

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Дымов Сергей Николаевич

**Исследование развала дейtron'a
протонами 0,6 – 1,9 ГэВ
с испусканием вперёд протонной пары**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
В. И. Комаров

Дубна 2007

Оглавление

	Страница
Введение	5
Глава 1. Взаимодействие протонов с дейtronами при высоких передаваемых импульсах	9
1.1 Проблема взаимодействия адронов с ядрами при высоких передаваемых импульсах	9
1.2 Протон-дейтронные взаимодействия при высоких передаваемых импульсах	10
1.2.1 Инклузивный развал дейтрана.	10
1.2.2 Упругое pd -рассеяние назад.	11
1.2.3 Эксклюзивный безмезонный развал дейтрана.	15
1.3 Развал дейтрана протонами в кинематике, близкой кинематике упругого pd -рассеяния назад	17
Глава 2. Постановка опытов и экспериментальная установка	23
2.1 Ускоритель COSY	24
2.2 Спектрометр ANKE	25
2.2.1 Триггер и система сбора данных.	28
2.3 Передняя детекторная система ANKE	28
2.3.1 Сцинтилляционный и черенковский гаммоскопы	30
2.3.2 Пропорциональные камеры	33
2.3.3 Использование детекторной системы в экспериментах на ANKE.	37

2.4 Спектаторный полупроводниковый детектор	39
2.5 Процедура измерения	40
2.5.1 Дифференциальное сечение.	40
2.5.2 Векторная анализирующая способность.	43
2.5.3 Калибровка детектора.	45
 Глава 3. Методы обработки данных эксперимента	 46
3.1 Элементы системы обработки данных	46
3.2 Реконструкция треков в переднем детекторе	48
3.2.1 Условия поиска трека.	48
3.2.2 Поиск трека с фиксированными трековыми плоскостями.	51
3.2.3 Поиск трека с перебором плоскостей.	52
3.3 Определение эффективности восстановления треков	56
3.3.1 Эффективность срабатывания гаммоскопа.	57
3.3.2 Эффективность срабатывания пропорциональных камер.	57
3.3.3 Поправка на неэффективность пропорциональных камер.	59
3.3.4 Эффективность алгоритма поиска трека.	62
3.4 Реконструкция 3-х импульса частиц	65
3.4.1 Полиномиальный метод.	66
3.4.2 Трассировка методом Рунге-Кутта.	67
3.5 Подстройка геометрических констант установки	70
3.6 Критерии подавления фона	72
3.7 Обработка экспериментальных данных и идентификация частиц. .	74
3.7.1 Однотрековые события.	75
3.7.2 Двух-трековые события	77
3.8 Монте-Карло моделирование установки.	79
3.8.1 Импульсное разрешение. Сравнение с моделированием.	79
 Глава 4. Результаты опытов и их обсуждение	 81
4.1 Идентификация процесса	81

4.1.1	Использование недостающей массы.	81
4.1.2	Определение типа частиц в паре.	84
4.1.3	Итоговая процедура.	87
4.2	Процедура определения дифференциальных сечений	88
4.2.1	Расчёт светимости.	88
4.2.2	Моделирование процесса $pd \rightarrow (pp)n$ и учёт аксептанса установки.	93
4.3	Дифференциальные сечения процесса	94
4.4	Энергетическая зависимость сечения	98
4.4.1	Сравнение с теоретическим описанием процесса.	100
4.5	Векторная анализирующая способность процесса $pd \rightarrow (pp)_sn$. . .	104
	Заключение	109
	Литература	112
	Приложение А. Кинематика процесса $pd \rightarrow ppn$	118
	Приложение В. Вероятность истинности найденного трека	120
	Приложение С. Определение светимости и аксептанса	123

Введение

Одной из главных задач исследования процессов взаимодействия протонов с легчайшими ядрами при передаче импульса $Q > 1 \text{ ГэВ/с}$ является получение информации о структуре этих ядер на малых расстояниях между нуклонами $r_{NN} \sim 1/Q \sim 0,5 \text{ Фм}$ и о NN-взаимодействии в области перекрывания нуклонов. Ожидается, что именно на таких расстояниях существует переходная область от адронных степеней свободы в структуре ядра к кварк-глюонным. Обнаружение такой области на эксперименте явилось бы событием первостепенной важности в физике сильных взаимодействий.

Дейtron, как простейшее ядро, представляет в этом аспекте особый интерес. Детальное изучение его структуры позволяет получить информацию о сильном взаимодействии между двумя связанными нуклонами в определённых квантовых состояниях. Распределение плотности вероятности по величине внутреннего импульса нуклона в дейтроне напрямую связано с потенциалом NN-взаимодействия. Чем выше внутренний импульс, тем на меньшем расстоянии находятся два нуклона в ядре.

В области малых переданных импульсов $Q < 0,2 \text{ ГэВ/с}$, электромагнитные и адронные взаимодействия с дейtronами хорошо описываются в рамках плосковолнового импульсного приближения (IA), предполагающего, что расечение происходит только на одном из нуклонов, тогда как другой является спектатором и не участвует во взаимодействии. В этом подходе дифференциальное сечение реакции пропорционально импульсному распределению нуклонов в дейтроне $\rho(q) = u^2(q) + w^2(q)$, где q — внутренний импульс нуклона в дейтроне, а $u(q)$ и $w(q)$ — S и D состояния дейтронной волновой функции. Поляризационные наблюдаемые чувствительны к отношению u/w [1]. Таким образом, комбинируя данные с неполяризованными и поляризованными пучком и мишенью возможно получить полную информацию об u и w волновых функциях дейтрона.

