ и $\vec{k}_t(2)$ — поперечные импульсы сталкивающихся партонов. Последние разыгрываются в соответствии с распределением Гаусса: $\exp(-k_t^2/\langle k_t^2 \rangle)/\langle k_t^2 \rangle$, где параметр $\langle k_t^2 \rangle$ имеет типичное значение $\langle k_t^2 \rangle \approx 1$ ². Учет этого эффекта приводит, в частности, к тому, что распределение по p_t^2 для одиночных кварков становится более энергетичным.

1.3 Основные результаты.

Инклюзивное образование очарованных частиц характеризуется тремя физическими величинами: полным сечением образования и распределениями по продольному и поперечному импульсу. В разделах 1.3.1–1.3.2 обсуждаются результаты измерений этих величин. Последний раздел 1.3.3 посвящен вопросу зависимости сечения от атомного веса мишени, что особенно важно при сравнении результатов экспериментов с разными мишенями.

1.3.1 Полное сечение.

Теоретические расчеты дают оценку величины полного сечения образования $c\bar{c}$ -пар — $\sigma_{c\bar{c}}$. В экспериментах же (см. таблицы 1.4 – 1.6) измеряют значения полного сечения для отдельных очарованных частиц, причем зачастую в области $x_F > 0$. Поэтому непосредственное сравнение экспериментальных результатов и теоретических расчетов затруднено. Оценку величины $\sigma_{c\bar{c}}$ на основании экспериментальных данных часто осуществляют с использованием следующих предположений (см. например [82, 83]):

- Сечение $\sigma_{c\bar{c}}$ определяется сечением образования $D\bar{D}$ -пар. Сечение образования Λ_c и D_s -мезонов достаточно малы и ими можно пренебречь.¹
- Сечение образования $D\bar{D}$ -пар получается из сечения образования синглетных D/\bar{D} -мезонов делением на два, что, вообще говоря, непосредственно следует из предыдущего утверждения. (Сечения образования пар $\Lambda_c\bar{D}$, $\bar{\Lambda}_c D$ и т.п. малы.)
- Для отношения $\sigma(all\ x_F)/\sigma(x_F > 0)$ используются теоретические предсказания. В случае протон-нуклонных столкновений — 2, и $\sim 1,6$ для пион-нуклонных взаимодействий², причем эти величины не зависят от энергии взаимодействия [70].

Такие оценки величины $\sigma_{c\bar{c}}(D\bar{D})$, для экспериментов с π -мезонными пучками, сделанные на основании данных, собранных в таблице 1.5, приведены в третьей колонке таблицы 1.7. Очевидно, что наибольшая неопреде-

¹Очевидно, что сечение образования более чем пары очарованных частиц пренебрежимо мало. В эксперименте NA27 [54] оценка этой величины составляет: $\sigma(pp \rightarrow 4charm)/\sigma(pp \rightarrow 2charm) < 1,5\%$ (90%CL).

²Заметим, что имеющиеся данные для K -мезонных пучков трудно использовать для интерпретация полученных данных в виде сечения $\sigma_{c\bar{c}}$, так как функции распределений партонов этой частицы практически неизвестны.

ленность при использовании такой схемы связана с оценкой вклада сечений образования Λ_c и D_s . В настоящее время эти величины измерены с приемлемой точностью лишь в двух экспериментах на π -мезонных пучках: NA32 [58] (230 ГэВ π^- пучок) и E769 [52] (250 ГэВ π^\pm пучок).

$$\frac{\sigma(D_s)}{\sigma(allD)} = 0,16 \pm 0,05 \text{ (NA32)} \quad 0,19 \pm 0,04 \text{ (E769)}$$

$$\frac{\sigma(\Lambda_c)}{\sigma(allD)} = 0,43 \pm 0,13 \text{ (NA32)} \quad 0,32 \pm 0,12 \text{ (E769)}$$

Эти значения хорошо согласуются между собой и, следовательно, полученные оценки, для πN взаимодействий должны быть скорректированы на множитель $\sim 1,5$. Величина $\sigma_{c\bar{c}}(corrected)$ приведена в таблице 1.7 в четвертой колонке. Сюда же включен результат эмульсионного эксперимента WA75[84]. В работе [84] сразу приводится значение сечения $\sigma_{c\bar{c}}(corrected)$ в предположении $A^{0,87}$ зависимости от атомного веса мишени. Для более корректного сравнения с другими результатами, в таблице 1.7 указано пересчитанное значение сечения для случая линейной зависимости от A .

Для экспериментов на протонных пучках оценки полного сечения рождения очарованных частиц, приведены в таблице 1.8. В этом случае сечения образования Λ_c и D_s практически неизвестны. Так NA27 [54] даёт лишь весьма оценочные значения с большой ошибкой, а E769 [52] указывает только интервал возможных значений для 90% уровня достоверности. Тем не менее даже эта скудная информация указывает на то, что пренебрежение вкладом Λ_c и D_s частиц заведомо занижает получаемую оценку $\sigma_{c\bar{c}}$.

Таблица 1.7: Оценка сечения образования $c\bar{c}$ -пар в экспериментах с π -мезонным пучком.

Эксперимент	Энергия (ГэВ/ c)	$\sigma_{c\bar{c}}(D\bar{D})$ (мкбн/нуклон)	$\sigma_{c\bar{c}}(corrected)$ (мкбн/нуклон)
NA32[51]	200	$5,4^{+0,9}_{-0,8}$	$8,1^{+1,3}_{-1,2}$
E769[52]	210	$6,4 \pm 0,8$	$9,6 \pm 1,2$
NA32[58]	230	$7,6 \pm 1,5$	$12,1 \pm 1,7$
E769[52]	250	$8,3 \pm 0,6$	$12,6 \pm 1,1$
WA75[84]	350	—	$15,1^{+2,7}_{-2,3}$
NA27[59]	360	$12,6 \pm 2,1$	$18,9 \pm 3,2$
E653[61]	600	$24,6 \pm 4,3$	$36,9 \pm 6,5$

Таблица 1.8: Оценка сечения образования $c\bar{c}$ -пар в экспериментах с протонным пучком.

Эксперимент	Энергия (ГэВ/ c)	$\sigma_{c\bar{c}}$ (мкбн/нуклон)
HD[11]	70	$0,9^{+1,1}_{-0,9}$
NA32[51]	200	$1,5 \pm 0,7$
E769[52]	250	$8,8 \pm 1,5$
NA16[53]	360	$15,5^{+8,3}_{-4,6}$
NA27[54]	400	$15,1 \pm 1,7$
E653[55]	800	38 ± 11
E743[56]	800	24 ± 8

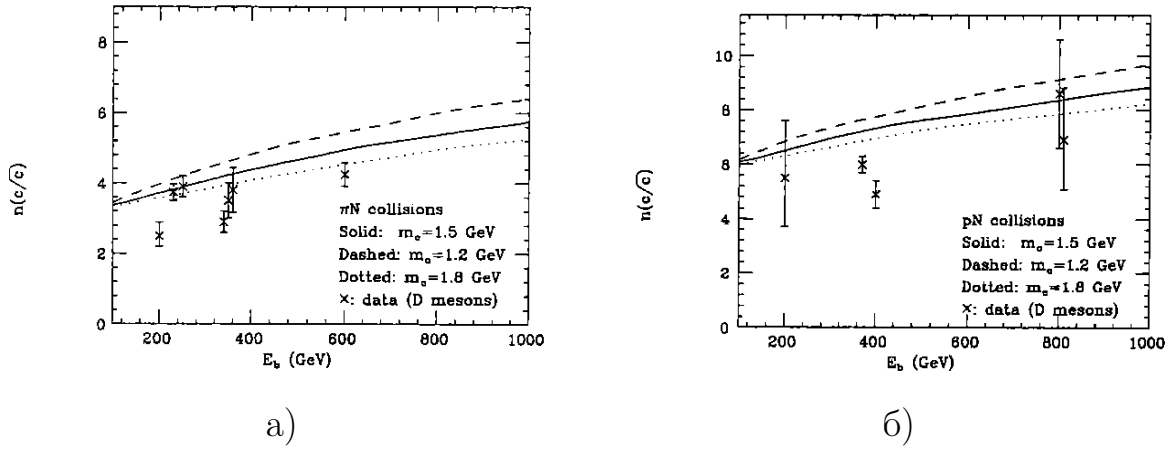


Рис. 1.6: Теоретическое предсказание значения параметра n для а) пион-нуклонных взаимодействий; б) протон-нуклонных взаимодействий. (Рисунки взяты из работы [82].)

1.3.2 Дифференциальное сечение.

Распределение по x_F

Распределение по продольному импульсу обычно выражается через Фейнмановскую переменную $x_F = p_{\parallel}^*/p_{max}^*$, представляющую собой отношение продольного импульса к максимально возможному импульсу в системе центра масс частицы. Зависимость дифференциального сечения от x_F часто параметризуется формулой:

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \sim (1 - x_F)^n.$$

При рассмотрении области больших $x_F \rightarrow 1$ такой вид параметризации был предсказан в работе [85]. Однако такая форма параметризации хорошо описывает данные и при достаточно малых значениях x_F .

В работе [82] для сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов, выполненных с точностью до второго порядка КХД теории, дан-

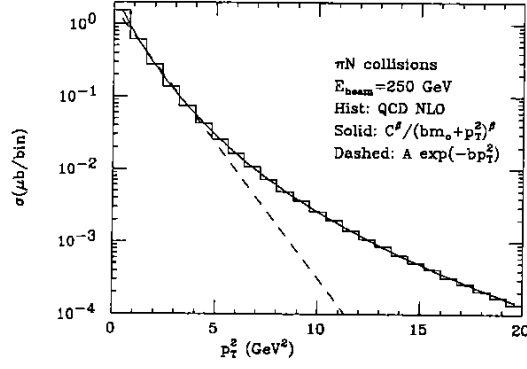


Рис. 1.7: Вычисленная с помощью КХД теории зависимость сечения от p_t^2 и ее фит с помощью экспоненциального и степенного распределения. (Рисунок взят из работы [82].)

ные расчетов фитировались с помощью формулы $(1 - x_F)^n$. На рисунке 1.6 показаны полученные зависимости параметра n от энергии пучка. Заметим, что в теоретических расчетах работы [82] были использованы структурные функции HRMSB для нуклонов и SMRS2 для пионов, а так же параметры: $\Lambda_5 = 0,122$ ГэВ, масштабный параметр ренормализации $\mu_R = \mu_0$, масштабный параметр факторизации $\mu_F = 2\mu_0$, где $\mu_0 = \sqrt{p_t^2 + m_c^2}$.

Распределение по p_t .

Традиционно, зависимость дифференциального сечения образования очарованных частиц от поперечного импульса p_t параметризуется распределением:

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \sim e^{-\beta p_t^2}.$$

В таблицах 1.4 – 1.6 приведены полученные в экспериментах значения параметра β . Среднее значение p_t приблизительно равно 1 ГэВ и это хорошо согласуется с КХД расчетами предсказывающими, что среднее значение p_t должно быть близко к массе c -кварка. В работе [82], фитируя дан-

ные теоретических расчетов выполненных с точностью до второго порядка КХД теории, было показано, что для больших значений p_t^2 получающееся распределение отличается от экспоненциального (см. рис. 1.7). Наилучший фит дает степенная зависимость сечения от поперечного импульса в виде:

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \sim \left(\frac{C}{bm_c^2 + p_t^2} \right)^\beta.$$

Как видно на рис. 1.7, данное распределение воспроизводит теоретические расчеты для всех значений p_t^2 .

1.3.3 Зависимость от атомного веса мишени.

Зависимость сечения образования очарованных частиц от атомного веса мишени параметризуется формулой:

$$\sigma_A = A^\alpha \sigma_0,$$

где σ_A — сечение образования на ядре с атомным весом A , а σ_0 — сечение на отдельном нуклоне. Если процесс образования c -кварка действительно представляет собой результат жестких партон-партонных взаимодействий, то сечение должно прямо пропорционально зависеть от числа партонов и, следовательно, от числа нуклонов в атоме мишени, т.е. $\alpha = 1$. Если же этот процесс подобен дифракционному, то зависимость сечения от атомного веса мишени должна иметь вид $A^{\frac{2}{3}}$, что соответствует рассеянию на полностью поглощающей сфере. Таким образом величина α является показателем применимости КХД к расчету процесса образования c -кварков в адронных взаимодействиях.

При изучении A -зависимости предпочтительными являются эксперименты, в которых наблюдение рождения очарованных частиц на мишенях

из различных материалов выполняется одновременно. Это позволяет избежать множества неопределенностей при определении α . В настоящее время два эксперимента WA82 и E769 выполнены по этой схеме. В эксперименте E769 пучок последовательно проходил через каждую из мишеней, а в WA82 мишени устанавливались так, что только часть пучка проходила через определенную мишень. В последнем случае, очевидно, появляется дополнительная неопределенность, связанная со знанием профиля пучка.

В таблице 1.9 собраны результаты измерения параметра α . В ранних экспериментах БИС-2, E613 и WA78 были получены значения α близкие к $3/4$, что рассматривалось как указание на плохую применимость КХД вычислений к этому процессу. Новые, более точные измерения α , свидетельствуют о линейной зависимости сечения от атомного веса мишени. Кроме того эксперимент E613 представил данные о наличии зависимости α от x_F . Однако результаты последних экспериментов не подтверждают это утверждение. В экспериментах WA82 [89], E769 [88] статистически значимой зависимости α от x_F не наблюдается (см. рис. 1.8). И в эксперименте E789 [57] параметр α , измеренный только для центральных значений $x_F = 0$, так же близок к единице.

Различия в значениях α для „старых” и „новых” экспериментов по видимому объясняются изменением экспериментальных условий для различных мишеней в beam-dump экспериментах, или другими инструментальными эффектами. В любом случае, в последних экспериментах систематические ошибки значительно меньше.

Таблица 1.9: A -зависимость сечения образования очарованных частиц.

Эксперимент	Энергия (ГэВ/с)	Процесс	α	x_F
БИС-2[5]	40 – 70	$nA \rightarrow D^0$	$0,73 \pm 0,23$	$x_F > 0,5$
WA78[86]	300	$pA \rightarrow \mu_{prompt}^+$	$0,79 \pm 0,12$	$x_F > 0,1$
WA78[87]	320	$pA \rightarrow \mu_{prompt}^-$	$0,76 \pm 0,13$	$x_F > 0,1$
		$\pi^- A \rightarrow \mu_{prompt}^+$	$0,76 \pm 0,08$	$x_F > 0,2$
E613[30]	400	$\pi^- A \rightarrow \mu_{prompt}^-$	$0,83 \pm 0,06$	$x_F > 0,2$
		$pA \rightarrow \nu_{prompt}$	$0,75 \pm 0,05$	$x_F > 0$
E769[88]	250	$\pi^\pm A \rightarrow D$	$1,00 \pm 0,05 \pm 0,02$	$x_F > 0$
WA82[89]	340	$\pi^\pm A \rightarrow D^0/\bar{D}^0$	$1,05 \pm 0,07$	$\langle x_F \rangle = 0,24$
		$\pi^\pm A \rightarrow D^\pm$	$0,95 \pm 0,06$	
		$\pi^- A \rightarrow D$	$0,92 \pm 0,06$	
		$\pi^- A \rightarrow D^0/\bar{D}^0$	$0,98 \pm 0,08$	
E789[57]	800	$\pi^- A \rightarrow D^\pm$	$0,84 \pm 0,08$	$\langle x_F \rangle = 0,031$
		$pA \rightarrow D^0/\bar{D}^0$	$1,02 \pm 0,03 \pm 0,02$	

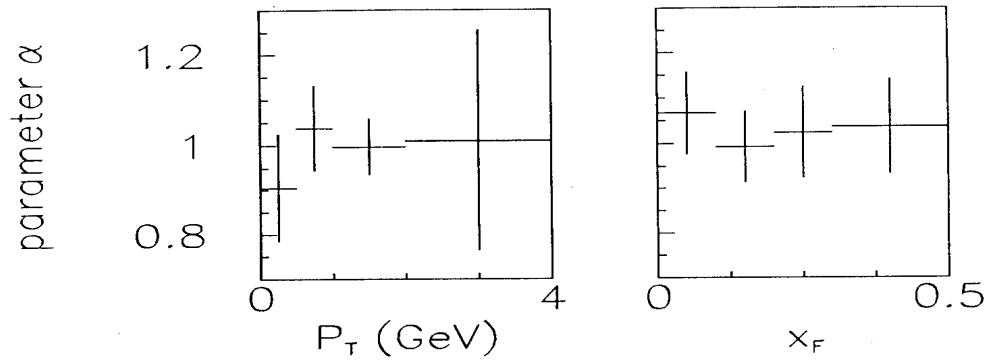


Рис. 1.8: Измеренная экспериментом E769 зависимость параметра α от p_t и x_F . (Рисунок взят из работы [88].)

Глава 2

Beam–dump эксперимент на нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ.

2.1 Постановка эксперимента.

Эксперимент с полным поглощением протонного пучка (beam–dump эксперимент) был выполнен на нейтринном канале ускорителя У–70 в Протвино [90], частично реконструированном для целей данного эксперимента. Схема эксперимента показана на рис. 2.1.

Выведенный из ускорителя пучок протонов с энергией 70 ГэВ транспортировался системой магнитооптических элементов и фокусировался на мишень–поглотитель, расположенную непосредственно перед стальным мюонным фильтром. Наибольший потенциальный источник фона в определении потоков прямых нейтрино обусловлен потерями протонов на трассе их транспортировки. Взаимодействуя со стенками канала они рождают π и K –мезоны, а нейтрино от распада этих мезонов имитируют прямые нейтрино. Специально были приняты меры, обеспечившие малые потери протонного пучка при транспортировке. На всем протяжении пучка он находился в вакуумопроводе, в котором поддерживалось давление не более 10^{-2} торр. Интенсивность пучка в каждом цикле измерялась двумя неза-

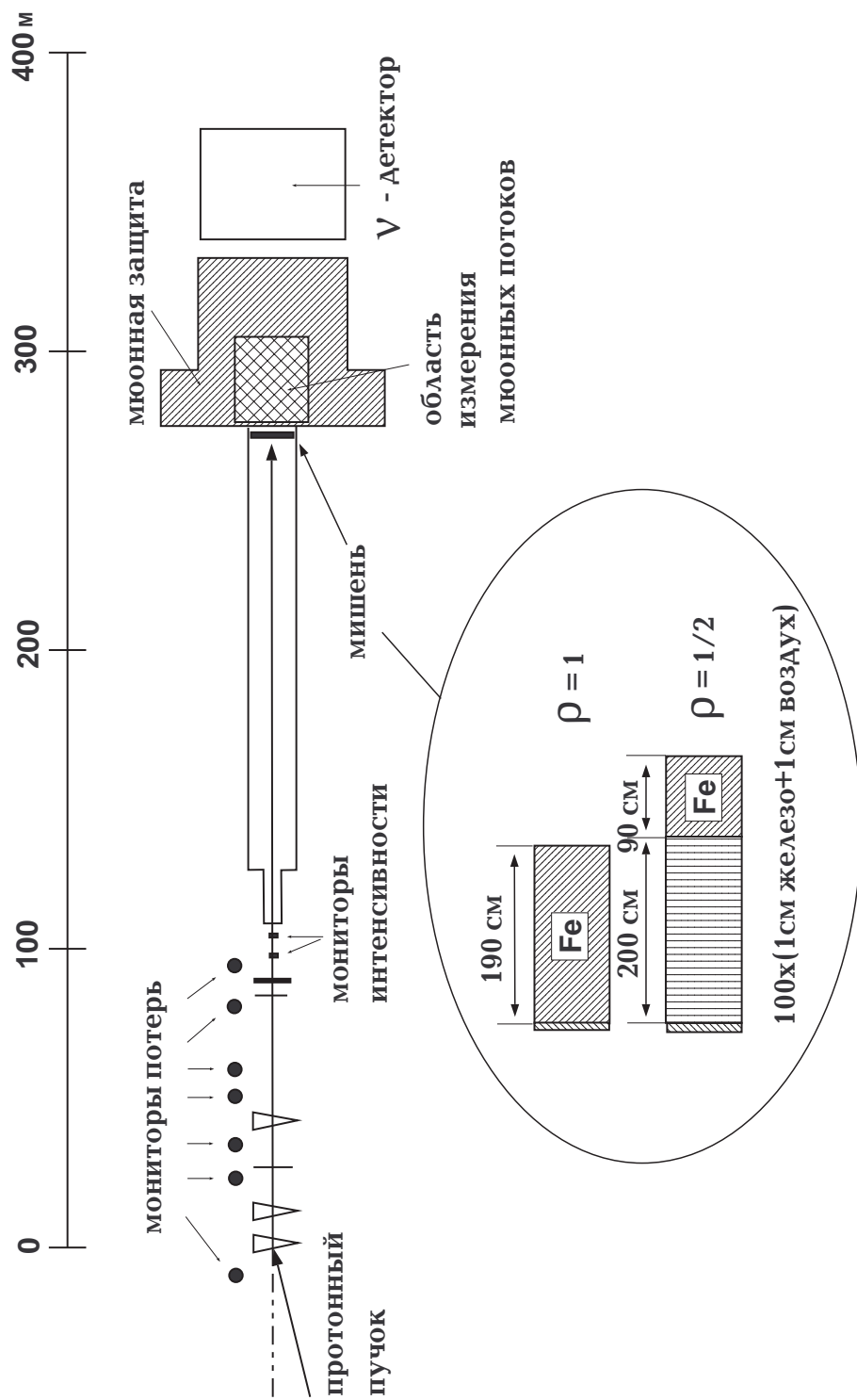


Рис. 2.1: Схема эксперимента с полным поглощением протонного пучка.