Однако, по мере уменьшения межнуклонного расстояния включаются новые механизмы NN-взаимодействия: мезонный обмен, возбуждение внутренней структуры ядра с образование NN^* и $\Delta\Delta$ конфигураций, и проявляются кварковые степени свободы. Кроме того, при повышении внутреннего импульса в дейтроне становится необходимым учёт релятивистских эффектов взаимодействия, повышается роль рассеяния в начальном и конечном состояниях, маскирующего связь наблюдаемых характеристик с волновой функцией ядра. Следовательно, в области больших внутренних импульсов нуклонов (при переданном импульсе $Q > 1 \text{ ГэВ/с}$), основной проблемой является разделение эффектов, связанных с ядерной структурой на коротких расстояниях и эффектов, вызываемых механизмами взаимодействия, нечувствительными к этой структуре. Изучение адрон-ядерных взаимодействий может предоставить существенную дополнительную информацию к результатам экспериментов с использованием электронов и γ -квантов, так как интерпретация последних затруднена проявлениями мезонно-обменных токов и в них не затрагивается глюонное поле ядра. При этом, для изучения желательно выбрать процесс, в котором вклады N^* и Δ -резонансов были бы подавлены. Как было показано в работах [2]-[4], такое подавление происходит в реакции разрыва дейтрана $p + d \rightarrow (p_1 + p_2)_{forward} + n_{backward}$ с испусканием протонной пары вперёд ($\theta_{pp} \approx 0^\circ$) с малой относительной энергией в паре $E_{pp} < 3 \text{ MeV}$ (относительная энергия определяется как разность инвариантной массы протонной пары и удвоенной массы протона, смотри приложение А). Данный процесс интересен для изучения еще и тем, что для его феноменологического описания в коллинеарной кинематике (то есть, при вылете протонной пары под малыми углами к направлению налетающего пучка протонов) необходимы только две спиновые амплитуды, и измерение двух поляризационных наблюдаемых — тензорной анализирующей способности T_{20} и параметра спин-спиновой корреляции $C_{y,y}$ позволяет провести полный поляризационный эксперимент.

Для изучения этого процесса на установке ANKE, расположенной на син-

хрофазotronе COSY (Jülich, Германия) была предложена программа, включающая измерение энергетической зависимости дифференциального сечения в диапазоне энергий пучка $T_p = 0,5 - 2,0$ ГэВ и поляризационных переменных: векторной анализирующей способности A_y^p , T_{20} и $C_{y,y}$. Измерение A_y^p являлось первым поляризационным экспериментом на ANKE, и служило также подготовкой для проведения измерений T_{20} и $C_{y,y}$. В качестве первой стадии программы, в феврале 2001 г. было измерено дифференциальное сечение процесса, а в июле 2003 г — векторная анализирующая способность при энергиях $T_p = 0,5$ и $0,8$ ГэВ. Эти результаты положены в основу настоящей диссертации.

Диссертация состоит из четырёх глав и заключения.

В первой главе описана проблема взаимодействия протонов с дейтронами при высоких передаваемых импульсах и изучения структуры NN -взаимодействия на малых расстояниях. В ней проведён краткий обзор экспериментальной ситуации в изучении pd -столкновений в кумулятивной области и изложено обоснование нового экспериментального подхода к этой проблеме.

Во второй главе дано описание синхротрона COSY и частей установки ANKE, использованных для получения представляемых результатов. В ней также приводятся условия и методика проведённого эксперимента.

Третья глава посвящена описанию системы обработки данных в переднем детекторе спектрометра ANKE, применяемой в большинстве экспериментов на этой установке. В этой главе представляются методы обработки и наиболее характерные примеры их применения к данным, полученным с помощью переднего детектора ANKE.

В четвёртой главе изложена процедура получения энергетической зависимости дифференциального сечения и векторной анализирующей способности процесса безмезонного развала дейтрана протоном с испусканием вперёд протонной пары с малой относительной энергией. Полученные результаты сравниваются с предсказаниями модели ONE+ Δ +SS [5, 6].

В заключении суммируются результаты, полученные в диссертационной работе.

Материалы диссертации основаны на работах [23, 67, 68, 74, 98], выполненных при участии автора, опубликованных в журналах "Physics Letters", "Physical Review Letters", "Nuclear Instruments and Methods", "Physica Scripta" и "Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра" ("Письма в ЭЧАЯ"), а также представленных на международных конференциях CHEP'98, STORI'02 и ERICE'02, научных семинарах ЛЯП ОИЯИ, заседаниях немецкого физического общества (ФРГ) и рабочем совещании сотрудничества ANKE по исследованию протон-дейtronных взаимодействий (Дубна, 2002).