висимыми трансформаторами тока на ферритовых сердечниках. Дополнительный контроль осуществлялся мониторами вторичной эмиссии, которые позволяли следить за потерями протонного пучка в семи точках канала транспортировки. Суммарно, согласно экспериментальным данным [91], уровень потерь не превышал 0,01% от полной интенсивности пучка, что по оценкам давало фон не выше 3% от потока нейтрино от обычных источников из мишени.

В эксперименте использовались две стальные мишени, конструктивно выполненные так, что их плотности отличались в два раза ($\rho_1 = \rho_{Fe}$ и $\rho_{1/2} = \rho_{Fe}/2$). Обе мишени имели поперечные размеры 70×70 см² и полную толщину железа в направлении пучка 200 см. Первая мишень была выполнена в виде сплошного блока стали. Начальная часть второй мишени состояла из 100 стальных пластин толщиной 1 см с воздушными промежутками 1 см между ними и заканчивалась сплошным стальным блоком. При расстоянии от мишени-поглотителя до детектора, равном 65,5 м, такая конструкция обеспечивала практически идентичный телесный угол регистрации нейтрино для обеих мишеней.

Сразу за мишенью находился стальной мюонный фильтр толщиной 54 м, служащий для защиты нейтринного детектора от заряженных частиц. Первые 20 м мюонного фильтра содержат 10 поперечных разрезов, предназначенных для измерения мюонных потоков, информация о которых использовалась для нормировки расчетных спектров мюонных нейтрино от распадов π и K -мезонов.

В ходе эксперимента на мишень с плотностью ρ_1 было сброшено $1,11 \cdot 10^{18}$, а на мишень с плотностью $\rho_{1/2}$ — $0,6 \cdot 10^{18}$ протонов.

Нейтринный детектор сотрудничества ИФВЭ–ОИЯИ располагался на расстоянии 3 м за мюонным фильтром.

2.2 Общее устройство нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ.

Общий вид установки “Нейтринный Детектор” (НД) показан на рис. 2.2. Основными составными частями НД являются мишенная калориметрическая часть и мюонный спектрометр.

Мишенная часть детектора состоит из 36 модулей, каждый из которых (см. рис. 2.3) имеет следующую структуру:

- рамный электромагнит, являющийся несущей конструкцией каждого модуля и служащий для измерения импульса мюонов проходящих через намагниченное железо рам;
- плоскость жидкосцинтилляционных счетчиков, для калориметрических измерений;
- X- и Y- плоскости дрейфовых камер, используемые для регистрации треков заряженных частиц;
- алюминиевая пластина, находящаяся внутри окна рамного электромагнита, для увеличения массы мишенной части.¹

Один модуль, с учетом алюминиевых пластин, стенок счетчиков и камер, содержит в направлении пучка 6,0 см алюминия ($16,2 \text{ г/см}^2$) и 20,0 см жидкого сцинтиллятора ($16,0 \text{ г/см}^2$), что составляет 1,04 радиационной длины и 0,35 ядерной длины поглощения. Протяженность мишени-калориметра составляет $\sim 27,5 \text{ м}$, а полная масса мишени где регистрируются нейтринные взаимодействия $\sim 100 \text{ т}$.

¹Конструктивно предусмотрена возможность извлечения или замены этих пластин. В настоящем эксперименте были использованы алюминиевые пластины толщиной 5 см.

НЕЙТРИННЫЙ ДЕТЕКТОР

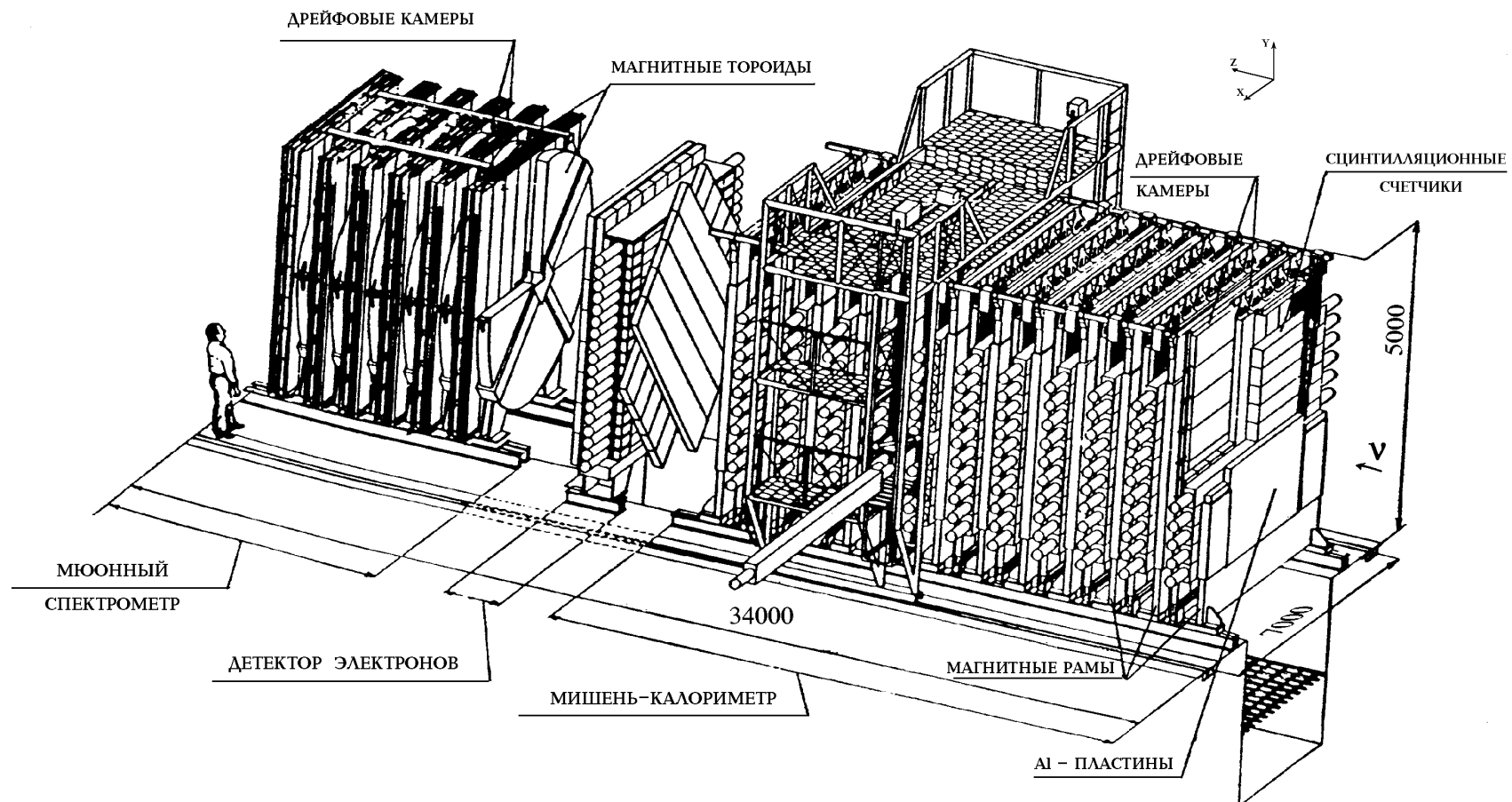


Рис. 2.2: Общий вид установки “Нейтринный Детектор”.

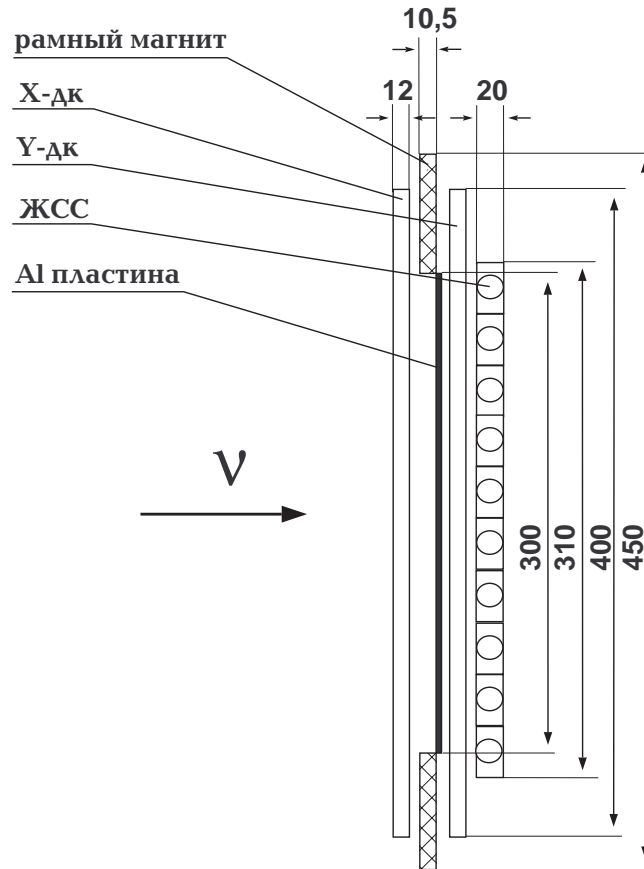


Рис. 2.3: Схема одного модуля нейтринного детектора:

- Рамный магнит — $450 \times 450 \times 10,5 \text{ см}^3$ с окном $300 \times 300 \text{ см}^2$.
- Плоскость, составленная из 10 горизонтально расположенных жидкостных сцинтилляционных счетчиков, — $500 \times 310 \times 20 \text{ см}^3$.
- Алюминиевая пластина — $300 \times 300 \times 5 \text{ см}^3$.
- Плоскость дрейфовых камер состоящая из девяти камер производства ИФВЭ — $400 \times 463 \times 11,8 \text{ см}^3$ (большой размер соответствует измеряемой координате) или двух камеры производства ОИЯИ — $400 \times 400 \times 12 \text{ см}^3$.

Оконечная часть НД — мюонный спектрометр, предназначенный для измерения импульсов и знаков мюонов, выходящих из мишенной части. Мюонный спектрометр состоит из 13 электромагнитных тороидов. В промежутках между тороидами установлено 8 X- и 10 Y- плоскостей дрейфовых камер. Полная длина мюонного спектрометра 7,3 м из них 286 см — намагниченное железо.

Между мишенно-калориметрической частью и мюонным спектрометром располагается детектор электромагнитных ливней („сэндвич” свинец сцинтиллятор). Он служит для регистрации электронов и гамма-квантов, образующихся в оконечной части калориметра.

Полная длина НД составляет около 36 м. Он установлен непосредственно за стальным мюонным фильтром и окружен стенами толщиной 1,0 м и перекрытием толщиной 0,5 м из железобетонных блоков для защиты от мягкого (в основном нейтронного) фонового излучения.

Ниже приведены характеристики основных компонент нейтринного детектора.

2.2.1 Дрейфовые камеры.

В качестве трековых детекторов в НД используются проекционные дрейфовые камеры (ДК). Основная их особенность заключается в том, что в одном модуле дрейфовой камеры измеряется, в зависимости от ориентации, X- или Y- проекция отрезка трека проходящей частицы.¹ Это обеспечивается тем, что в каждом сигнальном элементе модуля натянуты четыре чувствительные проволочки, обеспечивающие измерение четырех точек проекции трека. Чувствительные проволочки находятся на расстоянии 10 мм одна от другой и поочередно в направлении дрейфа смещены на

¹В дальнейшем, отрезок проекции трека, реконструированный в отдельной ДК и только по информации в данной камере, именуется стрингом.

$\pm 0,75$ мм относительно средней плоскости. Такая конфигурация помогает решить проблему лево-правой неоднозначности.

В нейтринном детекторе используются камеры двух типов — производства ИФВЭ и производства ОИЯИ отличающиеся между собой размерами и числом дрейфовых ячеек. Конструкция и характеристики ДК детально описаны в работах [92] (ДК ИФВЭ) и [93] (ДК ОИЯИ).

Схематичное изображение дрейфовой ячейки приведено на рис. 2.4. Камеры ИФВЭ имеют дрейфовую ячейку размером 50 см, разделенную сигнальным элементом на два дрейфовых промежутка по 25 см. В ДК ОИЯИ размер дрейфовой ячейки равен 24,5 см и соответствующие дрейфовые промежутки – 12,25 см. При низкой загрузке детектора нейтринными и фоновыми событиями выбор больших дрейфовых промежутков является вполне оправданным, хотя и требует повышенного внимания к обеспечению однородности скорости дрейфа электронов по всему дрейфовому объему. Камеры ОИЯИ установлены в начальной части НД, где загрузка детектора выше, и в мюонном спектрометре. Камеры ИФВЭ установлены в 20 последних модулях мишенной части.

Каждая камера ИФВЭ представляет собой одну дрейфовую ячейку и имеет внешние размеры $400 \times 50,8 \times 11,8$ см³. Плоскость ДК состоит из 9 камер и чувствительная площадь плоскости составляет 370×463 см². Исключение составляет последний модуль, где пара плоскостей, повернутая на $7^{\circ}34'$ относительно предыдущих, составлена из 8 камер каждая. Камеры ОИЯИ имеют внешние размеры $400 \times 200 \times 12$ см³ и включают в себя 8 однотипных дрейфовых ячеек. Соответственно плоскость ДК ОИЯИ состоит из 2 камер и имеет чувствительную площадь 400×400 см². Оба типа ДК работают на смеси газов $94\% Ar + 6\% CO_2$ при градиенте дрейфового поля 500 В/см. „Мертвые зоны”, обусловленные стыками камер, составляют не

более 3,5% по всей длине НД.

Точностные характеристики при нахождении стринга в ДК обоих типов близки друг к другу и зависят, в основном, от угла под которым трек пересекает ДК. Ниже перечислены величины, характеризующие точность восстановления стринга в отдельно взятой дрейфовой ячейке, в зависимости от Θ — угла стринга относительно нормали к плоскости камеры.

- Эффективность реконструкции стринга (срабатывание не менее трех проволочек) изменяется от 99% до 97% при изменении Θ от 0° до 60° .
- Неэффективность разрешения лево-правой неоднозначности не превышает 2–3% для треков с углом наклона $\Theta \leq 45^\circ$.
- Точность измерения координаты отдельной проволочкой, усредненная по всему дрейфовому промежутку, не хуже 1,0 мм для $\Theta \leq 45^\circ$ и зависит от угла наклона как $\sigma_{wire} = -0,78 + 1,32/\cos(\Theta)$ мм.
- Усредненная по дрейфовому промежутку точность определения угла Θ составляет $\sigma_\Theta \sim 30$ мрад, что позволяет определять Θ в пределах одной камеры.
- Разрешающая способность ДК по отношению к двум соседним стрингам определяется, в основном, считывающей электроникой и составляет около 8 мм.

2.2.2 Жидкостные сцинтилляционные счетчики.

Измерение энергии адронной и электромагнитной компонент нейтринного взаимодействия выполняет сцинтилляционный калориметр, состоящий из жидкостных сцинтилляционных счетчиков (ЖСС).

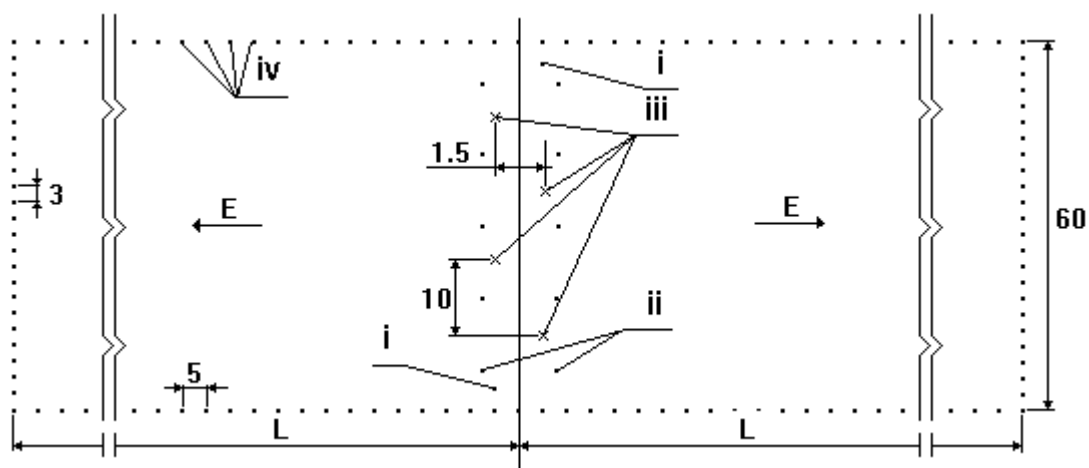


Рис. 2.4: Конструкция ячейки дрейфовой камеры. i — охранные проволоки; ii — катодные проволоки; iii — сигнальные проволоки; iv — полеформирующие проволоки с распределенным потенциалом. L — длина дрейфового промежутка; L=250 мм для ДК ИФВЭ и L=122,5 мм для ДК ОИЯИ.

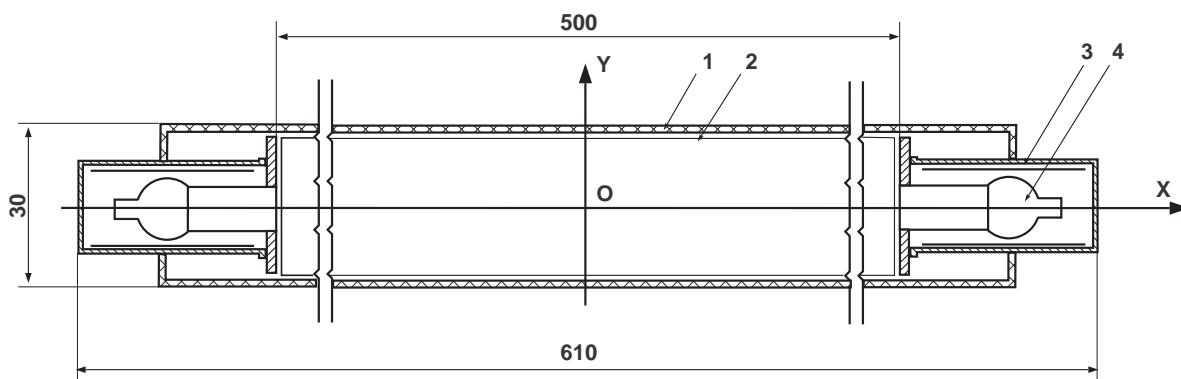


Рис. 2.5: Жидкостный сцинтилляционный счетчик. 1 — алюминиевый контейнер; 2 — лавсановая оболочка; 3 — стальной и пермаллоевый экраны; 4 — фотоумножитель. Толщина сцинтиллятора по пучку — 20 см.

Конструкция счетчика показана на рис. 2.5 [94]. Оболочка из лавсановой пленки толщиной 70 мкм вставляется в корпус, изготовленный из листового алюминия толщиной 3 мм. Внутри лавсановой оболочки заливается жидкий сцинтиллятор, представляющий собой очищенный уайт-спирит (C_nH_{2n+2} , $\langle n \rangle = 10$, $\rho = 0,78 \div 0,80$ г/см³) с растворенными сцинтиллирующими добавками РОРОР и РРО [95]. Лавсановая оболочка обеспечивает герметичность счетчика, а также сбор света на фотоумножители за счет полного внутреннего отражения на границе лавсан-воздух. Свет собирается с двух противоположных торцов счетчика через цилиндрические световоды из оргстекла на фотоумножители ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см. Фотоумножители вынесены за пределы магнитных рам детектора и защищены от магнитных полей железными и пермаллоевыми экранами.

Плоскость ЖСС с эффективной площадью 500×310 см² составлена из 10 горизонтально расположенных счетчиков. Толщина сцинтиллятора по пучку — 20 см. Зазор по вертикали между счетчиками не более 1 см.

ЖСС имеет высокую прозрачность. Средняя длина ослабления света составляет $\langle \lambda \rangle = 280$ см. По соотношению амплитуд сигналов с двух ФЭУ можно определить продольную (X-) координату центра тяжести энерговыделения в счетчике. Для минимально ионизирующей частицы точность измерения составляет 16 ± 3 см. Система сбора информации с ЖСС позволяет определить время пролета частицы с точностью 40 нс, а энерговыделение с точностью $\sim 1\%$.

2.2.3 Детектор электромагнитных ливней.

Непосредственно за мишенной частью НД располагается детектор электромагнитных ливней (e/γ -детектор) [96]. Конструктивно e/γ -детектор представляет собой плоскость размером $3,6 \times 3,6$ м², составленную из

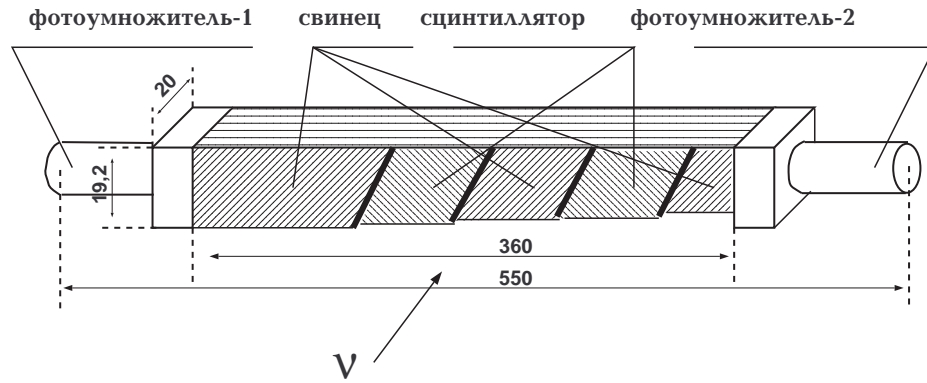


Рис. 2.6: Схема одного модуля детектора электромагнитных ливней. „Сэндвич” свинец-сцинтиллятор имеет следующую структуру:

1×	{	8 мм сталь,	0,46 рад.длины
13×	{	4 мм свинец,	0,71 рад.длины
		10 мм плексиглас,	0,03 рад.длины
1×	{	8 мм сталь,	0,46 рад.длины

18 горизонтально расположенных модулей. Каждый модуль представляет собой „сэндвич” свинец-сцинтиллятор (см. рис. 2.6) с суммарной толщиной по пучку 10,1 радиационных длин поглощения. Энергетическое разрешение e/γ -детектора для электронов описывается зависимостью $\sigma(E)/E = (0,165 \pm 0,004)\sqrt{E}$. Координатное разрешение детектора вдоль модуля составляет ± 12 см.¹ Детектор электромагнитных ливней значительно увеличивает эффективный объем и улучшает энергетическое разрешение для нейтринных взаимодействий, образующих в конечном состоянии электроны и гамма-кванты.

¹Пространственное разрешение важно только для γ -квантов. Для электронов координаты с гораздо большей точностью определяются дрейфовыми камерами.

2.2.4 Распределение магнитных полей в магнитной системе НД.

Для эффективной регистрации мюонов НД включает в себя две системы магнитов.

Рамные магниты представляют собой магнитопроводы шириной 75 см и толщиной 10,5 см, образованные четырьмя балками из низкоуглеродистой стали. Магнитная индукция возбуждается с помощью двух медных обмоток, смонтированных на нижней балке.

Тороидальные магниты с внешним диаметром 400 см и толщиной 22 см имеют центральное отверстие диаметром 36 см для размещения токовых обмоток. Магнит состоит из двух полуколец, изготовленных из низкоуглеродистой стали. На каждом из них установлены по две секции токовых обмоток под углом 90° относительно друг друга.

Магниты НД могут быть включены как для фокусировки μ^- (мюоны поворачиваются магнитным полем к центру детектора), так и для фокусировки μ^+ .

Анализ результатов измерения магнитной индукции в железе магнитов, выполненный в работе [97] показал:

- средневзвешенные величины отношения среднеквадратичных отклонений значений магнитной индукции к абсолютным значениям составляют для различных магнитов в мюонном спектрометре $\leq 2,7\%$ и в мишенной части $\leq 3,0\%$. Этот разброс не превышает точность выполненных измерений — $\sim 3\%$, что позволяет объединить результаты измерений по отдельным магнитам и использовать их усредненные значения;

- магнитная индукция в нижних и верхних балках магнитных рам однородна и равна соответственно

$$B_{down} = (1,575 \pm 0,037) T \quad \text{и} \quad B_{up} = (1,301 \pm 0,021) T.$$

В вертикальных балках магнитная индукция распределена симметрично и может быть аппроксимирована полиномом второй степени:

$$B(y) = (1,386 - 7,662 \cdot 10^{-4} \cdot y + 2,364 \cdot 10^{-6} \cdot y^2) T,$$

где y — координата относительно центра вертикальной балки (см. рис. 2.7а) берется в сантиметрах;

- радиальная зависимость магнитной индукции в магнитах мюонного спектрометра аппроксимируется полиномом второй степени:

$$B(r) = (1,892 - 5,148 \cdot 10^{-3} \cdot r + 1,297 \cdot 10^{-5} \cdot r^2) T,$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ (см. рис. 2.7b) необходимо брать в сантиметрах.

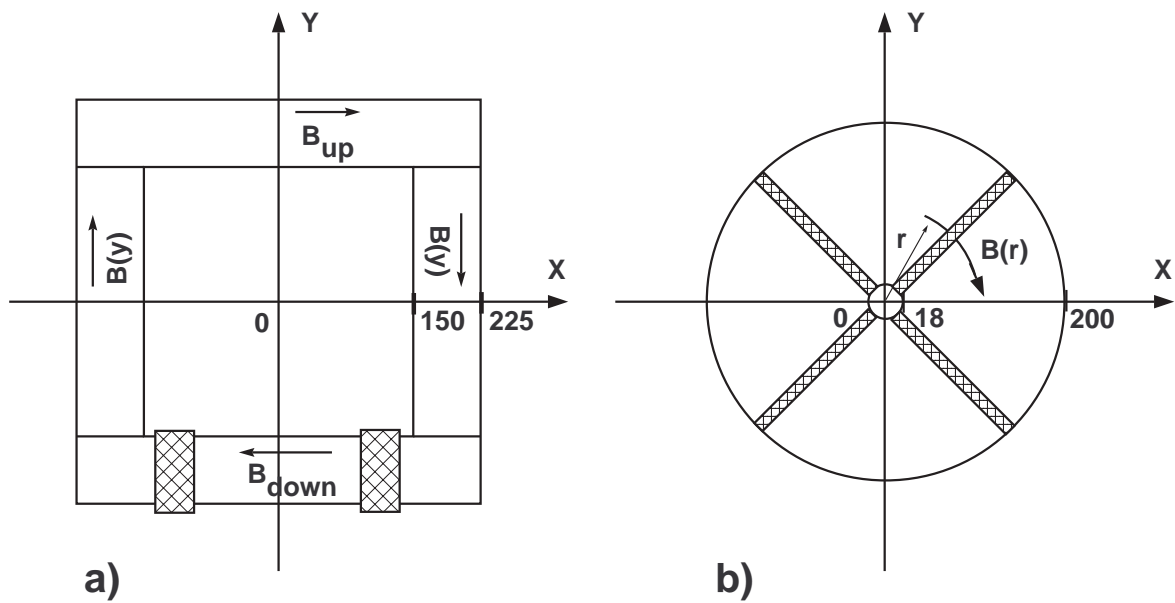


Рис. 2.7: Магнитная индукция в магнитах а) мишенной части б) мюонного спектрометра. Направления векторов указаны для случая фокусировки μ^- .

Глава 3

Программа восстановления импульса мюона.

Определение параметров мюона, образовавшегося в нейтринном взаимодействии — важный элемент в кинематической реконструкции изучаемого события. Программа DMUON [14] позволяет определить заряд мюона (мюон или антимюон) и осуществляет восстановление его импульса и угла вылета в вершине события на основе информации о прохождении трека через магнитную систему нейтринного детектора. Алгоритм восстановления основан на обобщенном методе наименьших квадратов и уже применялся в [98] для определения импульса мюона в мюонном спектрометре. Программа DMUON производит фитирование всего трека целиком, что позволяет восстанавливать импульс как для треков, проходящих через мюонный спектрометр, так и для треков, проходящих через магнитную оболочку мишенной части детектора.

3.1 Алгоритм.

Исходными данными для программы DMUON является информация о треке мюона. В нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ определение коор-

динат треков заряженных частиц производится с помощью системы дрейфовых камер. Каждая плоскость дрейфовых камер позволяет регистрировать проекцию отрезка трека (стринг) на плоскость X или Y . Определение импульса мюона основано на приближении теоретической траектории движения частицы в магнитном поле к распознанному треку с учетом рассеивающих свойств среды и точностных характеристик дрейфовых камер.

Естественной отправной точкой для построения алгоритма фитирования является уравнение Лоренца, описывающее движение частицы с зарядом e в магнитном поле \vec{B} , которое в системе СГС имеет вид

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{V} \times \vec{B}], \quad (3.1)$$

где \vec{P}, \vec{V} – импульс и скорость частицы, c – скорость света. Уравнение для траектории частицы легко получается переходом в уравнении (3.1) от дифференцирования по времени к дифференцированию по одной из пространственных координат, а именно к z координате, поскольку ось Z направлена вдоль оси детектора. Записывая уравнение (3.1) по компонентам и используя обычные обозначения для дифференцирования ($\frac{dx}{dz} = x'$ и т.п.), получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} Px'' &= \frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [y'B_z - (1 + x'^2)B_y + x'y'B_x], \\ Py'' &= \frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [(1 + y'^2)B_x - x'B_z - x'y'B_y]. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Для учета ионизационных потерь, возникающих при движении мюона в веществе, введем функцию энергетических потерь $E(P, z)$, которая описывает уменьшение импульса мюона $P(z) = P_0 - E(P, z)$. С учетом введенной

функции решение системы уравнений (3.2) представимо в виде

$$\begin{aligned} x &= x_0 + x'_0 \cdot z + P_0 \cdot \int_0^z \int_{v=0}^{v=u} F(v) dv du, \\ y &= y_0 + y'_0 \cdot z + P_0 \cdot \int_0^z \int_{v=0}^{v=u} G(v) dv du, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где

$$\begin{aligned} F(z) &= \frac{\frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [y' B_z - (1 + x'^2) B_y + x' y' B_x]}{1 - P_0 \cdot E(P, z)}, \\ G(z) &= \frac{\frac{e}{c} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} [(1 + y'^2) B_x - x' B_z - x' y' B_y]}{1 - P_0 \cdot E(P, z)}. \end{aligned}$$

Подставляя в формулы (3.3) координаты стрингов, принадлежащих треку, получим переопределенную систему уравнений, позволяющую определить параметры трека $\vec{R}^T = (x_0, y_0, x'_0, y'_0, P_0)$ в вершине события ¹. Так как параметры системы (3.3) так же зависят от \vec{R} , нахождение решения связано с итерационной процедурой. При этом начальную оценку x_0, y_0, x'_0, y'_0 можно получить, аппроксимируя проекции трека, например, квадратичными сплайнами, а импульс P_0 – оценивая по длине пробега мюона в веществе детектора. Текущее значение \vec{R} вычисляется в результате решения переопределенной системы уравнений (3.3) методом наименьших квадратов [99]. Система нормальных уравнений имеет вид

$$[\mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \mathbf{A}] \vec{R} = \mathbf{A}^T \mathbf{D}^{-1} \vec{V}, \quad (3.4)$$

где \mathbf{A} – структурная матрица, соответствующая системе (3.3), \mathbf{A}^T обозна-

¹Заметим, что коэффициент при P_0 будет отличен от нуля, только если трек проходит через магнитные элементы детектора.

чает транспонированную матрицу, \mathbf{D} – ковариационная матрица для вектора измерений $\vec{V}^T = (\vec{X}^T, \vec{Y}^T)$. Найденное значение \vec{R} используется для уточнения $F(z)$ и $G(z)$, после чего выполняется следующая итерация — и т.д. до достижения необходимой точности определения \vec{R} .

В данном подходе эффект многократного рассеяния при движении мюона в веществе учитывается заданием ковариационной матрицы измерений \mathbf{D} . Для среды, состоящей из чередующихся рассеивающих слоев (магниты, поглотители и т.п.), \mathbf{D} вычислялась во многих работах [98, 100]. В программе был использован следующий вид матрицы:

$$D(x_i, x_j) = \sum_{k=1}^{\min(i,j)} \frac{a_k^2}{P_k^2} \Delta S_k (L_{ki} L_{kj} + \frac{1}{2}(L_{ki} + L_{kj}) \Delta S_k + \frac{1}{3} \Delta S_k^2) + \delta_{ij} D^*. \quad (3.5)$$

Здесь ΔS_k – толщина k -го рассеивающего слоя; P_k – импульс мюона в k -ом слое; $a_k = 14,8 \text{ МэВ} / \sqrt{L_{\text{рад},k}}$, где $L_{\text{рад},k}$ – радиационная длина k -го слоя; L_{ki} – расстояние от k -го рассеивающего слоя до i -го; D^* – дисперсия измерительной погрешности дрейфовых камер. Матрица $D(y_i, y_j)$ записывается аналогично, а матрицей $D(x_i, y_j)$ можно пренебречь [98].

3.2 Особенности программной реализации.

Программа DMUON реализована в виде отдельного модуля. Она может быть включена как в состав программы GRAND [101], предназначенной для off-line обработки данных с нейтринного детектора, так и в программу on-line обработки информации [102]. Опираясь на данные о найденных треках и предполагая, что трек образован мюоном, программа DMUON находит его импульс в вершине события. Если трек не входит в вершину

события, то импульс находится в точке, где появился первый стринг этого трека.

В программе имеются переменные, задаваемые с помощью FFREAD-карт [103], позволяющие контролировать итерационный процесс определения импульса мюона. Значение переменной, задаваемой с помощью директивы DMUE, определяет относительную точность изменения P_0 во время итераций. Если на очередном шаге полученное значение импульса отличается от предыдущего значения P_0 менее, чем в DMUE раз, то процесс итераций прекращается. По умолчанию значение DMUE выбрано 0,05. Еще одна переменная, влияющая на процесс завершения итераций, задается директивой DMUI. Значение DMUI определяет максимальное число итераций. Если предыдущий критерий не срабатывает, то после DMUI итераций программа прекращает итерационный процесс. Как показал численный эксперимент, полученные при этом значения P_0 имеют большую ошибку. Эти события относятся программой к событиям с невозстановленным импульсом. По умолчанию значение DMUI выбрано равным 10. Необходимо отметить, что количество итераций существенно влияет на общее время работы программы и при необходимости значение DMUI может быть уменьшено ценой потери части событий. На рис. 3.1 приведена гистограмма, показывающая распределение по числу выполненных программой итераций при обработке смоделированных событий. Значения DMUE и DMUI выбирались по умолчанию. Ноль итераций на рис.1 соответствует событиям, импульс которых определен только по длине пробега мюона в веществе, а события, итерационный процесс для которых не сошелся за 10 итераций, попадают в бин, соответствующий 11 итерациям.

Для контроля за ходом выполнения программы предусмотрено включение отладочной печати с помощью директивы DMUP. По умолчанию зна-

чение DMUP равно нулю, что соответствует отсутствию отладочной печати. Увеличение этой переменной приводит к появлению сообщений о ходе выполнения программы с возрастающей степенью подробности.

3.3 Точность восстановления импульса мюона.

Работа программы DMUON анализировалась на основе обработки событий, смоделированных с помощью программы CATAS [104]. Для того чтобы исключить из рассмотрения влияние адронного ливня, разыгрывались только квазиупругие события. Вершина взаимодействия разыгрывалась внутри мишенной части детектора в эффективном объеме $2,6 \times 2,6 \times 25,5 \text{ м}^3$. Всего было разыграно 10000 событий. Обработка производилась программой GRAND [101] с включенным в нее модулем DMUON. Для преобразования смоделированного нейтринного взаимодействия в физический отклик приборов использовался модуль PSTRIN [105].

Эффективность работы программы характеризуется двумя параметрами: эффективностью определения заряда мюона и точностью восстановления импульса мюона. При моделировании разыгрывались лишь нейтринные взаимодействия и, соответственно, моделировались треки μ^- -мюонов. Поэтому события с восстановленным зарядом мюона $+1$ относятся к событиям с неправильно восстановленным зарядом мюона, и эффективность определения заряда мюона задается отношением $\varepsilon = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\Sigma}}$, где N_{μ^+} – количество найденных μ^+ -мюонов, а N_{Σ} – полное число мюонов с восстановленным импульсом. Значение ε можно уменьшить введением обрезания по длине пробега мюона в намагниченном железе детектора L_{Fe}^{cut} . Зависимость величины ε от L_{Fe}^{cut} показана на рис. 3.2а. Величина бина на рис. 3.2 вы-

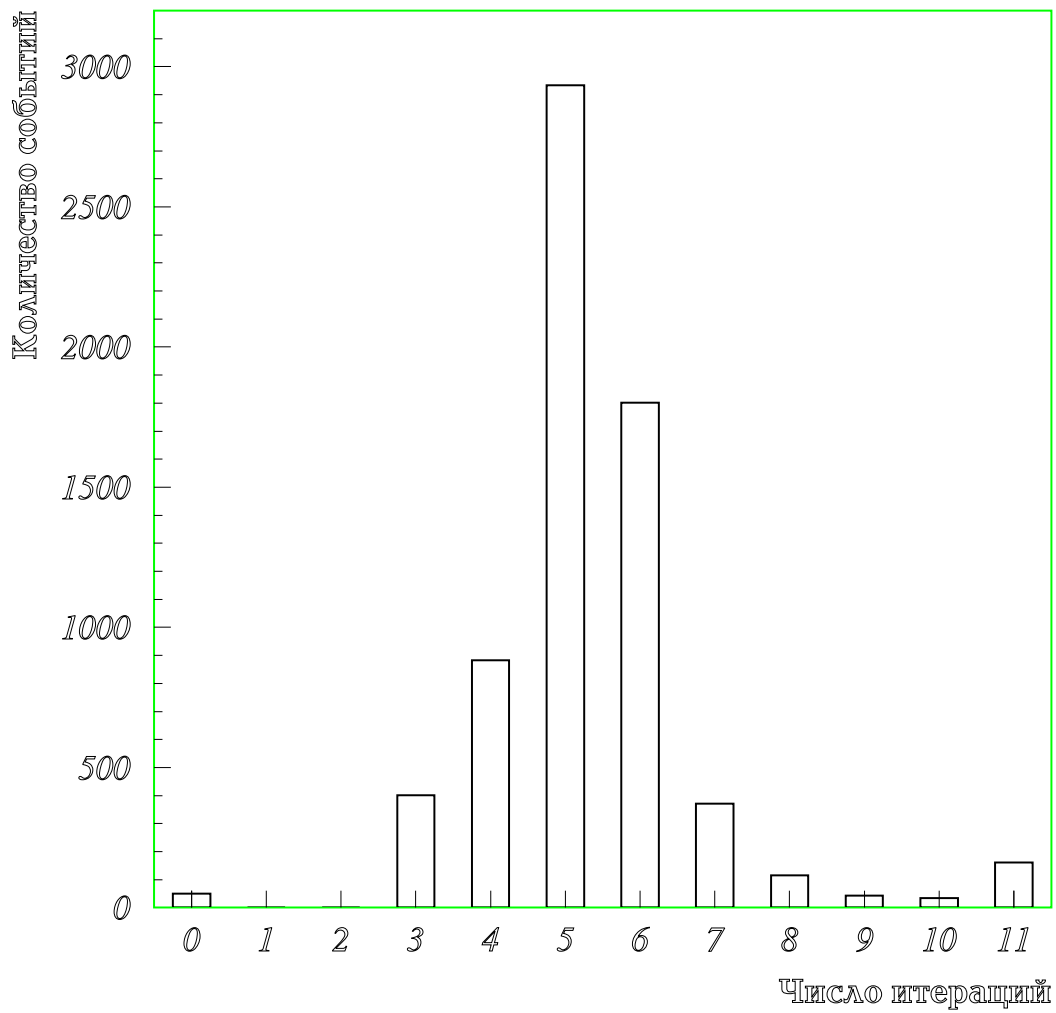


Рис. 3.1: Распределение восстановленных событий по числу итераций (бины 0–10) и количество событий, для которых итерационный процесс не сошелся (11 бин).

брана 11 см, что немного больше толщины железной рамы в магнитной оболочке детектора и соответствует половине толщины магнита в мюонном спектрометре. Некоторое увеличение ε при больших значениях L_{Fe}^{cut} связано со значительным падением полного числа мюонов, удовлетворяющих данному критерию, что хорошо видно из рис. 3.2b, где приведена зависимость N_{Σ} от L_{Fe}^{cut} .

Точность восстановления импульса мюона удобно оценивать отношением $\delta P = \frac{P_0 - P_{MC}}{P_{MC}}$, где P_{MC} – исходный, а P_0 – восстановленный импульс мюона. На рис. 3.3 приведено распределение δP , полученное при обработке смоделированных событий. Видно, что δP хорошо описывается распределением Гаусса, показанном на рис. 3.3 непрерывной кривой. Однако, распределение δP имеет „длинный хвост” в области $\delta P > 1$, и поэтому далее везде приводятся параметры этого распределения для $|\delta P| \leq 1$ и дополнительно вводится величина $\xi = \frac{N(|\delta P| > 1)}{N_{\Sigma}}$ – отношение числа событий, для которых $|\delta P| > 1$, к суммарному числу регистрируемых событий. Заметим, что распределение δP более точно описывается суммой двух распределений Гаусса: $C_1 \exp(\frac{x - M_1}{2\sigma_1^2}) + C_2 \exp(\frac{x - M_2}{2\sigma_2^2})$. На рис. 3.3 фит, выполненный с помощью этой функции, показан пунктиром. Очевидно, что введение обрезания по L_{Fe}^{cut} улучшает точность восстановления импульса. Величина ξ уменьшается (зависимость ξ от L_{Fe}^{cut} показана на рис. 3.4b), а распределение δP становится более узким. Изменение среднеквадратичного отклонения $\sigma(\delta P)$ приведено на рис. 3.4a. При этом среднее значение δP практически не изменяется и близко к нулю.