Глава 1

Взаимодействие протонов с дейtronами при высоких передаваемых импульсах

1.1 Проблема взаимодействия адронов с ядрами при высоких передаваемых импульсах

К настоящему времени проведено большое количество экспериментов по $ed-$, $\gamma d-$ и $pd-$ рассеянию в условиях кумулятивной кинематики, то есть, в условиях, отличных от рассеяния на свободном покоящемся нуклоне либо нуклоне с внутриядерным импульсом ниже фермиевской границы. При этом рассеяние электронов и γ -квантов рассматривалось как метод для изучения высокоимпульсной структуры дейтрана, обеспечивающий наиболее надёжную интерпретацию экспериментальных данных. Полученные данные по упругим электромагнитным форм-факторам дейтрана ([7, 8, 9] и ссылки в них) при передаваемых импульсах $Q \leq 1$ ГэВ/с хорошо согласуются со стандартной моделью ядра, в которой ядро рассматривается как система нуклонов, взаимодействующих путём обмена мезонами. Ситуация становится значительно сложнее при $Q > 1$ ГэВ/с из-за возрастающего вклада мезоно-обменных токов (МЕС) в ed взаимодействиях и неопределённостей при их теоретическом описании. Более того, стандартная модель ядра не описывает данные по фоторасщеплению дейтрана при энергиях $E_\gamma \geq 1$ ГэВ [10]. Это приводит к выводу о необходимости учёта кварковой структуры нуклонов во взаимодействиях на расстояниях меньших размера нуклона. Вместе с тем, данные [7] и [10] демонстрируют масштабную инвариантность некоторых переменных уже при переданном импульсе $Q^2 > 2$ (ГэВ/с)². Такое поведение можно связать с известными правилами кваркового счёта [11, 12], проявление которых ожидалось только при $Q^2 > 100$ (ГэВ/с)² [13, 14], что говорит о необходимости более детального изучения диапазона сравнительно невысоких Q . Электро-

тромагнитные взаимодействия, безусловно, являются наиболее интерпретируемым методом исследования структуры ядра, усложнённой проявлениями МЕС. Однако, они наиболее чувствительны к кварковому составу ядра, не затрагивая непосредственно глюонного поля.

Адрон-ядерные взаимодействия, в которых именно глюонные поля осуществляют взаимодействие на малых расстояниях, могут предоставить дополнительную информацию о высокоимпульсной структуре ядра как в районе существенного вклада МЕС в ed -рассеянии (при импульсе нуклонов в дейтоне $q \sim 0,5$ ГэВ/с), так и при более высоких переданных импульсах. Непосредственный интерес при этом вызывает область промежуточных энергий, в которой доступен диапазон значений относительного импульса нуклонов в дейтоне $q = 0,3 - 0,6$ ГэВ/с, а спектаторный механизм, сформулированный в релятивистской гамильтоновой динамике, может служить первым приближением в интерпретации данных.

1.2 Протон-дейtronные взаимодействия при высоких передаваемых импульсах

В настоящее время накоплен большой объём экспериментальных данных по pd -столкновениям в кумулятивной области и планируется проведение новых, преимущественно поляризационных экспериментов на современных ускорительных комплексах. Основными направлениями экспериментов в этой области были: инклузивное [15, 16] и полуинклузивное [17] изучение развала дейтрона при столкновении с протонами и ядрами, изучение упругого pd -рассеяния назад [17, 18, 19] и эксклюзивное исследование безмезонного развала дейтрона [20, 21, 22, 23].

1.2.1 Инклузивный развал дейтрона. В экспериментах по инклузивному развалу дейтрона $dp \rightarrow p(0^\circ)X$ и $d^{12}C \rightarrow p(0^\circ)X$ [15, 16] мишень бомбардировалась высокоэнергетичным пучком дейтронов, но после взаи-

модействия регистрировался только спектаторный протон, в основном под углом 0° к пучку. В импульсном приближении, распределение импульса регистрируемого протона в системе покоя дейтрана напрямую даёт плотность распределения импульса нуклона в дейтране. Анализ данных [16] привёл к предположению [24] о наличии NN^* -компоненты, связанной с шестикварковой компонентой дейтонной волновой функции. Измеренная величина тензорной анализирующей способности T_{20} описывается расчётами в импульсном приближении только до значений $q < 0,2$ ГэВ/с. Добавление возмущения, вызванного взаимодействием в конечном состоянии приводит к качественному согласию в области $q < 0,4$ ГэВ/с при резком расхождении при больших q , а вычисления с добавкой 6-ти кварковых компонент волновой функции дейтрана описывают данные в области $q < 0,45$ ГэВ/с. Однако, шестикварковая модель использует при этом неоправданно большой радиус нуклонов в дейтране, почти в 1,5 раза больший радиуса свободного нуклона. В области $q = 0,5 - 0,55$ ГэВ/с данные проявляют тенденцию к асимптотическому предсказанию $T_{20} = -0,3$, получаемому в вычислениях с учётом кварковых степеней свободы в рамках КХД [25]. Необходимо отметить, что инклузивные данные, как правило, не поддаются однозначной теоретической интерпретации, так как в них теряется, по сравнению с эксклюзивными данными, значительная часть информации.

1.2.2 Упругое pd -рассеяние назад. Это один из простейших процессов, в котором за счёт большой передачи импульса может содержаться информация о свойствах NN -взаимодействия в области перекрывания нуклонов. Дифференциальное сечение рассеяния на большие углы измерялось в ряде экспериментов начиная с 50-х годов [26, 27, 28, 30]. Тензорная анализирующая способность T_{20} и коэффициент передачи поляризации k_0 измерялись на ускорителе SATURNE (Saclay) при энергиях протонного пучка $T_p < 1,2$ ГэВ [18, 19] и на синхрофазotronе ОИЯИ (с использованием дей-

тронного пучка) до $T_p < 2,5$ ГэВ [17]. Основными механизмами процесса, согласно работам [5, 31], являются однонуклонный обмен (ONE), однократное pN-рассеяние (single scattering, SS) и возбуждение Δ -изобары (рис. 1.1).