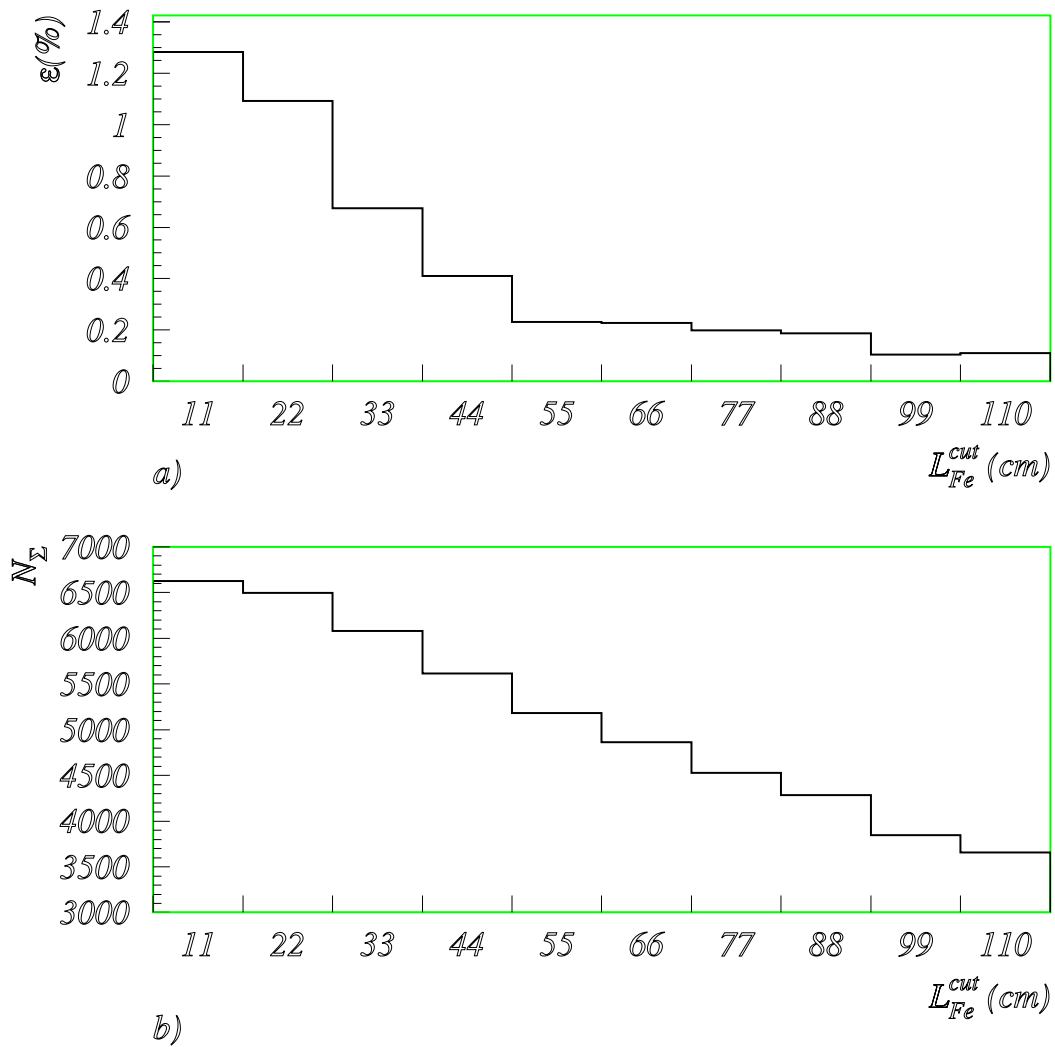


Рис. 3.2: Влияние обрезания по длине пробега мюона в намагниченном железе детектора L_{Fe}^{cut} :

а) на эффективность определения заряда мюона $\varepsilon = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\Sigma}}$;

б) на полное число мюонов с восстановленным импульсом N_{Σ} .

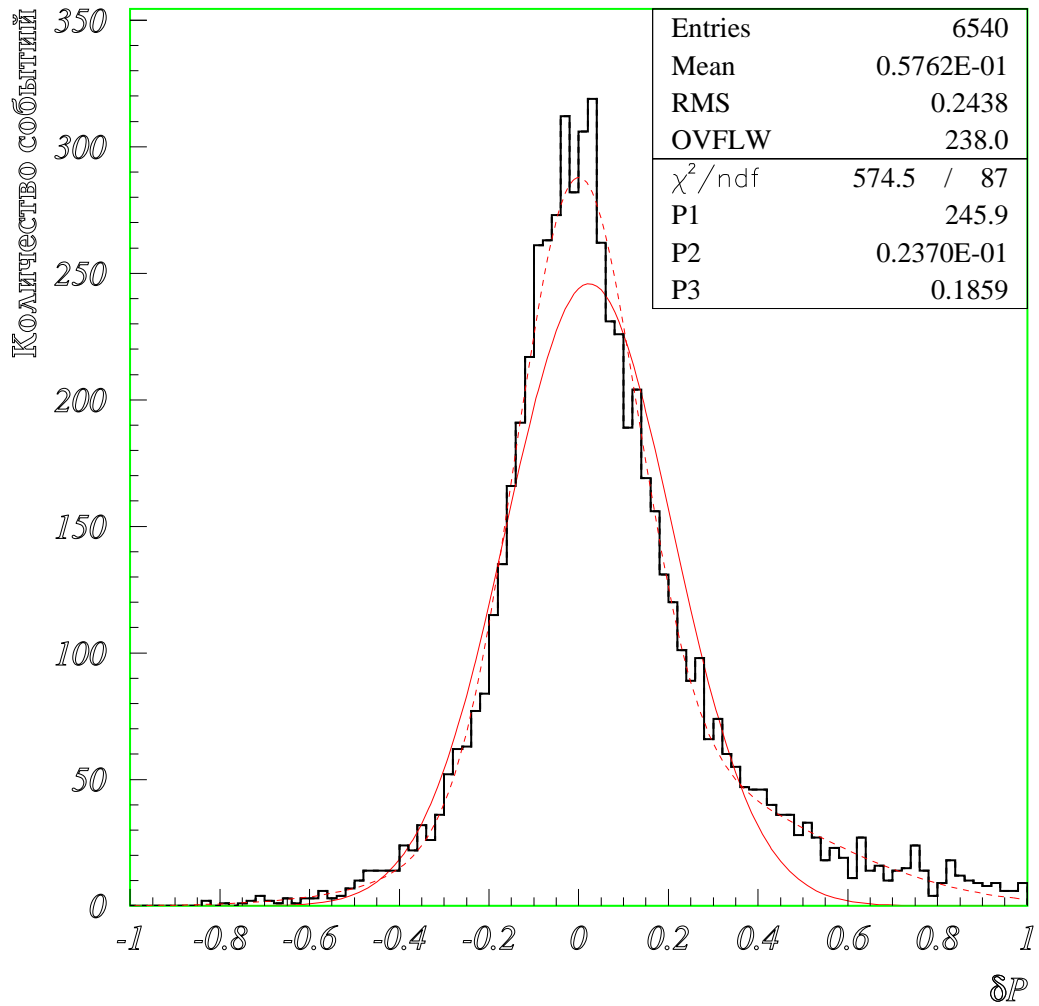
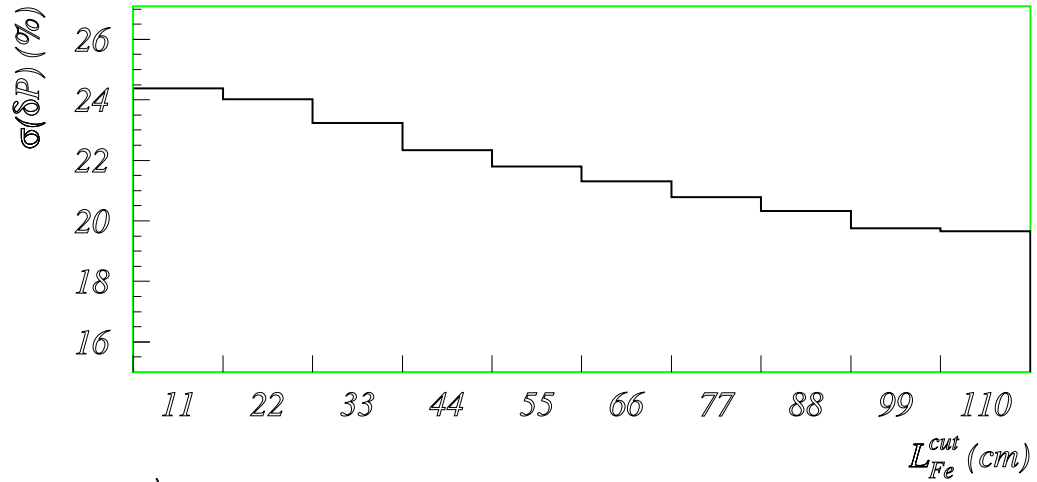
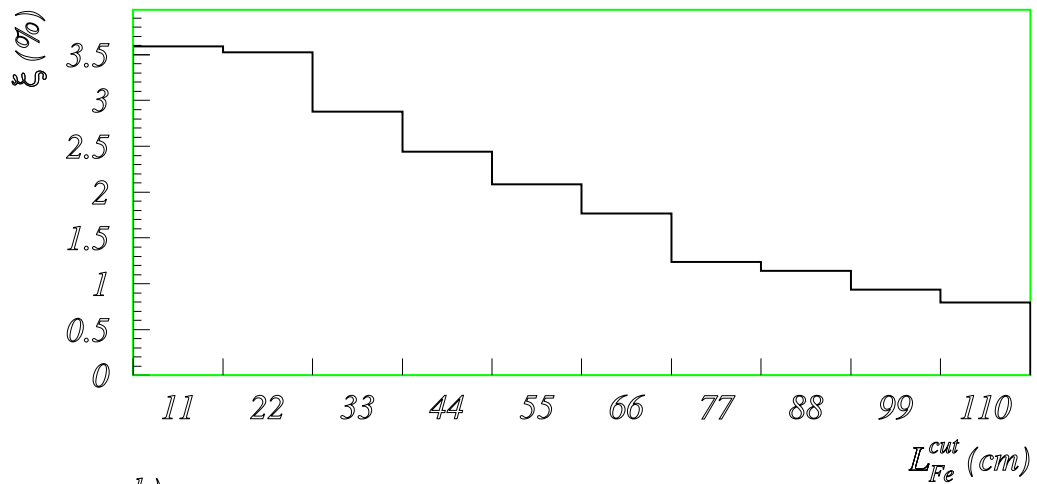


Рис. 3.3: Гистограмма — распределение относительной ошибки восстановления импульса мюона $\delta P = \frac{P_0 - P_{MC}}{P_{MC}}$; непрерывная линия — описание δP с помощью распределения Гаусса; пунктир — фит распределения δP суммой двух распределений Гаусса.



a)



b)

Рис. 3.4: Зависимость $\sigma(\delta P)$ [a)] и $\xi = \frac{N(|\delta P| > 1)}{N_{\Sigma}}$ [b)] от величины обрезания по длине пробега мюона в намагниченном железе L_{Fe}^{cut} .

Глава 4

Обработка данных.

Набор статистики осуществлялся в двух сеансах 1989 года. Для физического анализа была отобрана только та часть статистики, для которой была надежно измерена интенсивность протонного пучка. В таблице 4.1 приведены полные числа протонов, сброшенных на мишени ρ_1 и $\rho_{1/2}$, а также средняя интенсивность протонного пучка за сброс.

Таблица 4.1: Статистика beam-dump эксперимента для двух конфигураций мишени.

Мишень и ее плотность	Средняя интенсивность	Полное число протонов на мишень
$\rho_1 = 7,85 \text{ г/см}^3$	$1,13 \cdot 10^{13}$	$1,11 \cdot 10^{18}$
$\rho_{1/2} = \rho_1/2 = 3,93 \text{ г/см}^3$	$1,29 \cdot 10^{13}$	$0,60 \cdot 10^{18}$

4.1 Предварительный отбор событий.

На первом этапе обработки поиск событий осуществлялся визуальным просмотром экспериментальной информации. Просмотр позволил несколько увеличить статистику событий за счет исключения пороговой зависимости программы реконструкции, а также провести первоначальную клас-

сификацию событий. Для просмотра использовалась on-line программа обработки [102]. Основными возможностями программы являются:

- разделение каждого сброса пучка на отдельные события в зависимости от времени их появления в детекторе;
- реконструкция треков и нахождение вершины события;
- графическое представление каждого события в виде X и Y -проекций на мониторе компьютера;
- возможность интерактивного заказа различных гистограмм, периодического их просмотра и вывода на печать.

В дальнейшем, предварительно отобранные события анализировались с помощью этой же программы, дополненной модулем восстановления импульса мюона DMUON, описанной ранее.

4.2 Выделение сигнала от прямых нейтрино.

Для выделения сигнала от прямых нейтрино были использованы измерения потоков равновесных μ^+ и μ^- -мюонов. Равновесными называются мюоны, рожденные во взаимодействиях нейтрино по каналу заряженного тока (СС-взаимодействия)¹ в стальном мюонном фильтре, установленном перед детектором. Критерии для отбора событий с такими мюонами следующие:

- наличие мюона (т.е. частицы, проходящей не менее 2,5 ядерных длин), входящего в детектор через его передний торец, ограниченный окном $3 \times 3 \text{ м}^2$;

¹Charged Current.

- длина трека мюона в намагниченном железе более 25 см, при этом неэффективность восстановления заряда мюона составила 1%;
- импульс мюона $P_\mu > 3$ ГэВ/с.

Число зарегистрированных в детекторе равновесных μ^+ и μ^- , удовлетворяющих этим критериям, приведено в табл. 4.2, а их импульсные распределения показаны на рис. 4.1.

Оценка числа взаимодействий прямых нейтрино проводилась двумя различными методами.

Таблица 4.2: Экспериментальные данные о равновесных мюонах и две независимые оценки для мюонов от прямых нейтрино.

	Эксперимент		Мюоны от прямых ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$	
	ρ_1	$\rho_{1/2}$	Экстраполяция к $\rho = \infty$	Вычитание фона. Только для ρ_1
Число протонов	$1,11 \cdot 10^{18}$	$0,6 \cdot 10^{18}$	10^{18}	10^{18}
μ^-	1631 ± 40	1748 ± 42	$-47 \pm 105 \pm 61$	$72 \pm 36 \pm 140$
μ^+	308 ± 18	314 ± 18	$19 \pm 45 \pm 11$	$28 \pm 16 \pm 25$

4.2.1 Метод экстраполяции к бесконечной плотности мишени.

Данный метод выделения сигнала от прямых нейтрино основан на том, что с увеличением плотности мишени ρ нейтринный поток от обычных источников падает как $1/\rho$, в то время как поток нейтрино от распадов очарованных частиц остается постоянным. Искомый сигнал можно найти линейной экстраполяцией к бесконечной плотности мишени. Если N_1 и $N_{1/2}$ — количество нейтринных взаимодействий, нормированное на одинаковый

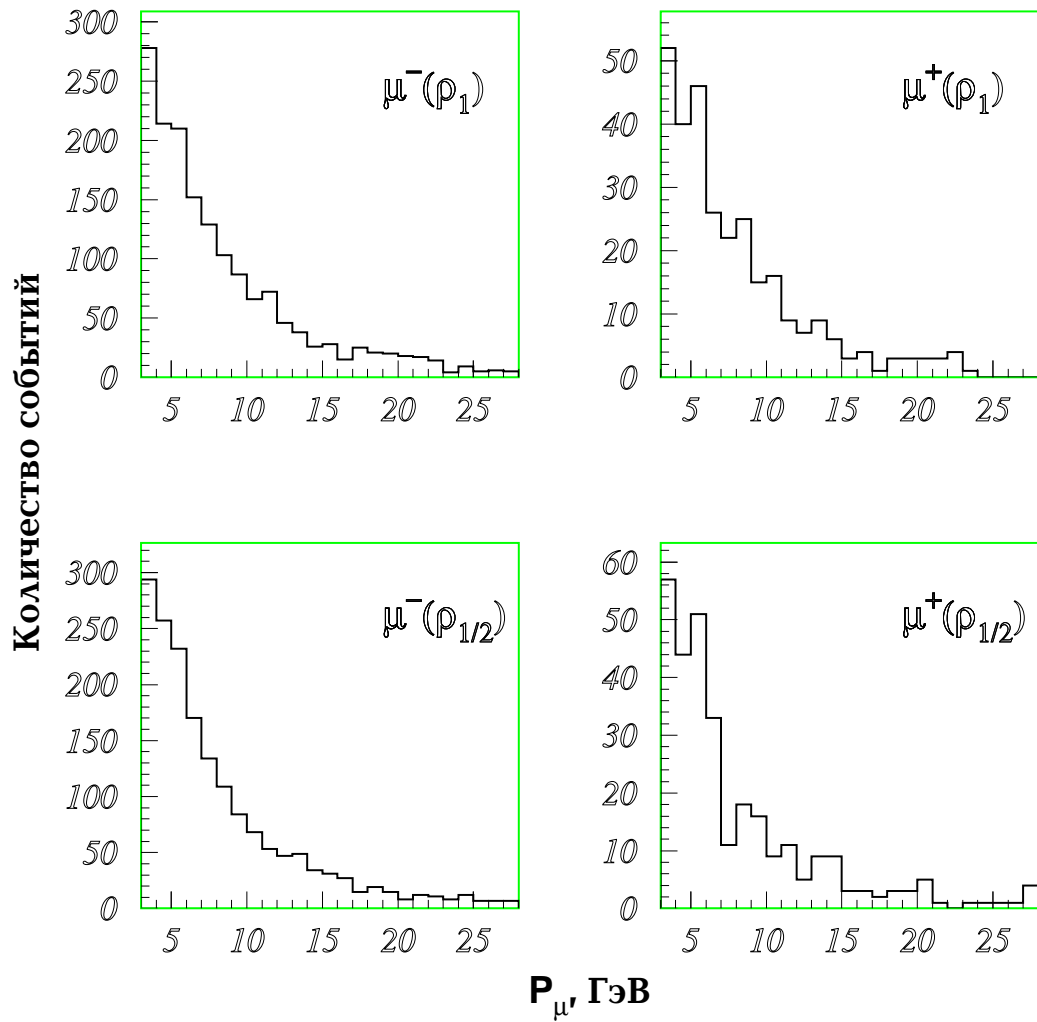


Рис. 4.1: Экспериментально зарегистрированные спектры равновесных мюонов.

поток протонов для плотностей ρ_1 и $\rho_{1/2}$ соответственно, то количество взаимодействий с участием прямых нейтрино определяется формулой:

$$N_0 = 2N_1 - N_{1/2} - \varrho(N_{1/2} - N_1),$$

где ϱ — фактор, учитывающий неполное развитие адронного каскада в мишени с плотностью $\rho_{1/2}$. Утечка части каскада в вещество с плотностью ρ_1 приводит к эффективному увеличению плотности второй мишени — $\rho_{1/2} = \rho_1/2 + \epsilon$. Величина $\varrho = \frac{4\epsilon}{1-2\epsilon}$, была определена на основе моделирования с помощью программы GEANT [106] и для энергий нейтрино $5 \text{ ГэВ} < E_\nu < 20 \text{ ГэВ}$ составила $\varrho = 0,05 \pm 0,02$.

Рассчитанное указанным способом число мюонов от взаимодействий прямых нейтрино, нормированное на 10^{18} протонов, приведено в таблице 4.2. Для расчетных значений чисел мюонов, кроме статистических ошибок указаны систематические ошибки, учитывающие погрешность в измерении интенсивности протонного пучка (1%), неопределенность в относительной плотности мишеней (ошибку в ϱ) и ошибку в восстановлении заряда мюона (1%).

4.2.2 Метод вычитания фона.

В отличие от предыдущего, этот метод требует знания потоков фоновых ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, образующихся в распадах π и K -мезонов. Число взаимодействий от прямых нейтрино получается вычитанием числа смоделированных взаимодействий фоновых нейтрино из экспериментально наблюдаемого полного числа событий.

Спектры фоновых потоков ν_μ вычислялись двумя способами:

- по экспериментально измеренным выходам π^+ и K^+ -мезонов на ядер-

ных мишенях при энергии протонов 67 ГэВ [107] с последующей коррекцией, учитывающей измерения распределений мюонных потоков в разрезах стального поглотителя [108];

- с помощью программы GEANT [106]. При моделировании учитывалось не только рождение мезонов от первого взаимодействия в мишени, но и от последующих каскадов.

Совпадение результатов расчетов с точностью 5% служит хорошим показателем надежности полученных спектров фоновых нейтрино. Полученные первым способом спектры мюонных нейтрино (см. рис. 4.2) использовались в дальнейших расчетах.

Моделирования ν_μ СС-взаимодействий в последних 16 м защиты¹ осуществлялось с помощью программы CATAS [104]. При моделировании глюбоконеупругих взаимодействий использовалась параметризация структурных функций Фейнмана-Филда [74] для инвариантной массы адронной системы $W \geq 2$ ГэВ. Для области $W < 2$ ГэВ моделировались квазиупругие взаимодействия и взаимодействия с образованием резонансных состояний по модели Рейна-Сегала [109].

Сравнение смоделированных импульсных распределений равновесных μ^+ и μ^- с экспериментально полученными спектрами мюонов для мишени с плотностью ρ_1 показано на рис. 4.3. В табл. 4.2 приведены числа взаимодействий прямых нейтрино, рассчитанные методом вычитания. Использовались данные лишь для ρ_1 , где нет неопределенности, связанной с учетом утечки каскадов и вычислением эффективной плотности мишени. Систематическая ошибка — 10%, приведённая в табл. 4.2 для данного метода, обусловлена погрешностями в определении нейтринных спектров и в опи-

¹Как показало моделирование, число мюонов, проходящих более 16 м железа мюонной защиты, пренебрежимо мало.

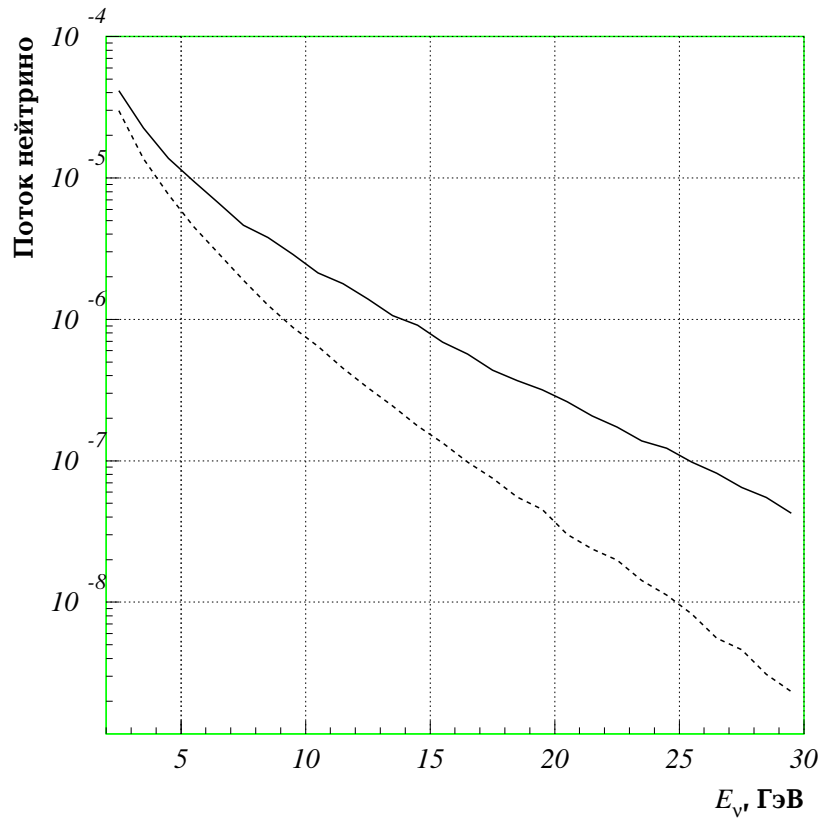


Рис. 4.2: Расчетные спектры мюонных нейтрино (сплошная линия) и анти-нейтрино (пунктир) в зависимости от энергии. Спектры проинтегрированы в конусе с углом в вершине 40 мррад, отсчитанном от оси Z и нормированы на один падающий на мишень протон.

сании взаимодействия нейтрино с веществом.

Полученный результат может быть использован для оценки сечения образования очарованных частиц.

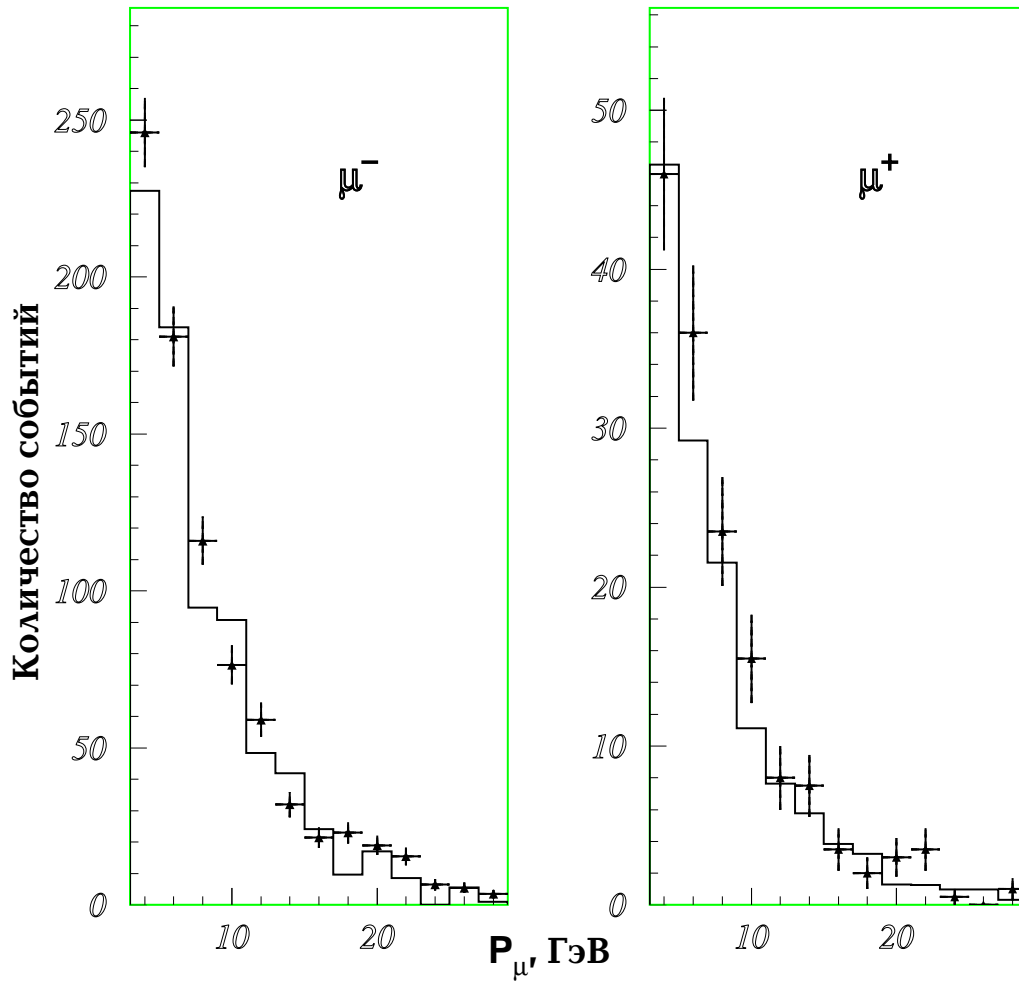


Рис. 4.3: Импульсные распределения μ^- и μ^+ , полученные моделированием (гистограмма), в сравнении с экспериментальными результатами (\blacktriangle) для мишени с плотностью ρ_1 .

Глава 5

Определение сечения рождения очарованных частиц.

Оценка величины полного сечения образования очарованных частиц опирается на детальное моделирование спектров прямых нейтрино от полуплеетонных распадов D -мезонов и Λ_c -гиперонов. Используемые при этом предположения о дифференциальных сечениях рождения этих частиц и об их парциальном выходе в значительной мере влияют на точность и обоснованность получаемых результатов.

5.1 Параметризация дифференциального сечения.

В настоящее время разными авторами применяются различные способы описания дифференциального сечения рождения очарованных частиц. Наиболее часто используется полуэмпирическая аппроксимация дифференциального сечения рождения очарованных частиц вида:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_\perp} \simeq (1 - x_F)^n \cdot e^{-bp_\perp^m}, \quad (5.1)$$

Таблица 5.1: Относительный выход и параметры дифференциального сечения, используемые в параметризации Лиходеда–Слабоспицкого.

Частица	Λ_c^+	D^+	D^0	D^-	\bar{D}^0
Выход	43%	18%	39%	28%	72%
n	1,5	6,5	6,5	3,5	3,5

где $x_F = p_{\parallel}^*/p_{max}^*$; p_{\perp} — поперечный импульс очарованной частицы, а p_{\parallel}^* — ее продольный импульс в СЦМ. Величина m полагается равной 1 или 2; при $m = 1$ параметр b равен 2–3, а при $m = 2$ значение $b \sim 1$. Параметр n зависит от типа как фрагментирующих, так и рождающихся частиц. При малых значениях поперечного импульса рожденных частиц ($p_{\perp} \rightarrow 1$) этот параметр можно оценить с помощью правил кваркового счета [85, 16]. В случае образования очарованных частиц в NN-взаимодействиях $n = 1$ для Λ_c , $n = 5$ для D^+ и D^0 , $n = 3$ для \bar{D}^0 и $n = 4$ для D^- .

При описании дифференциального сечения рождения очарованных частиц при относительно низких энергиях часто используется параметризация, теоретически обоснованная А.К.Лиходедом и С.Р.Слабоспицким (см. [110]):

$$\frac{d^3\sigma}{dx_+dx_-dp_{\perp}} \simeq [(1-x_+)(1-x_-)]^n \cdot e^{-2,5p_{\perp}}. \quad (5.2)$$

Здесь $x_{\pm} = (E^* \pm p_{\parallel}^*)/\sqrt{s}$, а E^* и s — энергия частицы и квадрат энергии столкновения в СЦМ соответственно. Значения показателя n и относительные выходы различных очарованных частиц, используемые в этой модели, приведены в табл. 5.1.

Этот вид дифференциального сечения эквивалентен предыдущему в том смысле, что при $p_{\perp} \rightarrow 1$ величина $(1-x_+)(1-x_-) \rightarrow (1-x_F)$. Однако в области $x_F \sim 0$ параметризация (5.2) имеет более правильное поведение. На рис. 5.1 гистограммой показано распределение $d\sigma/dx_F$ для рождения

\bar{c} -кварка, вычисленное по нашей просьбе Фриксионе С. (Frixione S.) для p - p взаимодействий при энергии $\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ. Вычисления проводились для массы c -кварка $m_c = 1,5$ ГэВ, параметров регуляризации и фрагментации $\mu_R = m_c$, $\mu_F = 2m_c$ соответственно и для $\Lambda_{QCD} = 151$ МэВ. В расчётах использованы структурные функции нуклонов MRSA [111]. КХД расчеты наилучшим образом описываются параметризацией (5.2) при значении параметра $n = 4,5$ (штрих-пунктир). Меньшее значение параметра $n = 3,5$ (пунктирная кривая) в табл. 5.1 для D^- , \bar{D}^0 -мезонов по сравнению с \bar{c} -кварками может быть объяснено эффектами адронизации.

В эксперименте БИС-2 [4] были получены экспериментальные данные по дифференциальному сечению образования D^- и \bar{D}^0 мезонов при средней энергии $\sqrt{s} = 10,5$ ГэВ. При этом использовалась параметризация (5.1) и были получены значения $n = 0,8 \pm 0,6$, $b = 1,8_{-1,0}^{+1,3}$ для D^- -мезонов и $n = 1,1 \pm 0,6$, $b = 1,2_{-0,9}^{+1,1}$ для \bar{D}^0 -мезонов. Распределение $d\sigma/dx_F$, полученное на спектрометре БИС-2 для D^- мезонов, показано на рис. 5.1 точками. Видно, что это распределение находится в противоречии и с расчетами по КХД и с параметризацией (5.2).

5.2 Спектры прямых нейтрино.

При расчете спектров прямых нейтрино использовались дифференциальные сечения рождения очарованных частиц в параметризации Лиходеда-Слабоспицкого. Далее моделировались полулептонные распады этих частиц с образованием мюонного нейтрино с помощью программы JETSET 7.2 [78], учитывающей моды распада на 3, 4 и 5 частиц. Полученные энергетические спектры прямых ν_μ в сравнении со спектрами фоновых ν_μ показаны на рис. 5.2. При расчетах спектров предполагалось, что полное сечение образования очарованных частиц на отдельном нуклоне

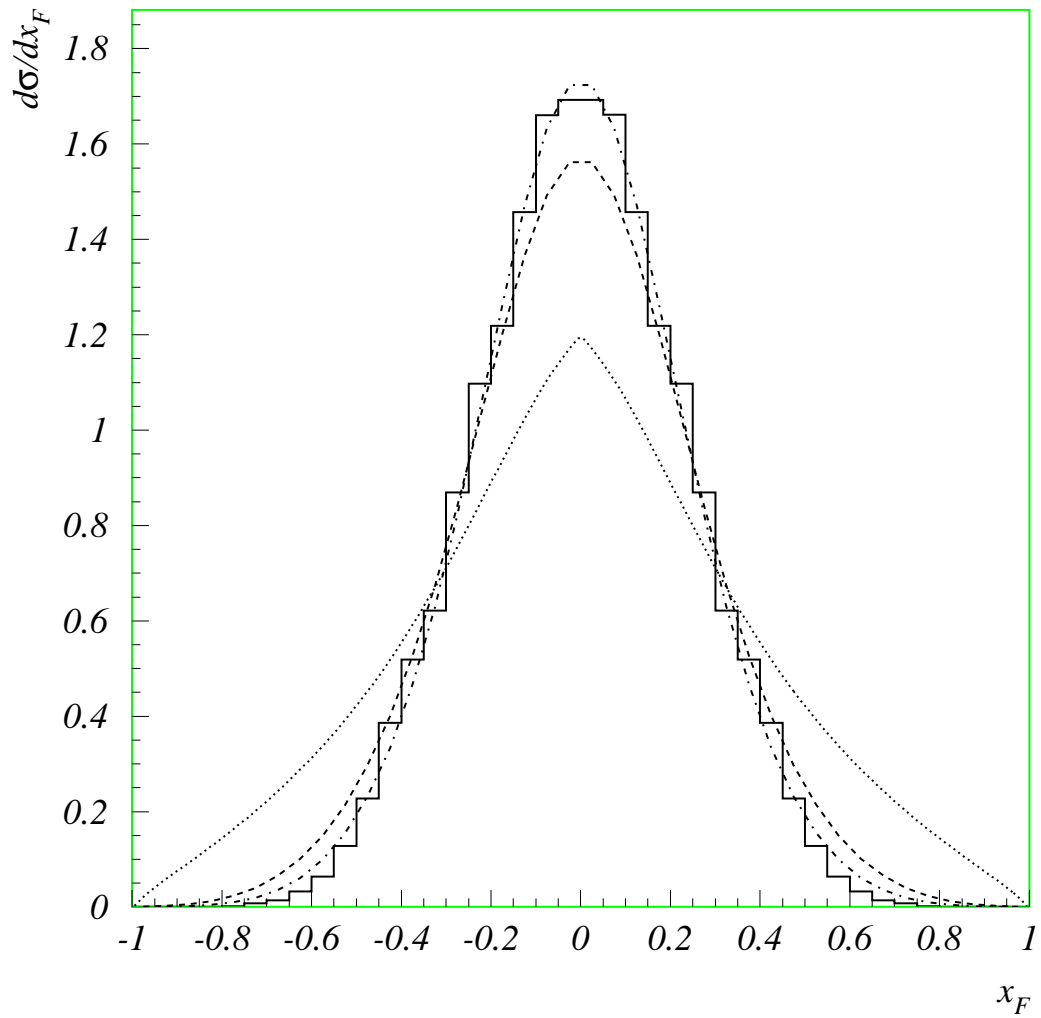


Рис. 5.1: Зависимость дифференциального сечения от x_F . Сплошная кривая (гистограмма) — расчеты С.Фрикционе для рождения \bar{c} -кварка (см. [82]). Пунктир — параметризация Лиходеда–Слабоспицкого для D^- мезонов с параметром $n = 3, 5$. Штрих–пунктир — $n = 4, 5$. Точечная кривая — результат, полученный БИС–2 для D^- мезонов. Все распределения нормированы на единичную площадь.

Таблица 5.2: Оценки сечения рождения очарованных частиц в pN -взаимодействиях ($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ).

Регистрируемый мюон	Сечение(мкбн/нуклон)	
	Метод экстраполяции	Метод вычитания фона
μ^-	$-3,0 \pm 6,7 \pm 3,9$	$4,6 \pm 2,3 \pm 8,9$
μ^+	$1,3 \pm 3,1 \pm 0,7$	$1,9 \pm 1,1 \pm 1,7$
$\mu^- + \mu^+$	$0,7 \pm 2,9$	$2,0 \pm 2,0$

$\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 1$ мкбн/нуклон. Для ядра с атомным весом A предполагалась линейная зависимость сечения от A ¹: $\sigma_{c\bar{c}}(pA) = \sigma_{c\bar{c}}(pN) \times A$, то есть для мишени из железа ($A = 55,85$) сечение образования очарованных частиц $\sigma_{c\bar{c}}(p Fe) = 55,85$ мкбн/нуклон. Все спектры приведены для углового интервала 0—40 мрад, определяемого аксептансом детектора и нормированы на один падающий на мишень протон.

5.3 Результаты.

Моделирование взаимодействий прямых нейтрино осуществлялось теми же программами, что и для фоновых нейтрино (см. раздел 4.2.2). Рассчитанное таким образом ожидаемое число μ^- от взаимодействий прямых нейтрино, нормированное на 10^{18} сброшенных на мишень протонов, составило 15,6, а число μ^+ от взаимодействий прямых антинейтрино составило 11,7. Сопоставление этих чисел с данными, приведенными в табл. 4.2, позволяет вычислить величину сечения образования очарованных частиц (см. табл. 5.2). Значения сечений, приведенные в табл. 5.2, опираются на статистически независимую информацию и, следовательно, являются статисти-

¹Такая зависимость подтверждается последними, наиболее точными экспериментами (см. раздел 1.3.3).

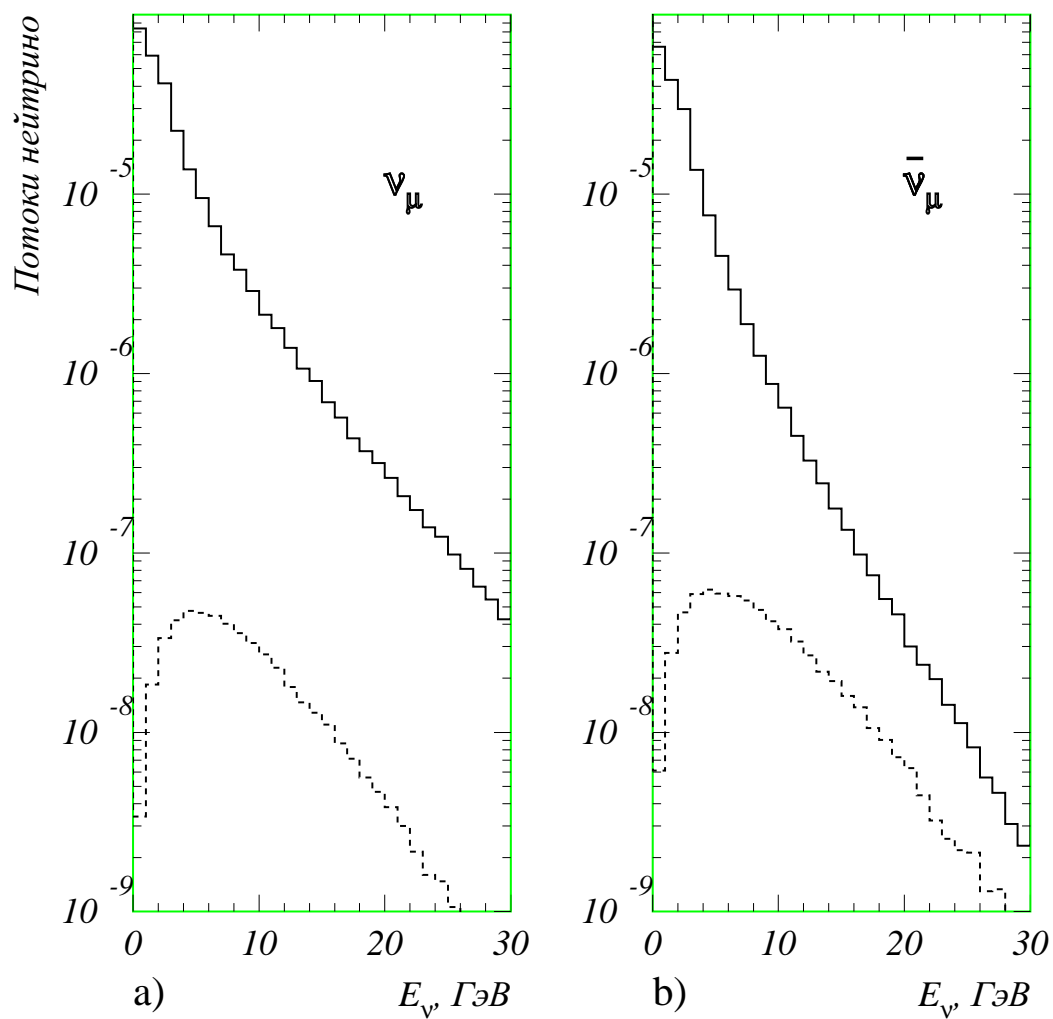


Рис. 5.2: Спектры а)нейтрино б)антинейтрино от распадов очарованных частиц (пунктир) в сравнении со спектрами нейтрино от распадов π и K -мезонов (непрерывная линия).