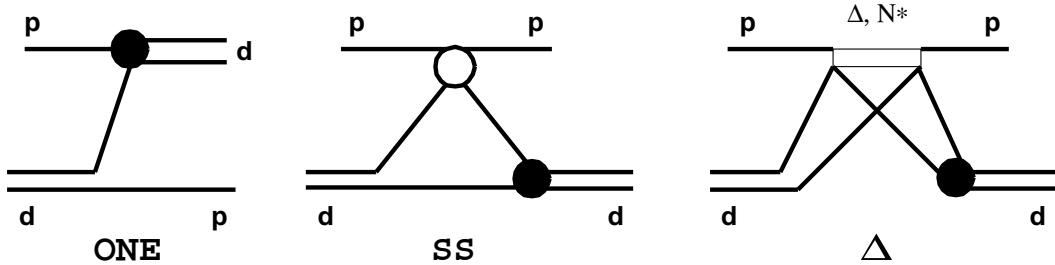


Рис. 1.1. Механизмы процесса $pd \rightarrow dp$.

В области низких энергий $T_p < 0,2$ ГэВ в этом процессе доминирует однонуклонный обмен, хорошо описывающий сечение и T_{20} . При энергиях 0.5-1.0 ГэВ основным является двухкратное рассеяние с возбуждением Δ -изобары в промежуточном состоянии процесса $pd \rightarrow dp$. В 1969 году была выдвинута идея связать амплитуды процессов $pd \rightarrow dp$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ [32]. При этом, сечение вычисляется согласно "треугольной" диаграмме, представленной на рис. 1.2.

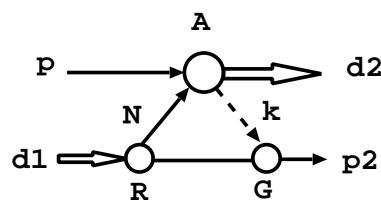


Рис. 1.2. "Треугольная" диаграмма процесса $pd \rightarrow dp$

Здесь R — дейтонная вершина виртуального распада $d \rightarrow p + n$, G — пион-нуклонная вершинная функция, A — вершина, связанная с амплитудой процесса $pp \rightarrow d\pi^+$ ($np \rightarrow d\pi^0$). При нескольких упрощающих предположениях удается получить линейную связь сечений $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pd \rightarrow dp}$ и $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pp \rightarrow d\pi^+}$. Последняя реакция имеет резонансный характер, обусловленный возбуждением

$\Delta(1232)$. "Треугольный" механизм, несмотря на хорошее описание угловой и энергетической зависимости сечения, является, по-существу, феноменологическим подходом с нарушенной Т-инвариантностью [5]. Более последовательная теоретическая схема, в которой амплитуда процесса $dp \rightarrow pd$ выражается непосредственно через элементарные амплитуды $N + N \rightarrow N + \Delta$, была развита в работе [5]. При этом выяснилась важная роль интерференции Δ -резонансного механизма с механизмом обмена нейтроном. В рамках "треугольного" механизма невозможно учесть интерференционный вклад механизма обмена нейтроном, так как неизвестна относительная фаза процесса $pp \rightarrow d\pi^+$.

Модель ONE+ Δ +SS (обмен нуклоном + возбуждение Δ -изобары + однократное рассеяние) была предложена в работах [5, 6], а затем модифицирована в отношении Δ -резонансного механизма в [33] на основании анализа реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ [2]. В работах [3, 4] дано обобщение этой модели для описания процессов $p + (pn)_t \rightarrow d + p$ и $p + d \rightarrow N + (NN)_{t,s}$, где $(NN)_{t,s}$ — NN -пара в триплетном (t) и синглетном (s) состояниях. Результаты расчётов сечения и тензорной поляризации дейтона в процессе $dp \rightarrow pd$ [31], выполненные на основе механизмов ONE, Δ и SS, приведены на рис. 1.3 и 1.4. Результат, соответствующий сумме амплитуд ONE+ Δ +SS, в отличии от работы [5], удовлетворительно воспроизводит зависимость сечения рассеяния на угол 180° от начальной энергии в интервале 0.2–0.6 ГэВ без введения каких-либо подгоночных параметров, кроме тех, что использовались при описании реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$.

Вопрос о тензорной поляризации является более сложным. В области доминирования механизма ONE ($T_p \leq 0.2$ ГэВ) значения T_{20} для механизма ONE согласуются с экспериментом (см. рис. 1.4). При $T_p > 0.25$ ГэВ предсказываемое чистым ONE-механизмом значение T_{20} расходится с экспериментальными данными. Учёт вклада Δ -механизма восстанавливает согласие в области довольно низких энергий 0,25–0,4 ГэВ. Однако, при более высо-