чески независимыми. Полученные методами вычитания и экстраполяции величины хорошо согласуются между собой. Усредненная по двум методам величина полного сечения равна $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 1,6 \pm 1,6$ мкбн/нуклон.

Результаты эксперимента по поиску прямых электронных нейтрино в нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ были опубликованы ранее [112]. При выделении прямых ν_e также использовались два независимых метода — экстраполяции и вычитания. Полное сечение образования очарованных частиц составило: $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = -0,50 \pm 1,67$ мкбн/нуклон (метод вычитания) и $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 4,8 \pm 3,8$ мкбн/нуклон (метод экстраполяции).

Точность измерения полных сечений для случая регистрации прямых электронных и для случая регистрации прямых мюонных нейтрино практически одинакова, а величины сечений хорошо согласуются между собой. Это требует некоторых пояснений, так как регистрация событий с прямыми ν_e имеет некоторое преимущество. Фон от обычных источников нейтрино для ν_e на порядок ниже, в то время как потоки ν_e и ν_μ от распадов очарованных частиц, вследствие $\mu - e$ универсальности, должны быть одинаковы. В то же время имеется ряд обстоятельств, позволяющих добиться практически одинаковой точности получаемых результатов.

1. При выделении ν_e -взаимодействий в детекторе имеется дополнительный фон от ν_μ -взаимодействий по каналам нейтрального тока с образованием π^0 -мезонов. Выделение же ν_μ CC -взаимодействий имеет высокую степень надежности по наличию легко идентифицируемого мюона.
2. Имеется возможность разделения ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ -взаимодействий по знаку заряда мюона. Следует так же отметить, что для $\bar{\nu}_\mu$ фон от обычных источников в несколько раз ниже чем для ν_μ .

3. Использование в качестве мишени стального мюонного фильтра позволяет увеличить статистическую обеспеченность результатов, так как масса мюонного фильтра значительно превышает массу детектора.
4. Некоторое улучшение отношения сигнал/фон было достигнуто за счет обрезания низкоэнергетичной части ν_μ спектра,¹ в которой это отношение наихудшее.

Согласие результатов измерений полного сечения образования очарованных частиц, полученных различными методами на основании сигнала от различных типов прямых нейтрино позволяет: во-первых, утверждать отсутствие неконтролируемых систематических ошибок, во-вторых, использовать усредненное значение:

$$\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 0,9 \pm 1,1 \text{ мкбн/нуклон.}$$

Соответствующий верхний предел на величину сечения рождения очарованных частиц при энергии 70 ГэВ составляет:

$$\sigma_{c\bar{c}}(pN) < 2,3 \text{ мкбн/нуклон} \quad (90\%C.L.).$$

5.4 Сравнение с результатами других экспериментов.

В табл. 5.3 приведены результаты измерений полных сечений образования очарованных частиц в pN-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ

¹Условие на импульс мюона $P_\mu > 3$ ГэВ.

Таблица 5.3: Результаты измерений полных сечений образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ ($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ), полученные в протонном beam-dump эксперименте 1989г. на ускорителе ИФВЭ.

Эксперимент	„Прямые” лептоны	Сечение, мкбн/нуклон
Ионизационные камеры в мюонной защите С.Беликов [22]	Одиночные μ	$-0,3 \pm 1,2$
Пузырьковая камера “СКАТ” В.Аммосов [21]	ν_μ, ν_e	$< 4,8$ (90% CL)
Настоящая работа	ν_μ, ν_e	$0,9 \pm 1,1$

($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ), полученные в протонном beam-dump эксперименте 1989г. на ускорителе ИФВЭ различными экспериментальными группами. На рис. 5.3 собраны экспериментальные данные по полным сечениям образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях. Здесь же показаны результаты КХД расчетов, выполненных с точностью до α_s^3 , при значениях массы очарованного кварка $m_c = 1,2; 1,5; \text{ и } 1,8$ ГэВ. Расчеты производились программой HVQMNR, описание алгоритма которой содержится в работе [70]. В расчётах использованы: структурные функции нуклонов MRSA [111]; $\Lambda_{QCD} = 151$ МэВ; параметры регуляризации и фрагментации $\mu_R = m_c, \mu_F = 2m_c$ соответственно.

Как видно из табл. 5.3 и рис. 5.3, полученная нами оценка в целом согласуется с результатами других экспериментов и не противоречит предсказаниям КХД. Однако, все эти результаты не удаётся согласовать с данными БИС–2 [4, 5]. Как видно из рис. 5.3, полученное БИС–2 значение сечения образования очарованных частиц намного превышает наши данные и лежит выше теоретических предсказаний.

Для более детального сравнения с результатами коллаборации БИС–2 было проведено моделирование процесса рождения \bar{D} -мезонов (D^- и \bar{D}^0) в условиях нашего эксперимента, но с параметрами, описывающими процесс образования очарованных частиц, приведёнными в работах [4, 5]:

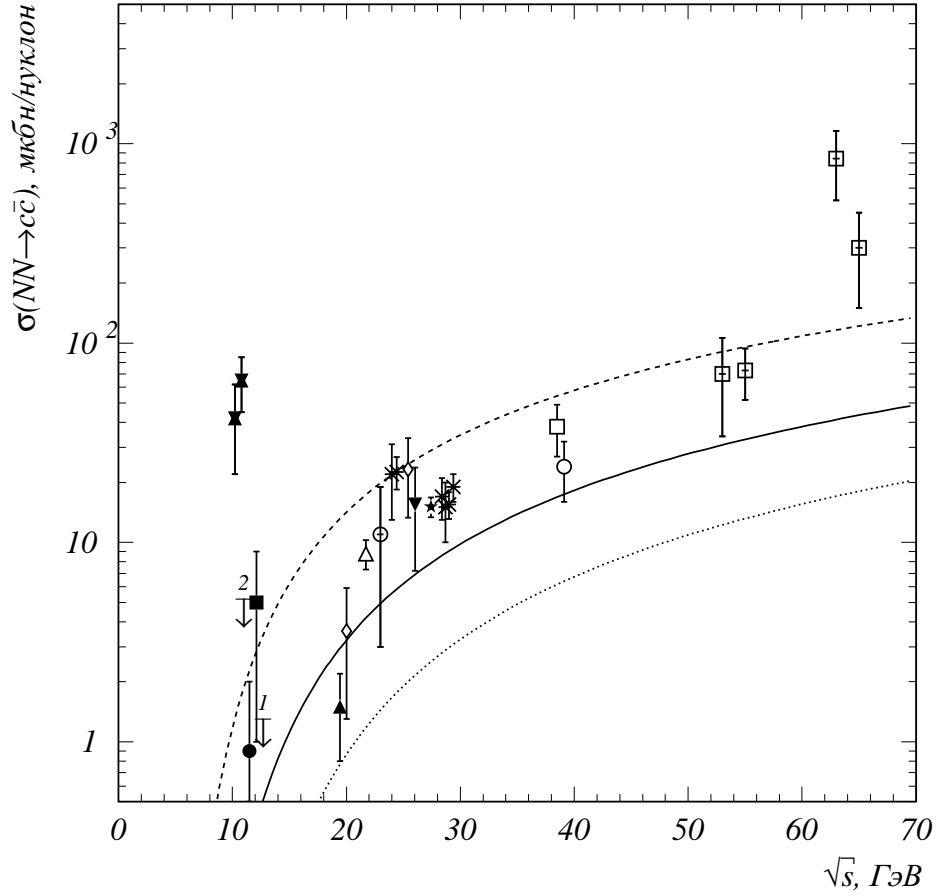


Рис. 5.3: Полное сечение образования очарованных частиц в pN и nN -взаимодействиях. Экспериментальные данные для припороговой области энергий: \blacksquare — искровой спектрометр ИТЭФ [2]; \blacktriangledown — БИС-2 [4, 5]; \bullet — настоящая работа; **1** и **2** — верхние границы сечения (90% CL) полученные в работах [21] и [22] соответственно. Другие экспериментальные данные (см. [17, 82]): \blacktriangle — NA32 [51]; \diamond — NA25 [48, 49]; \triangle — E769 [52]; \oplus — E630 [50]; \blacktriangledown — NA16 [53]; \star — NA27 [54]; \square — E653 [55]; \circ — E743 [56]; \boxplus — ISR; \times — результаты beam-dump экспериментов в CERN и FNAL. Непрерывные кривые — теоретические расчеты по КХД: сплошная линия — $m_c = 1,5$ ГэВ; пунктир — $m_c = 1,2$ ГэВ; точечная — $m_c = 1,8$ ГэВ.

- дифференциальное сечение в области $x_F > 0,5$ описывается выражением $(1 - x_F)^n \exp(-bp_{\perp}^2)$ с численными значениями b, n из работы [4]: для D^- — $n = 0,8 \pm 0,6, b = 1,8_{-1,0}^{+1,3}$ и для \bar{D}^0 — $n = 1,1 \pm 0,6, b = 1,2_{-0,9}^{+1,1}$;
- сечения образования D^- и \bar{D}^0 в кинематической области $x_F > 0,5$ взяты соответственно: $\sigma_{D^-}(x_F > 0,5) = 5,0$ мкбн/нуклон (в пересчете из сечения на углероде) из работы [4] и $\sigma_{\bar{D}^0}(x_F > 0,5) = 3,0$ мкбн/нуклон из работы [5];
- сечения для ядра ^{56}Fe пересчитаны в предположении, что зависимость сечения от атомного веса ядер мишени (A) параметризуется в виде $\sigma_{c\bar{c}}(pA) = \sigma_{c\bar{c}}(pN)A^\alpha$, где $\alpha = 0,75$ [5].

Так как в работах [4, 5] приведены сечения только для области $x_F > 0,5$, то для получения полного сечения в интервале $-1 < x_F < +1$ необходимо было экстраполировать сечение в область $x_F < 0,5$. В наших расчетах предполагалось, что в области $x_F < 0,5$ $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 0$. Это грубое предположение заведомо дает нижнюю границу полного сечения и, соответственно, приводит к сильно заниженной оценке выхода равновесных мюонов от прямых антинейтрино.

В результате моделирования был получен ожидаемый спектр выходящих из защиты μ^+ (показан гистограммой на рис. 5.4), источником которых мы должны были бы считать прямые антинейтрино, образующиеся в распадах очарованных частиц. На этом же рисунке указан экспериментально измеренный полный поток равновесных μ^+ , а также спектр μ^+ от прямых антинейтрино, полученный ранее методом вычитания. Все спектры нормированы на 10^{18} сброшенных на мишень протонов. Как видно из сравнения, ожидаемое число μ^+ от прямых антинейтрино при использовании

данных БИС-2 (даже при грубых предположениях, заведомо занижающих их выход) существенно превышает полученные нами оценки числа таких мюонов и практически соответствует полному потоку μ^+ , который экспериментально регистрируется и который образуется от взаимодействий в мюонной защите антинейтрино от распадов π и K -мезонов.

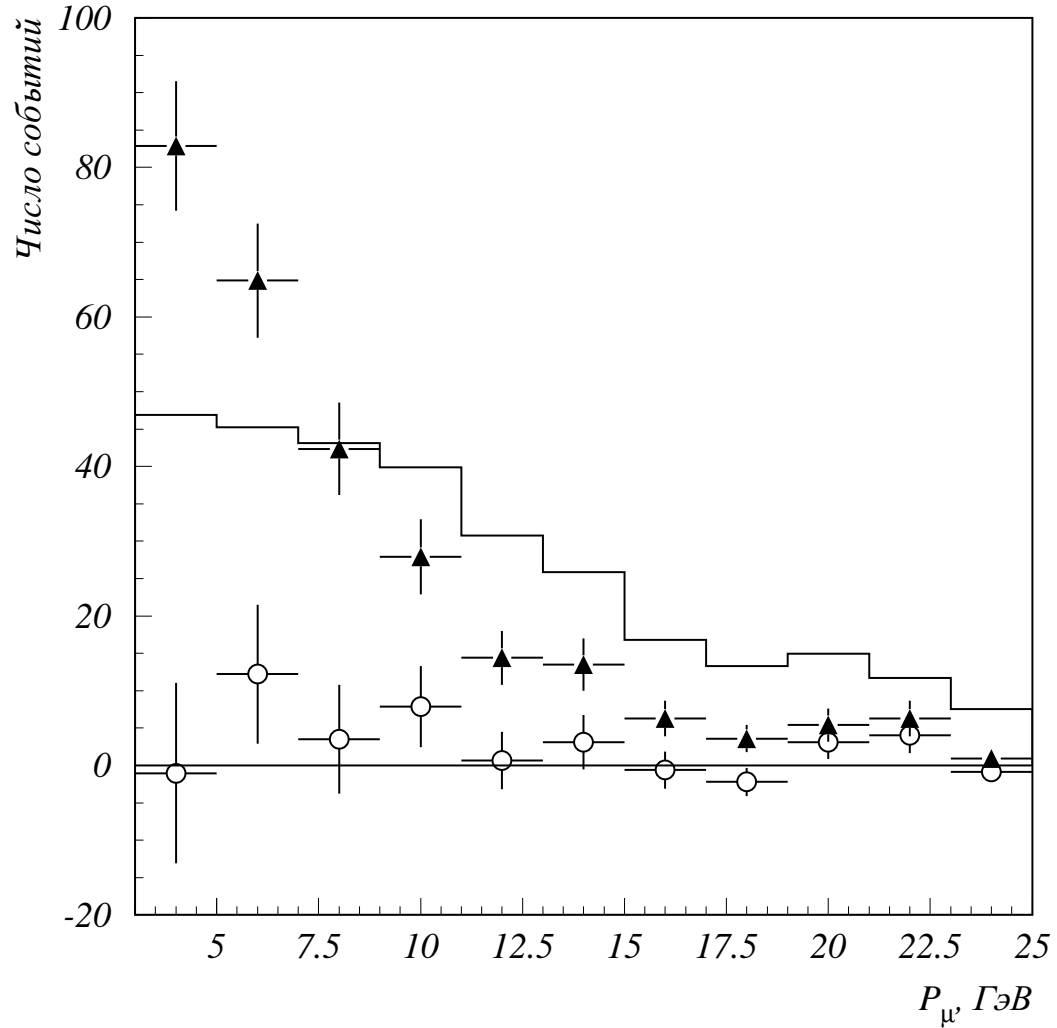


Рис. 5.4: Ожидаемый спектр равновесных μ^+ от прямых антинейтрино, вычисленный по данным БИС-2 (гистограмма), в сравнении со спектром μ^+ от прямых антинейтрино, полученным из анализа экспериментальных данных в настоящей работе (o). Точки \blacktriangle - экспериментальный спектр всех равновесных μ^+ с импульсом > 3 ГэВ. Все спектры нормированы на 10^{18} сброшенных на мишень протонов.

Глава 6

Поиск тяжелых нейтрино.

6.1 Результаты обработки данных beam–dump эксперимента.

В beam–dump эксперименте первичный протонный пучок поглощается мишенью, а вторичные каскады — протяженной массивной защитой, расположенной непосредственно за мишенью. Поэтому в экспериментах такого типа в детектор, расположенный на значительном расстоянии от мишени и защищенный мюонным фильтром, попадают только слабо взаимодействующие частицы. Среди слабо взаимодействующих частиц, которые проникают в детектор, могут быть и тяжелые нейтрино, возникающие в распадах π - и K -мезонов до их поглощения в веществе:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_H, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H \quad (6.1)$$

$$K^+ \rightarrow e^+ \nu_H, \quad K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H \quad (6.2)$$

(В дальнейшем все сказанное о тяжелом нейтрино справедливо также и для тяжелого антинейтрино, образованного в распадах π^- - и K^- - мезонов.)

Одним из возможных каналов распада тяжелого нейтрино с массой

больше 1 МэВ является

$$\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e \quad (6.3)$$

Такие распады выглядели бы в Нейтринном Детекторе как изолированные электромагнитные ливни без адронного сопровождения и мюонного трека. Поиск изолированных электромагнитных ливней, критерии отбора событий и возможные источники фона подробно описаны в работе [113]. После выделения событий с изолированными электромагнитными ливнями и использования критериев отбора осталось 1 событие, которое можно считать кандидатом на распад тяжелого нейтрино по изучаемому каналу. Смоделированный методом Монте-Карло фон с учетом критериев отбора событий составил 1,5 события в нормировке на полную статистику. Таким образом, превышения сигнала над фоном в эксперименте не обнаружено.

6.2 Метод и результаты анализа.

Вероятность рождения тяжелых нейтрино ν_H в распадах π - и K -мезонов пропорциональна вероятности распада мезонов на нейтрино с нулевой массой, кинематическому фактору ρ_{lH} , а также квадрату соответствующего элемента матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ или $|U_{\mu H}|^2$ в зависимости от того, рождается ли тяжелое нейтрино в паре с электроном или мюоном [114]:

$$BR(M \rightarrow l \nu_H) = BR(M \rightarrow l \nu) \cdot \rho_{lH} \cdot |U_{lH}|^2, \quad \text{где} \quad (6.4)$$

$$\rho_{lH} = \frac{\lambda^{1/2}[1, \delta_l, \delta_{\nu_H}] \cdot (\delta_l + \delta_{\nu_H} - (\delta_l - \delta_{\nu_H})^2)}{\delta_l \cdot (1 - \delta_l)^2},$$

$$\lambda[x, y, z] = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz,$$

$$\delta_l = \left[\frac{m_l}{m_M}\right]^2, \quad \delta_{\nu_H} = \left[\frac{m_{\nu_H}}{m_M}\right]^2, \quad l = e, \mu, \quad M = \pi, K.$$

В случае чисто лептонного распада фактор ρ_{lH} учитывает тот факт, что при конечной массе ν_H подавление данной моды распада, вызванное сохранением спиральности, будет меньше, чем для безмассового нейтрино (например, при $m_\nu = 0$ $\rho = 1$, а при $m_{\nu_H} = 200$ МэВ $\rho \approx 10^5$ для $K \rightarrow e\nu_H$ и $\rho \approx 4$ для $K \rightarrow \mu\nu_H$) [115].

Если тяжелые нейтрино возникают от распадов π - и K -мезонов, то они могут иметь массу, не превышающую $(m_M - m_e)$. В интервале масс $0 < m_{\nu_H} < (m_K - m_e)$ наряду с регистрируемым каналом распада $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$ возможны также и другие моды распада тяжелых нейтрино [116]:

$$\nu_H \rightarrow \gamma\nu \quad (6.5)$$

$$\nu_H \rightarrow \gamma\gamma\nu \quad (6.6)$$

$$\nu_H \rightarrow \mu^+e^-\nu_\mu \quad (6.7)$$

$$\nu_H \rightarrow \mu^-e^+\nu_e \quad (6.8)$$

$$\nu_H \rightarrow \pi^+e^- \quad (6.9)$$

$$\nu_H \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu \quad (6.10)$$

$$\nu_H \rightarrow \pi^+\mu^- \quad (6.11)$$

Тяжелые нейтрино с массами $m_{\nu_H} < 2m_e$ не могут быть зарегистрированы в нашем эксперименте, т.к. ширины распадов (6.5) и (6.6), возможных в этой области масс, очень малы [117], и эти распады будут происходить за эффективным объемом детектора. Ширины трехчастичных распадов (6.3), (6.7), (6.8), (6.10) вычисляются по формуле из работы [118]:

$$\Gamma(\nu_H \rightarrow l^-F\bar{f}) = \frac{G_F^2 \cdot m_{\nu_H}^5}{192 \cdot \pi^3} \cdot |U_{lH}|^2 \cdot I_{Ff}, \quad \text{где} \quad (6.12)$$

$$I_{Ff} = 12 \int_{(x_2+x_3)^2}^{(1-x_1)^2} dz z^{-1} (1+x_1^2-z)(z-x_2^2-x_3^2) \lambda^{1/2}[z, 1, x_1^2] \lambda^{1/2}[z, x_2^2, x_3^2],$$

$$x_1 = \frac{m_F}{m_{\nu_H}}, \quad x_2 = \frac{m_f}{m_{\nu_H}}, \quad x_3 = \frac{m_l}{m_{\nu_H}},$$

а двухчастичных (6.9), (6.11) — по формуле из работы [119]:

$$\Gamma(\nu_H \rightarrow l\pi) = \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) \cdot |U_{lH}|^2 \cdot W(x, y, z), \quad \text{где} \quad (6.13)$$

$$W(x, y, z) = \frac{[(1-x^2)^2 - 2y^2(1+x^2) + y^4]^{1/2} \cdot [(1+x^2-y^2)(1+x^2) - 4x^2]}{2z^2y(1-z^2/y^2)^2},$$

$$x = \frac{m_l}{m_{\nu_H}}, \quad y = \frac{m_\pi}{m_{\nu_H}}, \quad z = \frac{m_\mu}{m_{\nu_H}}.$$

При расчете ширин мы пренебрегали массами электронного и мюонного нейтрино. Величины, обратные парциальным ширинам распадов $\tau_i = 1/\Gamma_i$, полученные на основе приведенных формул в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$, показаны на рис. 6.1. Доминирующими модами распадов тяжелых нейтрино в исследуемой области масс являются $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$, $\nu_H \rightarrow \pi^+e^-$ и $\nu_H \rightarrow \pi^+\mu^-$.

Рис. 6.2 иллюстрирует поведение времени жизни тяжелого нейтрино $\tau_{\nu_H} = 1/\Gamma_{total}$ в рассматриваемом интервале масс для случаев $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$ и $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 10^{-6}$.

Спектры вторичных π - и K -мезонов, при распаде которых возможно образование тяжелых нейтрино, были получены с помощью программы FRITIOF (версия 4.X)[77]. На основе этой программы, входящей в пакет LUND Monte-Carlo, было разыграно 30 000 взаимодействий 70 ГэВ-ных протонов с веществом мишени.

Смоделированные спектры π - и K -мезонов использовались для получения зависимости ожидаемого количества N_{ν_H} зарегистрированных в эффективном объеме Нейтринного Детектора распадов $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$ от мас-

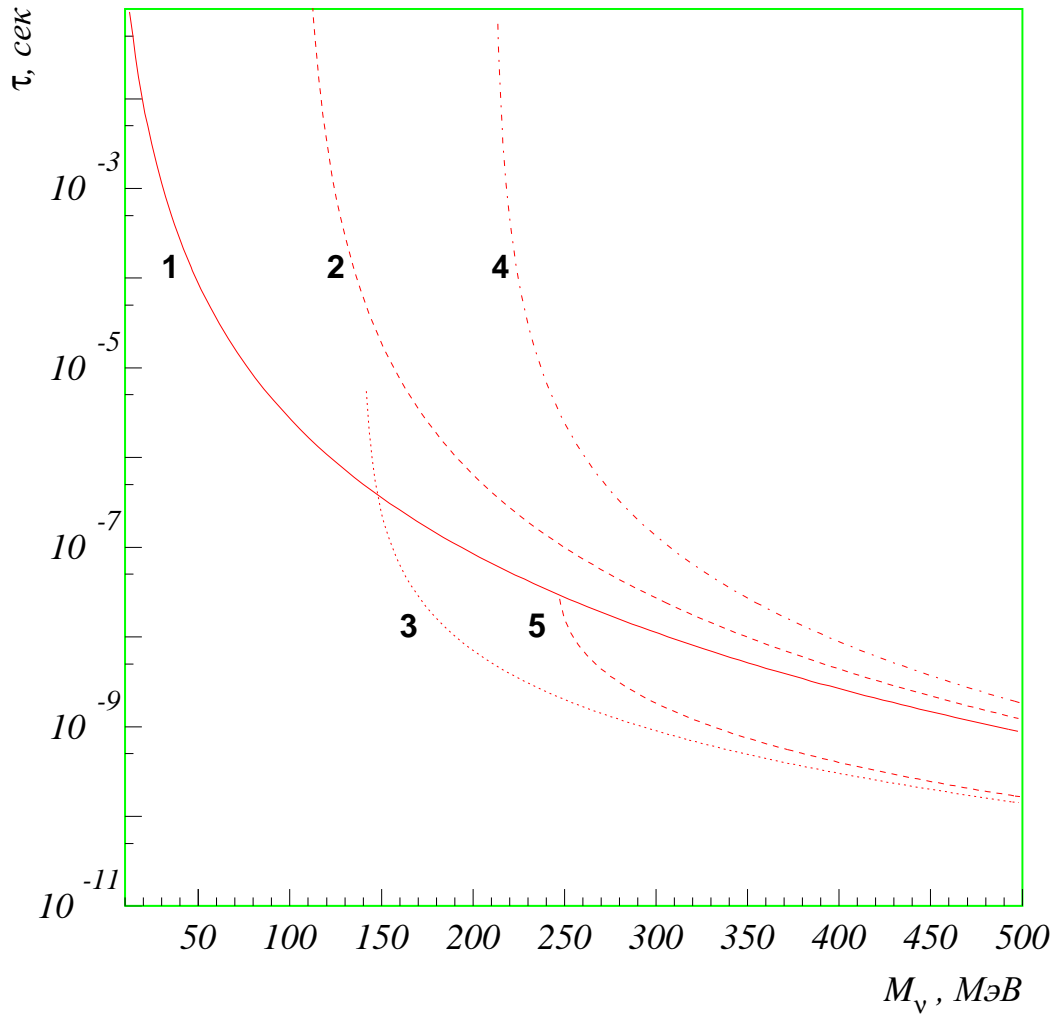


Рис. 6.1: Зависимость величин, обратных парциальным ширинам распадов тяжелого нейтрино, от его массы в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$: **1** — процесс $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$; **2** — процессы $\nu_H \rightarrow \mu^+e^-\nu_\mu$ и $\nu_H \rightarrow \mu^-e^+\nu_e$; **3** — процесс $\nu_H \rightarrow \pi^+e^-$; **4** — процесс $\nu_H \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu$; **5** — процесс $\nu_H \rightarrow \pi^+\mu^-$.

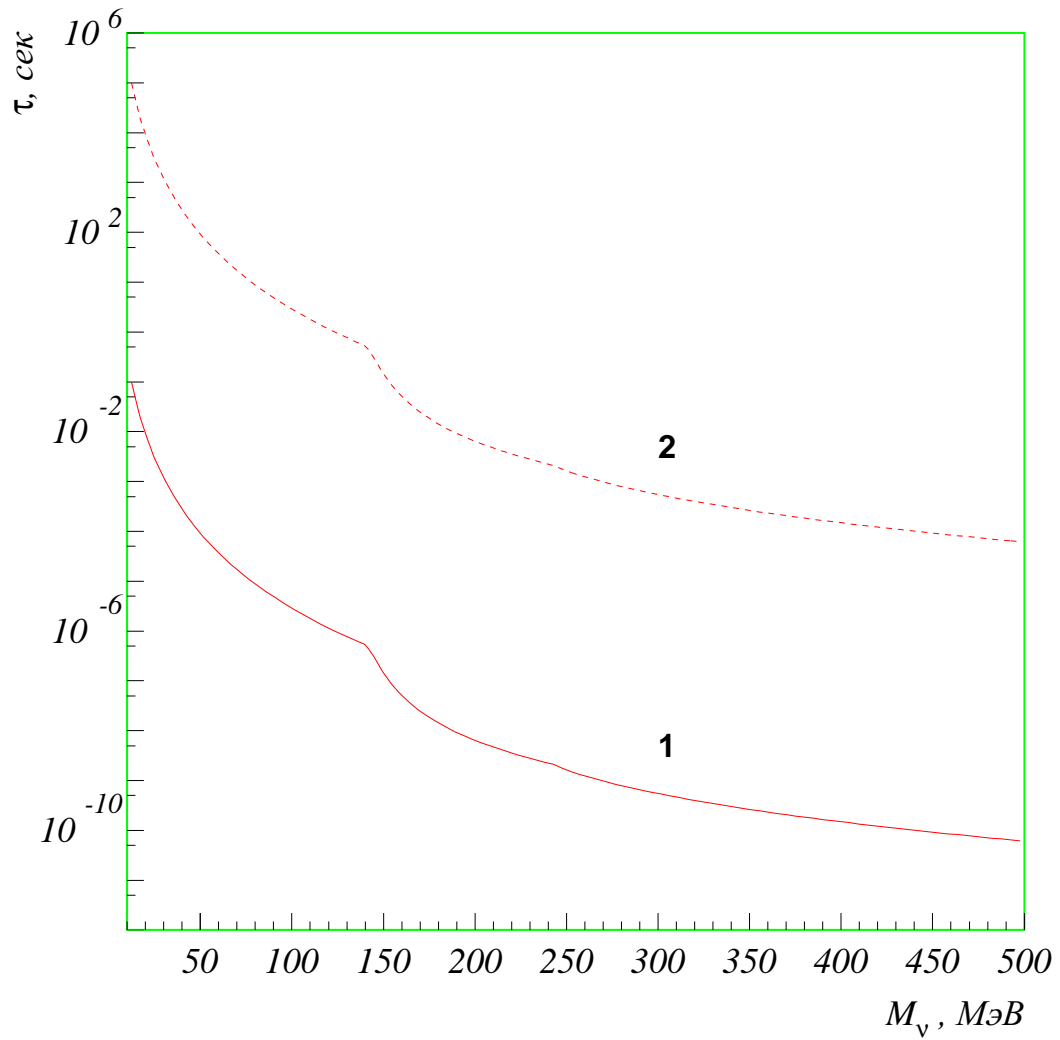


Рис. 6.2: Зависимость времени жизни тяжелого нейтрино от его массы в изучаемом интервале $3 \div 490$ МэВ: **1** — в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$; **2** — в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 10^{-6}$.

сы нейтрино:

$$N_{\nu_H} = N_{prot} \cdot N_M \cdot D_M \cdot BR(M \rightarrow l\nu_H) \cdot D_H \cdot BR(\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e) \cdot \Omega \cdot \varepsilon. \quad (6.14)$$

Здесь

- ▷ N_{prot} — суммарное число протонов, сброшенных на мишень;
- ▷ N_M — число мезонов изучаемого класса, образовавшихся в одном из 30 000 разыгранных актов взаимодействия протона в мишени. Средняя множественность мезонов оказалась равной: $n(\pi^\pm) \approx 7,2$, $n(K^\pm) \approx 0,5$;
- ▷ D_M — вероятность того, что образовавшийся мезон распадется до взаимодействия:

$$D_M = \frac{\lambda_M}{c\tau_M\gamma_M\beta_M + \lambda_M}, \quad (6.15)$$

где τ_M — время жизни мезона, λ_M — длина ядерного поглощения мезонов в железе. Она вычисляется по формуле $\lambda_M = \frac{A}{N_A \cdot \sigma \cdot \rho}$, где σ — сечение поглощения данного типа мезонов при взаимодействии с ядрами вещества с атомным весом A в исследуемом интервале энергий, ρ — плотность вещества мишени, N_A — число Авогадро;

- ▷ $BR(\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu)$ — вероятность распада тяжелого нейтрино по регистрируемому каналу. Эта величина в исследуемом интервале масс представлена на рис. 6.3. $BR(\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu)$ изменяется от 100% в области масс меньше 140 МэВ до нескольких процентов в области масс больше 250 МэВ;

▷ D_H — вероятность того, что ν_H распадется в объеме детектора [114]:

$$D_H = \frac{L_2 - L_1}{c\tau_{\nu_H} \gamma_{\nu_H} \beta_{\nu_H}}, \quad (6.16)$$

где $L_1 = 67$ м и $L_2 = 90$ м — расстояние от мишени до переднего и до заднего края эффективного объема детектора соответственно. Эта величина прямо пропорциональна квадрату элемента матрицы смешивания $|U_{lH}|^2$;

▷ Ω — аксептанс детектора;

▷ ε — эффективность реконструкции электромагнитных ливней с учетом критериев отбора событий [113].

Из соотношений (6.4), (6.14) и (6.16) следует, что число возможных распадов тяжелых нейтрино в детекторе N_{ν_H} пропорционально $|U_{eH}|^4$, $|U_{eH}|^2 \cdot |U_{\mu H}|^2$ или $|U_{\mu H}|^4$ в зависимости от того, в паре с каким лептоном рождается ν_H и по какой моде распадается. При расчетах предполагалось, что $|U_{lH}| = |U_{\nu H}| = 1$. Исходя из того, что при поиске в детекторе изолированных электромагнитных ливней было обнаружено 1 событие при фоне 1,5 события, мы можем установить верхние пределы на элементы матрицы смешивания на 90%-ном уровне достоверности, используя метод, описанный в работе [1]:

$$\left(|U_{lH}|^2 \cdot |U_{\nu H}|^2 \right)_{upper\ limit} = 3,1 / N_{\nu_H}. \quad (6.17)$$

На рис. 6.4 и 6.5 представлены результаты анализа для элементов матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ соответственно. Для сравнения приведены результаты коллаборации CHARM в пучке широкого спектра [7] и эксперимента PS191 [8]. Более жесткие ограничения, полученные в нашем

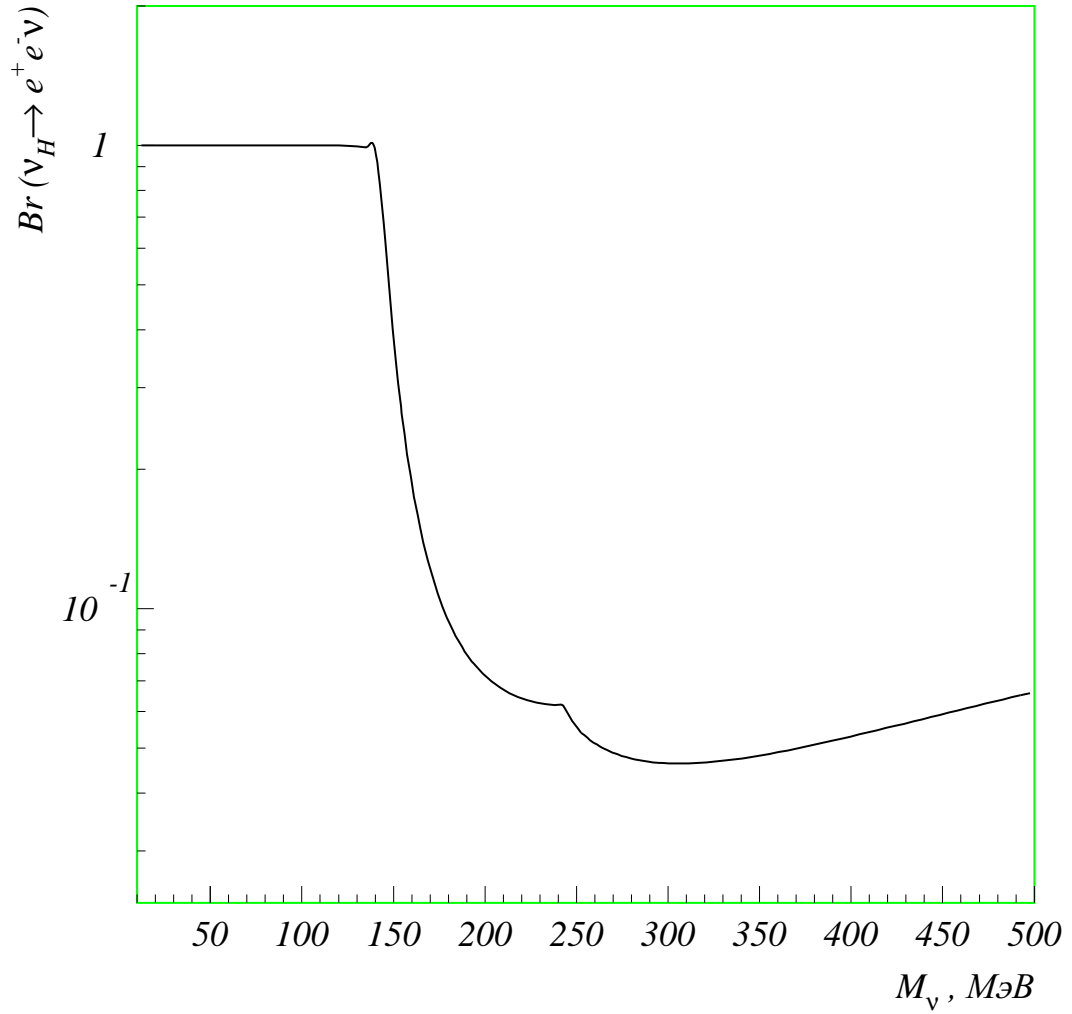


Рис. 6.3: Зависимость вероятности распада тяжелого нейтрино по каналу $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e$ от его массы в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2$.

эксперименте по сравнению с результатами установки CHARM, объясняются меньшим расстоянием от мишени до Нейтринного Детектора, относительно невысокой энергией протонного пучка, большей протяженностью эффективного объема детектора и лучшими фоновыми условиями. К преимуществам эксперимента следует отнести также и его чувствительность к большому $|U_{lH}|^2 (> 0, 1)$ во всей исследуемой области масс нейтрино. В отличие от экспериментов CHARM и PS191, из-за сравнительно небольшого расстояния от детектора до мишени не происходит заметного ослабления потока тяжелых нейтрино, вызванного их распадами до детектора.

Нижняя граница исследуемой области масс тяжелого нейтрино определяется условием $|U_{lH}| \leq 1$ и составляет ~ 5 МэВ для $|U_{eH}|^2$ и ~ 3 МэВ для $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$.

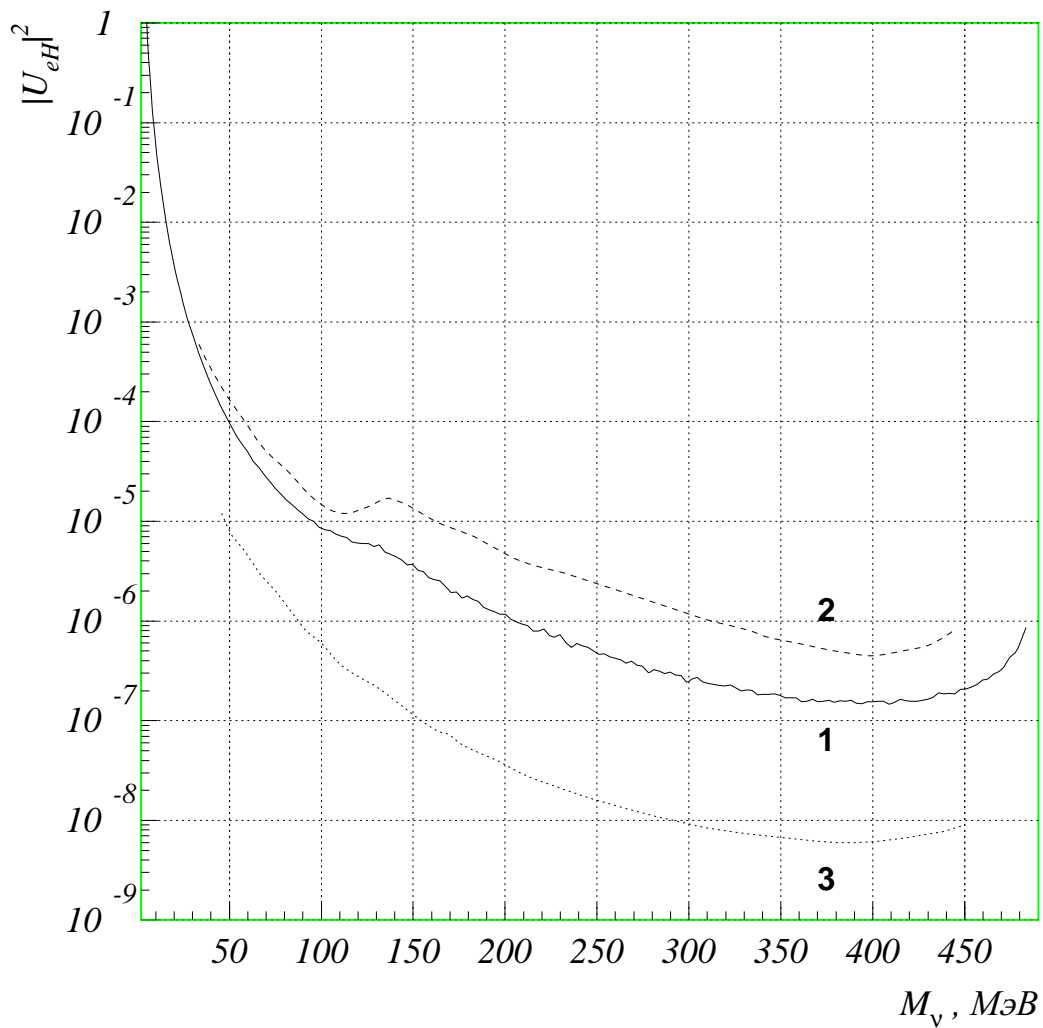


Рис. 6.4: Верхние пределы на коэффициент матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ на 90%-ном уровне достоверности: **1** — результаты Нейтринного Детектора ИФВЭ – ОИЯИ; **2** — результаты коллаборации CHARM [7]; **3** — результаты эксперимента PS191 [8].