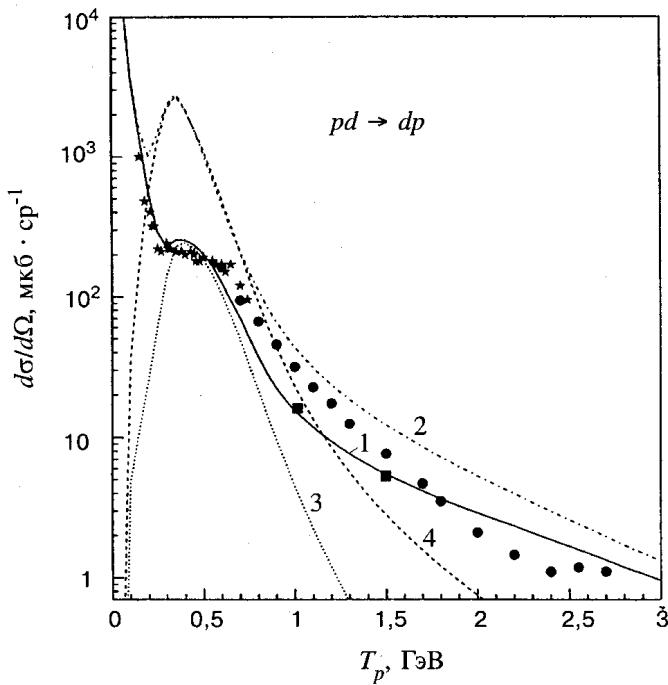


Рис. 1.3. Дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния назад в зависимости от начальной энергии в рамках модели $\text{ONE}+\Delta+\text{SS}$ с параметрами формфакторов $\Lambda_\pi = 0,53$, $\Lambda_\rho = 0,7 \text{ ГэВ/с}$ (сплошная кривая 1), $\Lambda_\pi = 1,3$, $\Lambda_\rho = 1,4 \text{ ГэВ/с}$ (штрихпунктир 2); чистый вклад Δ -механизма для этих же двух наборов параметров показан точечной (3) и пунктирной (4) линиями.

ких энергиях, предсказанное моделью $\text{ONE}+\Delta+\text{SS}$ значение $T_{20} = -0,2 - 0,2$ резко противоречит данным. Отметим, что расхождение между предсказаниями модели и экспериментом наступает одновременно как для усреднённого по спинам сечения, так и для T_{20} при $T_p > 0,4 \text{ ГэВ}$.

Таким образом, нельзя уверенно утверждать, что в диапазоне промежуточных энергий в этом процессе доминирует механизм одонуклонного обмена, непосредственно связанный с высокоимпульсной структурой волновой функции дейтона. Другие механизмы, не требующие высоких внутренних импульсов ядра, такие, как образование Δ -изобары в промежуточном состоянии или обмен N^* , могут экранировать структуру ядра на коротких расстояниях в этом процессе. Эти эффекты, связанные с трёх-частичными силами, схожи с мезонообменными токами в электромагнитных процессах и вносят похожие неопределённости.

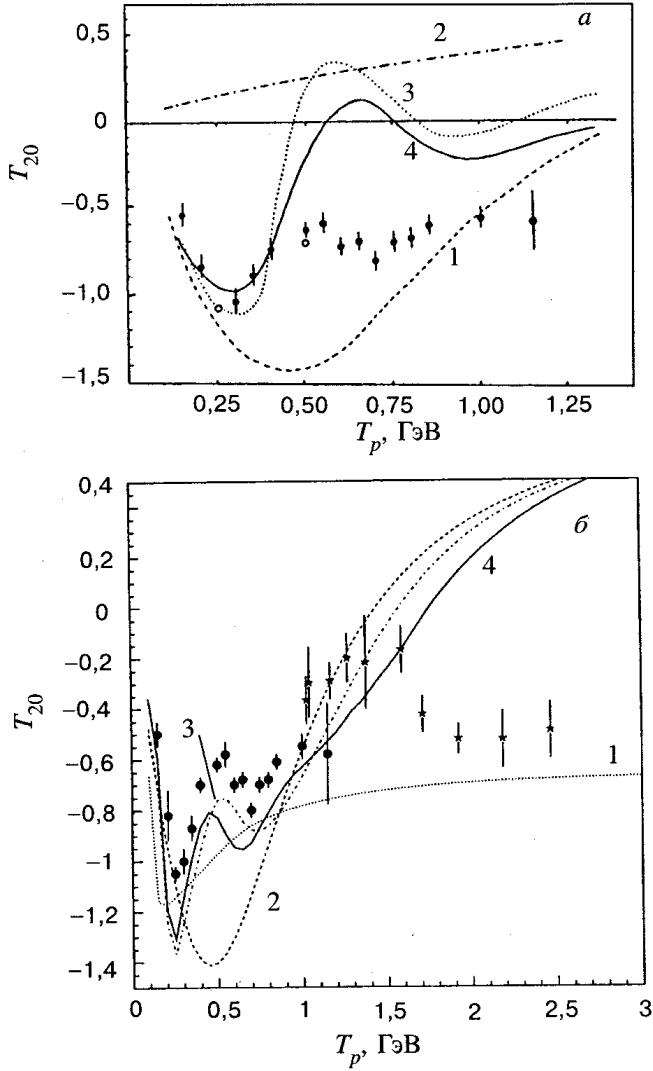


Рис. 1.4. Тензорная поляризация дейтрона T_{20} в процессе упругого pd-рассеяния назад как функция начальной энергии для различных механизмов. а) 1-ONE, 2 – Δ , 3 – ONE+ Δ +SS. б) кривые получены с заменой знака D-волны ($w(r) \rightarrow w(-r)$ для Δ -амплитуды. 1 – Δ , 2 – ONE, 3 – ONE+ Δ , 4 – ONE+ Δ +SS. Экспериментальные данные взяты из [18](круги) и [17](звезды).