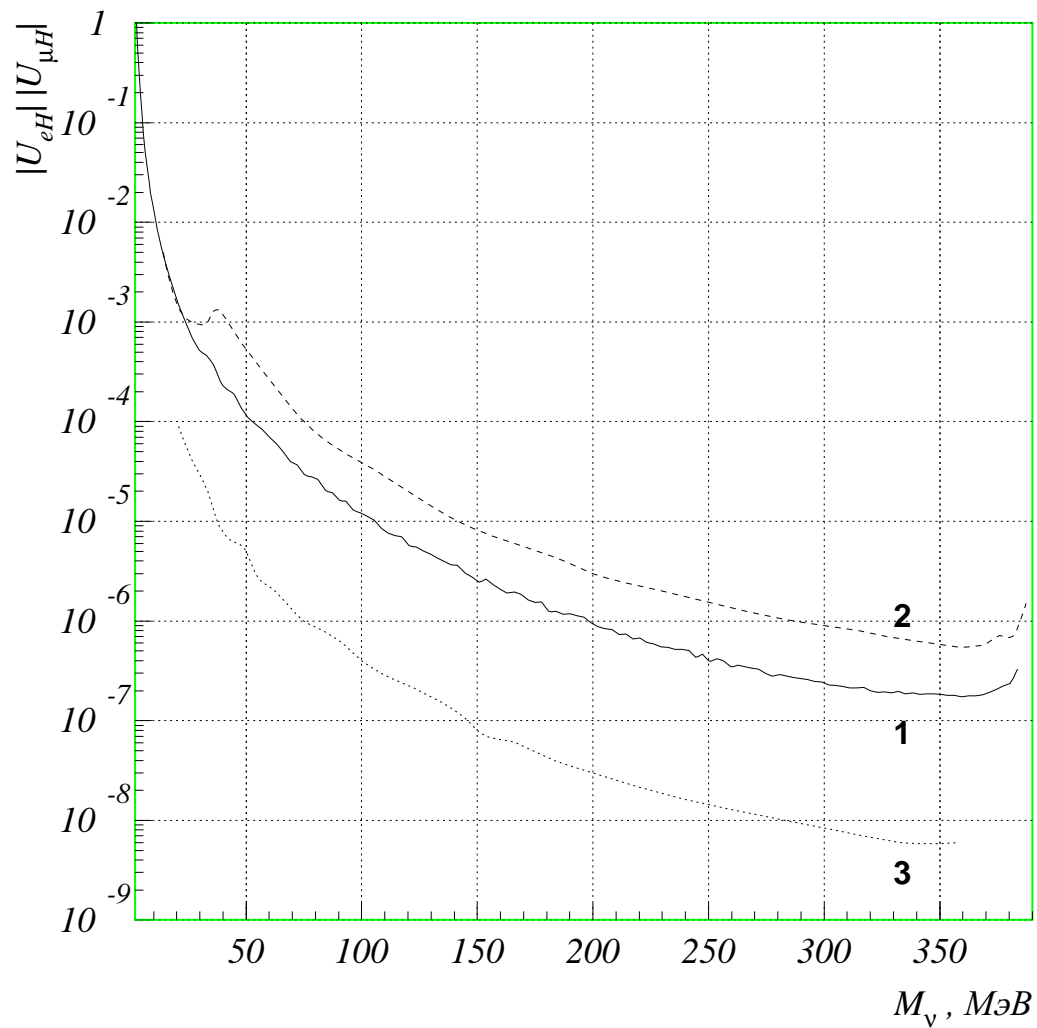


Рис. 6.5: Верхние пределы на коэффициент матрицы смешивания $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ на 90%-ном уровне достоверности: **1** — результаты Нейтринного Детектора ИФВЭ – ОИЯИ; **2** — результаты коллаборации CHARM [7]; **3** — результаты эксперимента PS191 [8].

Заключение.

Основные результаты диссертации:

1. Разработан метод определения сечения образования очарованных частиц по измерению потока „равновесных” мюонов от взаимодействия мюонных нейтрино в стальной защите, расположенной непосредственно перед детектором.

Созданы программы расчетов спектров нейтрино, образующихся в полупертоновых распадах очарованных частиц и от распада π и K -мезонов. Проведено моделирование процесса взаимодействия нейтрино в стальной защите по каналу заряженного тока.

2. Разработана программа DMUON, позволяющая определять заряд мюона и восстанавливать его импульс по кривизне трека в магнитах нейтринного детектора. Программа включена как в программный комплекс GRAND, предназначенный для off-line анализа данных, так и в программу on-line обработки информации.

3. Числа мюонов от взаимодействий прямых мюонных нейтрино, образованных от распада очарованных частиц, были определены двумя независимыми методами: методом экстраполяции к мишени с бесконечной плотностью и методом вычитания фона мюонов, вызванных взаимодействием нейтрино от распадов π и K -мезонов. Результаты обоих методов согласуются между собой.

4. Полное сечение рождения очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии протонов 70 ГэВ, определенное только по равновесным мюонам, составляет:

$$\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 1,6 \pm 1,6 \text{ мкбн/нуклон.}$$

5. Величина сечения образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии протонов 70 ГэВ ($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ), усредненная по результатам измерений с прямыми мюонными и прямыми электронными нейтрино [112], равна:

$$\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 0,9 \pm 1,1 \text{ мкбн/нуклон,}$$

что соответствует верхней границе сечения $\sigma_{c\bar{c}}(pN) < 2,3$ мкбн/нуклон с 90% уровнем достоверности. Полученное значение является наиболее точной оценкой сечения рождения очарованных частиц для энергий близких к порогу их образования и противоречит утверждениям об аномально большом (40 – 50 мкбн/нуклон) сечении рождения очарованных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях в околопороговой области энергий.

6. Показано, что величина полного сечения и использованная нами параметризация дифференциального сечения рождения очарованных частиц качественно согласуются с теоретическими КХД расчетами, выполненными с точностью до α_s^3 по константе сильного взаимодействия.
7. Данные, полученные в beam-dump эксперименте, были проанализированы с целью поиска распадов тяжелого нейтрино (нейтрального лептона) в интервале масс (3–493) МэВ по каналу $\nu_H \rightarrow e^+ + e^- + \nu_e$.

В качестве источников тяжелых нейтрино были рассмотрены распады π и K -мезонов до их поглощения в веществе мишени:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H, \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_H \text{ и } K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H, K^+ \rightarrow e^+ \nu_H.$$

Установлены верхние пределы на элементы матрицы смешивания тяжелого нейтрино с легкими нейтрино ν_e и ν_μ (рис. 6.4 и 6.5). Полученные ограничения являются более жесткими по сравнению с результатами коллаборации CHARM.

В заключение искренне благодарю С.А.Бунятова за руководство работой; В.Ю.Валуева, В.Н.Горячева, П.В.Мойсенза, Б.А.Попова, С.Н.Прахова за помощь в работе и полезные обсуждения. Я признателен всем сотрудникам ОИЯИ и ИФВЭ, являющимися соавторами работ и принимавшими непосредственное участие в выполнении исследований.

Литература

- [1] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Phys. Rev. **D 54**, 1996.
- [2] Asratyan A.E. et al., Phys. Lett. **B 79**, p.497, 1978.
- [3] Aleev A.N. et al., Z. Phys. **C 23**, p.333, 1984.
- [4] Aleev A.N. et al., Z. Phys. **C 37**, p.243, 1988.
- [5] Алеев А.Н. и др., Ядерная Физика **56**, вып.9, стр.147, 1993.
- [6] Gronau M. et al., Phys. Rev. **D 29**, p.2539, 1984;
Gronau M., Yahalom R., Nucl. Phys. **B 236**, p.233, 1984;
Wolfenstein L., Proc. Int. Conf. Neutrino 84, Dortmund, p.730, 1984;
Proc. Int. Conf. Neutrino 86, Sendai, p.1, 1986;
Осипов А.А., В кн.: Материалы VII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Р1,2,13-86-508*, Дубна, 1986, стр.146;
Исаев П.С., Коваленко С.Г., В кн.: Материалы VIII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Д1,2,13-88-90*, Дубна, 1988, стр.135.
- [7] Bergsma F. et al., Phys. Lett. **B 128**, p.361, 1983;
Dorenbosch J. et al., Phys. Lett. **B 166**, p.473, 1986.

- [8] Bernardi G. et al., Phys. Lett. **B 166**, p.479, 1983; **B 203**, p.332, 1988.
- [9] Cooper-Sarcar A.M. et al., Phys. Lett. **B 160**, p.207, 1985.
- [10] Божко Н.И. и др., Препринт *ИФВЭ 92-110*, Протвино, 1992.
- [11] Бунянов С.А., Нефёдов Ю.А. Ядерная Физика **60**, стр.1045, 1997.
- [12] Барабаш Л.С. и др., Ядерная Физика **57**, стр.2050, 1994.
- [13] Varanov S. et al, Phys. Lett. **B 302**, p.336, 1993.
- [14] Нефёдов Ю.А. Препринт *ОИЯИ Р10-95-422*, Дубна, 1995.
- [15] Aubert J.J. et al., Phys. Rev. Lett. **33**, p.1404, 1974.
- [16] Kernan A., VanDalen G. Phys. Rep. **106**, p.297, 1984.
- [17] Tavernier S.P.K. Rep. Prog. Phys. **50**, p.1439, 1987.
- [18] Bourquin M., Gaillard J.-M. Nucl. Phys. **B 114**, p.334, 1976.
- [19] Barloutaud R. et al., Nucl. Phys. **B 172**, p.25, 1980.
- [20] Dumont J.J. et al., Z. Phys. **C 11**, p.95, 1981.
- [21] Аммосов В.В. и др., Ядерная Физика **53**, стр.999, 1991.
- [22] Беликов С.В. и др., Ядерная Физика **58**, стр.1993, 1995.
- [23] Ritche J.L. et al., Phys. Lett. **B 138**, p.213, 1984.
- [24] Bodek A. et al., Proc. 22nd Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, p.157, 1984.
- [25] Ritche J.L. et al., Phys. Lett. **B 126**, p.499, 1983.

- [26] Alibrán P. et al., Phys. Lett. **B 74**, p.134, 1978.
- [27] Abramowicz M. et al., Z. Phys. **C 13**, p.179, 1982.
- [28] Fritze P. et al., Phys. Lett. **B 96**, p.427, 1980.
- [29] Jonker M. et al., Phys. Lett. **B 96**, p.435, 1980.
- [30] Duffy M.E. et al., Phys. Rev. Lett. **55**, p.1816, 1985; **57**, p.1522, 1986.
- [31] Ball R.C. et al., Phys. Rev. Lett. **51**, p.743, 1983.
- [32] Grässler H. et al., Nucl. Phys. **B 273**, p.253, 1986.
- [33] Dorenbosch J. et al., Z. Phys. **C 40**, p.497, 1988.
- [34] Berge P. et al., Z. Phys. **C 56**, p.175, 1992.
- [35] Diamant-Berger A. et al., Phys. Rev. Lett. **43**, p.1774, 1979.
- [36] Brown K.W. et al., Phys. Rev. Lett. **43**, p.410, 1979.
- [37] Clark A.G. et al., Phys. Lett. **B 77**, p.339, 1978.
- [38] Biagi S.F. et al., Phys. Lett **B 122**, p.455, 1983.
- [39] Bailey R et al., Phys. Lett. **B 132**, p.230, 1983.
- [40] Bailey R et al., Nucl. Phys. **B 239**, p.15, 1984.
- [41] Bailey R et al., Z. Phys. **C 30**, p.51, 1986.
- [42] Fitch V.L. et al., Phys. Rev. Lett. **46**, p.761, 1981.
- [43] Koester L.J. et al., Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Madison, p.190, 1980.

- [44] Badertscher A. et al., Phys. Lett. **B 123**, p.471, 1983.
- [45] Irion J. et al., Phys. Lett. **B 99**, p.495, 1981.
- [46] Drijard D. et al., Phys. Lett. **B 81**, p.250, 1979.
- [47] Drijard D. et al., Phys. Lett. **B 85**, p.452, 1979.
- [48] Cobbaert H. et al., Z. Phys. **C 36**, p.577, 1987.
- [49] Erriquez O. et al., Phys. Scr. **33**, p.202, 1986.
- [50] Tzeng L. et al., Phys. Rev. Lett. **55**, p.1172, 1985.
- [51] Barlag S. et al., Z. Phys. **C 39**, p.451, 1988.
- [52] Alves G.A. et.al., Phys. Rev. Lett. **77**, p.2388, 1996; **77**, p.2392, 1996;
69, p.3147, 1992; Phys. Rev. **D 49**, p.4317, 1994.
- [53] Aguilar-Benitez M. et al.,
Phys. Lett. **B 123**, p.98, 1983; **B 135**, p.237, 1984.
- [54] Aguilar-Benitez M. et al., Phys. Lett. **B 189**, p.476, 1987;
Z. Phys. **C 40**, p.321, 1988.
- [55] Kodama K. et al., Phys. Lett. **B 263**, p.573, 1991.
- [56] Ammar R. et al., Phys. Lett. **B 183**, p.110, 1987;
Phys. Rev. Lett. **61**, p.2185, 1988.
- [57] Leitch M.J. et.al., Phys. Rev. Lett. **72**, p.2542, 1994.
- [58] Barlag S. et al., Z. Phys. **C 49**, p.555, 1991;
Phys. Lett. **B 247**, p.113, 1990.

- [59] Aguilar-Benitez M. et al., *Z. Phys.* **C 31**, p.491, 1986;
Phys. Lett. **B 146**, p.266, 1984; **B 169**, p.106, 1986.
- [60] Apanasevich L. et.al., Preprint *FERMILAB-Pub-97/030-E*, February 1997.
- [61] Kodama K. et al., *Phys. Lett.* **B 284**, p.461, 1992.
- [62] Chudakov E. et al., *Nuovo Cim.* **A 107**, p.1971, 1994.
- [63] Brodsky S.J., Peterson G., Preprint *SLAC-PUB-2888*, March, 1982;
 Peterson G., Preprint *Nordita-82/26*, July, 1982.
- [64] Smith J., Tung W.K. Preprint *NIKHEF-H/93-20*, 1993.
- [65] Altarelli G., Parisi G. *Nucl. Phys* **B 126**, p.298, 1977.
- [66] Glück M., Owens J.F., Reya E., *Phys. Rev.* **D 17**, p.2324, 1978;
 Babcock J., Sivers D., Wolfram S., *Phys. Rev.* **D 18**, p.162, 1978;
 Hagiwara H., Yoshino T., *Phys. Lett.* **B 80**, p.282, 1979;
 Jones L.M., Wyld H., *Phys. Rev.* **D 17**, p.1782, 1978;
 Georgi H.M. et al., *Ann. of Phys.* **114**, p.273, 1978;
 Combridge B.L., *Nucl. Phys.* **B 151**, p.429, 1979.
- [67] Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.
 Квантовая электродинамика. Москва, 1959.
- [68] Duke D., Owens W. *Phys. Rev.* **D 30**, p.49, 1984.
- [69] Nason P., Dawson S., Ellis R.K., *Nucl. Phys.* **B 303**, p.607, 1988;
B 327, p.49, 1989; **B 335**, p.260, 1990;
 Beenakker W. et al., *Phys. Rev.* **D 40**, p.54, 1989;
Nucl. Phys. **B 351**, p.507, 1991.

- [70] Manango M.L., Nason P., Ridolfi G.
Nucl. Phys. **B 373**, p.295, 1992; **B 405**, p.507, 1993.
- [71] Bardeen W.A. et al., Phys. Rev. **D 18**, p.3998, 1978.
- [72] Altarelli G. et al., Nucl. Phys. **B 308**, p.724, 1988.
- [73] Diemoz M., Ferroni F., Longo E., Martinelli G.
Preprint *CERN-TH-4751/87*, 1987.
- [74] Field R.D., Feynman R.P. Nucl. Phys. **B 136**, p.1, 1978.
- [75] Sjöstrand T. International Journal of Modern Physics **A 3**, p.751, 1988.
- [76] Paige F.E., Protopopescu S.D. Proc. of the 1986 Summer Study of the
Physics of the Superconducting Supercollider, Snowmass, p.320, 1987.
- [77] Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. Nucl. Phys. **B 281**,
p.289, 1987;
Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. Comput. Phys. Commun. **43**, p.387,
1987.
- [78] Sjöstrand T. Comput. Phys. Commun. **39**, p.347, 1986;
Sjöstrand T., Bengtsson H.U. Comput. Phys. Commun. **43**, p.367, 1987.
- [79] Bengtsson H.U., Sjöstrand T. Comput. Phys. Commun. **46**, p.43, 1987.
- [80] Marchesini G. et al., Comput. Phys. Commun. **67**, p.465, 1992.
- [81] Geiger K. Phys. Rep. **258**, p.237, 1995.
- [82] Frixione S. et al., Nucl. Phys. **B 432**, p.453, 1994.
- [83] Appel J. Annual Review of Nuclear and Particle Science **42**, p.367, 1992.

- [84] Aoki S. et al., Prog. Theor. Phys. **87**, p.1305, 1992.
- [85] Gunion J.F., Phys. Lett. **B 88**, p.150, 1979.
- [86] Cobbaert H. et al., Phys. Lett. **B 206**, p.546, 1988.
- [87] Cobbaert H. et al., Phys. Lett. **B 191**, p.456, 1987.
- [88] Alves G.A. et.al., Phys. Rev. Lett. **70**, p.722, 1993.
- [89] Adamovich M. et al., Phys. Lett. **B 284**, p.453, 1992.
- [90] Баратов Д.Г. и др. ЖТФ **47**, стр.991, 1977.
- [91] Афонин А.Г. и др. Препринт ИФВЭ 89–128, Серпухов, 1989.
- [92] Vozhko N.I. et. al. Nucl.Instr.Methods **A 243**, p.388, 1986;
Божко Н.И. и др. Препринт ИФВЭ 78-22, Серпухов, 1978.
- [93] Барабаш Л.С. и др. В кн.: Материалы V рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Д1,2,13-84-332*, Дубна, 1984, стр.108.
- [94] Божко Н.И. и др. ПТЭ **N2**, стр.57, 1985.
- [95] Воеводский А.В. и др. ПТЭ **N1**, стр.85, 1970.
- [96] Вовенко А.С. и др. В кн.: Материалы V рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Д1,2,13-84-332*, Дубна, 1984, стр.117;
Гейслер Ш. и др. В кн.: Материалы VII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Р1,2,13-86-508*, Дубна, 1986, стр.68.

- [97] Бунятов С.А. и др. В кн.: Материалы VII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Р1,2,13-86-508*, Дубна, 1986, стр.54.
- [98] Иванченко И. М., Мойсенз П. В., Рождественский А. М. В кн.: Материалы VIII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Д1,2,13-88-90*, Дубна, 1988, стр.197.
- [99] Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов. Москва, Наука, 1986.
- [100] Жигунов В.П., Соколов С.Н. ЭЧАЯ, **т.13**, стр.1024, 1982.
- [101] Аникеев В.Б. и др. Препринт ИФВЭ 93-28, Протвино, 1993.
Королева Т.К. и др. Препринт ИФВЭ 89-100, Серпухов, 1989.
- [102] Денисов О.Ю. и др. В кн.: Материалы XI рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Д1-90-144*, Дубна, 1990, стр.61.
- [103] FFREAD user guide and reference manual. *CERN DD/EE/78-2*, Geneva, 1978.
- [104] Кравцов В.И., Спиридонов А.А., Шестерманов К.Е. В кн.: Материалы VIII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ Д1,2,13-88-90*, Дубна, 1988, стр.109.
- [105] Королева Т.К. и др. Препринт ИФВЭ 90-28, Протвино, 1990.
- [106] Brun R. et al. *CERN DD/EE/84-1*, 1987.
- [107] Божко Н.И. и др. ЯФ.**31**, стр.1246, 1980.

- [108] Belikov S.V. et al. Preprint *IHEP 90-180*, Protvino, 1990.
- [109] Reyn D., Seghal L.M. Nucl.Phys. **B223**, p.89, 1983.
- [110] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. В кн.: Материалы Рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНК. Серпухов, 1988, стр.64;
ЯФ **28**, стр.1315, 1978; **33**, стр.838, 1981; **38**, стр.727, 1983.
- [111] Martin A.D., Roberts R.G., Stirling W.J. Phys. Rev. **D 43**, p.3648, 1991.
- [112] Blümlein J. et.al. Phys.Lett. **B279**, p.405, 1992.
- [113] Blümlein J. et al., Z. Phys. **C 51**, p.341, 1991;
Барабаш Л.С. и др., Ядерная Физика **55**, вып.12, стр.3259, 1992.
- [114] Боум Ф., Фогель П., “Физика массивных нейтрино”, Москва, „Мир”, 1990.
- [115] Gall P.D., Proc. Int. Conf. Neutrino 84, Dortmund, p.193, 1984.
- [116] Shrock R.E., Phys. Rev. **D 24**, p.1232, 1981.
- [117] Nieves J.F., Phys. Rev. **D 28**, p.1664, 1983.
- [118] Barger V., Keung W.Y., Phillips R.J.N., *University of Winsconsin - Madison, MAD/PH/152*, 1984;
Barger V. et al., Phys. Rev. **D 16**, p.3170, 1977.
- [119] Денисов О.Ю., Курбатов В.С., В кн.: Материалы VII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ. *ОИЯИ P1,2,13-86-508*, Дубна, 1986, стр.23.