1.2.3 Эксклюзивный безмезонный развал дейтрона. Эксклюзивное изучение развала дейтрона при энергии $T_p = 1$ ГэВ описано в работе [20]. Вторичные протоны в этом эксперименте регистрировались как в квазиупругой кинематике, так и под углами, достаточно далёкими от углов в упругом рассеянии. Тем не менее, во всех конфигурациях, сохранялся

большой ($30 - 100^\circ$) угол разлёта двух протонов. Импульсное распределение в дейтроне было получено из измеренного спин-усреднённого сечения рассчётами в рамках импульсного приближения (IA) до значений $q < 0,5$ ГэВ/с. Большие систематические отклонения от импульсного приближения с реалистичными NN-потенциалами наблюдаются при $q > 0,3$ ГэВ/с. Разумное описание данных получается при добавлении к диаграмме ONE механизмов однократного рассеяния и возбуждения Δ -изобары в промежуточном состоянии.

Развал дейтрона в эксклюзивной реакции $\vec{d} + p \rightarrow \vec{p} + p + n$ исследовался на ускорителе SATURNE при энергии $T_d = 2$ ГэВ [21, 22]. В этом эксперименте регистрировался медленный протон "отдачи" и вылетающий вперёд быстрый протон. Заметное отклонение от полюсной диаграммы импульсного приближения наблюдалось уже в кинематике квази-упругого pN-рассеяния, то есть, при низких импульсах спектаторного нуклона. Кроме IA при анализе учитывались перерассеяние и возбуждение Δ таким же образом, как и в [20]. Согласия с данными удалось достичь в районе квази-свободной pN-кинематики, но вне этого района описание данных неудовлетворительно.

Несмотря на некоторый успех, достигнутый в работах [20, 21, 22], определённой информации о высокоимпульсной структуре дейтрона при $q > 0,3$ ГэВ/с получено не было. В кинематике, использованной в этих экспериментах, присутствуют несколько эффектов, маскирующих структуру дейтрона в области перекрытия нуклонов. Во-первых, при низких импульсах в дейтроне $q = 0 - 0,2$ ГэВ/с могут быть исследованы только средние и большие расстояния между нуклонами. При увеличении q , быстро возрастает роль внемассовых эффектов в NN-рассеянии в нескольких парциальных волнах одновременно, что существенно затрудняет интерпретацию данных. Во-вторых, как SS, так и возбуждение Δ -изобары могут приводить к испусканию быстрого нуклона в конечном состоянии без использования высокоимпульсной компоненты дейтронной волновой функции [5, 31]. Теоретическое описание этих

вкладов нетривиально, особенно в отношении поляризационных наблюдаемых. Как показано в работе [31], очень важно контролировать вклад Δ в pd -взаимодействии на основании другой элементарной реакции, например, $pp \rightarrow pp\pi^+$. Осуществить такой контроль для данных по развалу дейтрона в кинематике эксперимента [20] очень непросто. Более того, спиновые наблюдаемые в элементарном процессе $pp \rightarrow pp\pi^+$ в районе Δ не описываются в теории связанных $NN - \pi NN$ каналов [34]. Та же проблема существует и в упругом pd -рассеянии назад. Таким образом, необходимо предпринять специальные меры для выделения эффектов, связанных со структурой дейтрона на коротких расстояниях.

1.3 Развал дейтрона протонами в кинематике, близкой кинематике упругого pd -рассеяния назад

Ввиду упомянутых выше осложнений, очень важно выбрать для изучения процесс, в котором вклады N^* и Δ -резонансов были бы подавлены.

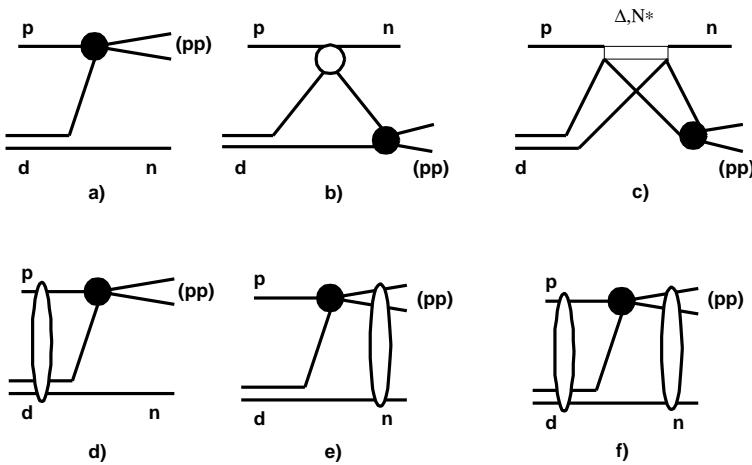


Рис. 1.5. Механизмы реакции $pd \rightarrow (pp)n$: (a) — однонуклонный обмен (ONE), (b) — однократное рассеяние (SS), (c) — двукратное рассеяние с возбуждением Δ или N^* изобары (Δ). Перерассеяния для однонуклонного обмена показаны в начальном (d), конечном (e) и начальном плюс конечном (f) состояниях [37].

Этому условию, как было показано в работах [2]-[4], удовлетворяет реак-

ция развала дейтрона



с испусканием протонной пары (дипротона) вперёд ($\theta_{pp} \approx 0^\circ$) с малой относительной энергией в паре $E_{pp} < 3$ MeV (смотри приложение А). Кинематика этой реакции очень близка к кинематике pd -рассеяния назад, следовательно, одни и те же механизмы могут рассматриваться при описании обоих процессов (рис. 1.5).

В соответствии с вычислениями в рамках модели ONE+SS+ Δ [4, 35], включающей pp -взаимодействие в конечном состоянии, pp -пары с $E_{pp} < 3$ МэВ образуются преимущественно в 1S_0 состоянии. Вследствие изоспиновой инвариантности, изовекторная природа pp -пар приводит к подавлению амплитуды Δ -механизма в три раза по сравнению с амплитудой однонуклонного обмена для всех парциальных волн в pp -системе [4]. Такое же подавление происходит в широком классе диаграмм с изовекторным мезон-нуклонным рассеянием в промежуточном состоянии, включая возбуждение N^* -резонансов [36].

В результате, вклад однонуклонного обмена, чувствительного к NN -потенциалу на коротких расстояниях, становится более весомым, чем в $pd \rightarrow dp$ рассеянии. Более того, узел в half-off-shell амплитуде pp -рассеяния в 1S_0 -состоянии при off-shell импульсе примерно 0,4 GeV/c, показанный на рис. 1.6, приводит к провалу в дифференциальном сечении развала дейтрона при энергии пучка $T_p = 0,7\text{--}0,8$ ГэВ [4, 37] (рис. 1.7а). При более высоких энергиях $T_p = 1\text{--}3$ ГэВ, поведение сечения определяется механизмом ONE, и сечение плавно снижается.

Другой привлекательной чертой этого процесса является относительная простота его феноменологического описания, так как в коллинеарной кинематике необходимы только две спиновые амплитуды. Следовательно, при измерении нескольких поляризационных наблюдаемых становится возможно

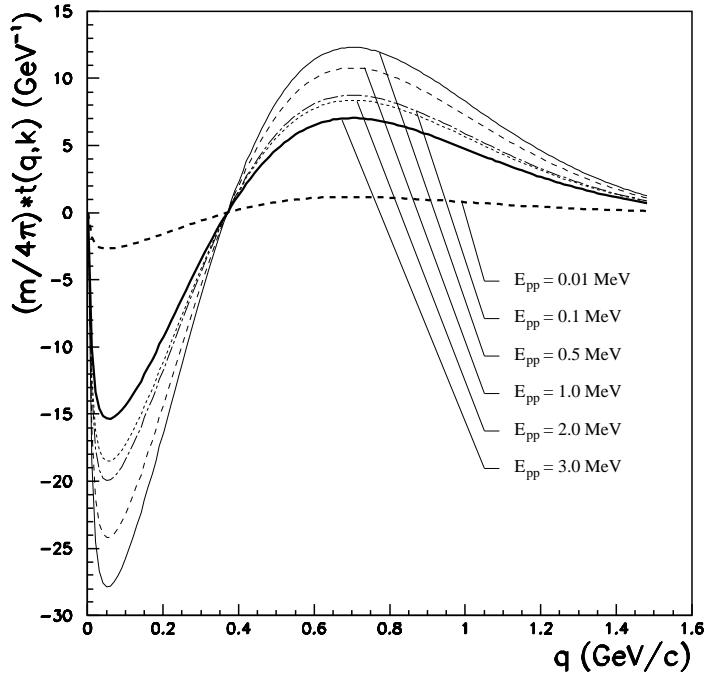


Рис. 1.6. Half-off-shell $pp(^1S_0)$ амплитуда рассеяния $(m/4\pi)t(q, k)$ как функция off-shell импульса q для разных значений относительной энергии в протонной паре E_{pp} : 0,01 МэВ (пунктирная жирная линия), 0,1 МэВ (пунктир-точка), 0,5 МэВ (сплошная тонкая), 1,0 МэВ (пунктирная), 2,0 МэВ (точки), 3 МэВ (сплошная жирная) [37].

модельно-независимое описание процесса. Теоретические предсказания для энергетической зависимости сечения и поляризационных наблюдаемых T_{20} и $C_{y,y}$ в рамках модели ONE+SS+ Δ показаны на рис. 1.7. На рис. 1.8 приводятся угловые зависимости анализирующей способности A_y^p для нескольких энергий пучка. Вычисления проводились с использованием парижского потенциала NN-взаимодействия.

Обращают на себя внимание следующие особенности ожидаемого поведения наблюдаемых величин:

1. Провал в энергетической зависимости дифференциального сечения при энергии T_p около 0,7 ГэВ. (в упругом $pd \rightarrow dp$ рассеянии сечение, напротив, имеет здесь значительный прилив, как видно на рис. 1.3.)
2. Медленное падение сечения при $T_p > 1,5$ ГэВ (Напротив, сечение $pd \rightarrow dp$ рассеяния быстро падает с ростом энергии в районе 1,5 – 2,3 ГэВ.)
3. Резкие изменения T_{20} и $C_{y,y}$ в интервале T_p 0,5 – 1,5 ГэВ при значитель-

ной величине, достигаемой модулем этих наблюдаемых.

4. Заметная величина векторной анализирующей способности A_y^p уже при незначительном удалении от угла $\theta_n = 180^\circ$ при энергиях в интервале $0,5 - 0,85$ ГэВ.

Это означает, что процесс $pd \rightarrow (pp)n$ имеет характерные особенности, которые могут проявиться в эксперименте. Какие-либо экспериментальные данные об этом процессе до начала нашей работы отсутствовали в области энергий выше $\sim 0,3$ ГэВ. (Большой массив данных о pd -взаимодействии, полученный в экспериментах на циклотронах, находится вне проблематики, рассматриваемой в диссертации, т. к. NN-взаимодействия на малых расстояниях становятся доступными изучению только при энергиях выше нескольких десятков МэВ.)

В качестве первого шага следует измерить спин-усреднённое дифференциальное сечение процесса вблизи $\theta_n = 180^\circ$ в интервале энергий $0,5 - 2,0$ ГэВ. Эта задача и решалась в эксперименте, описываемом в диссертации. Результаты измерения векторной анализирующей способности при энергиях пучка $0,5$ и $0,8$ ГэВ, выполненного в рамках подготовки к измерению T_{20} и $C_{y,y}$, также представлены в этой работе.

Перспективность исследования определяется тем, что установка ANKE позволяет измерять не только дифференциальные сечения, но и поляризационные наблюдаемые: ускоритель COSY обеспечивает поляризованный протонный пучок высокой интенсивности, а разработка поляризованнойдейтериевой мишени для ANKE была стимулирована предложенной нами программой исследования на COSY pd -взаимодействия при высоких передаваемых импульсах.

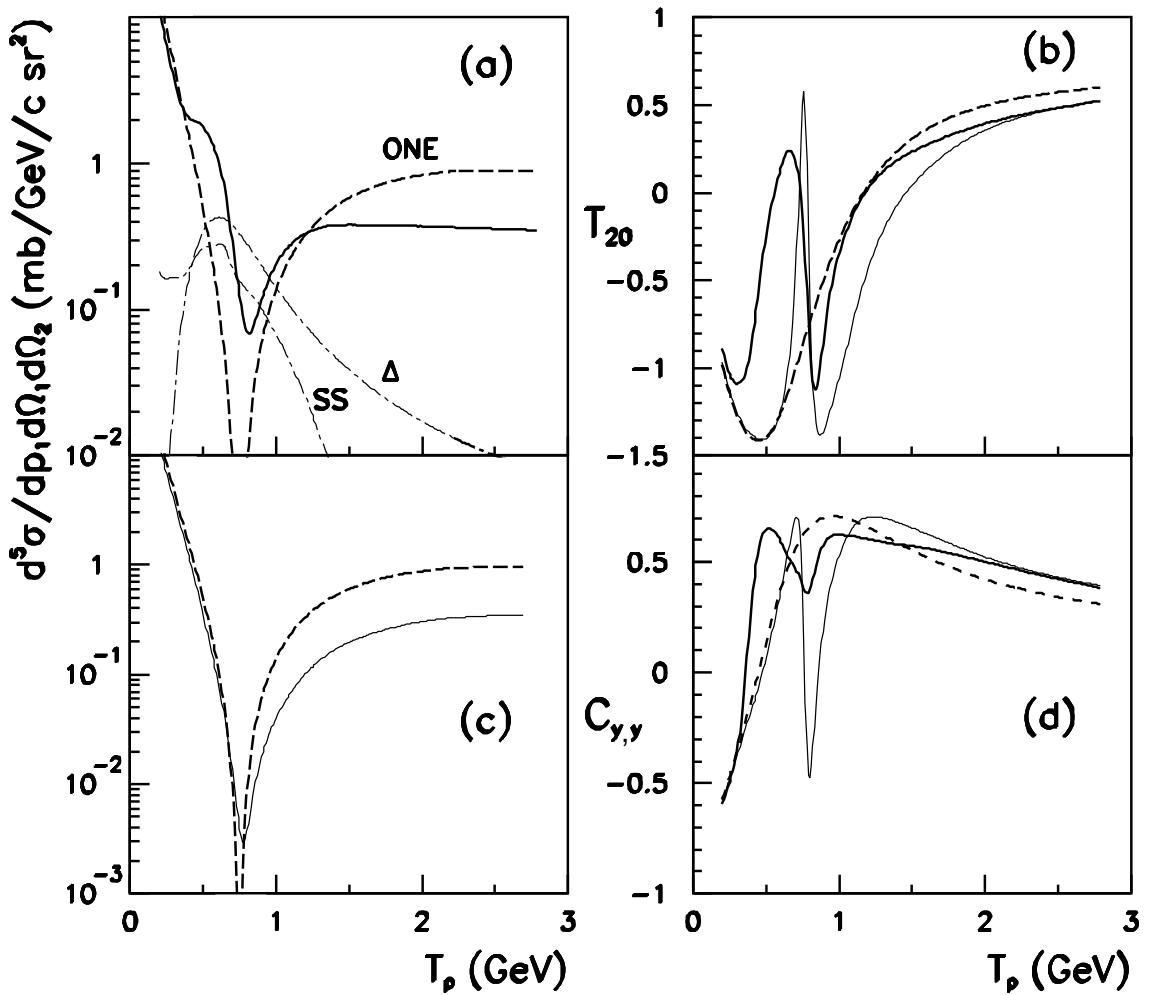


Рис. 1.7. Результаты расчётов [37] в ONE+ Δ +SS модели для реакции $pd \rightarrow (pp)n$ при угле вылета нейтрона $\theta_n^{c.m.} = 180^\circ$ и относительной энергии в протонной паре $E_{pp} = 3$ МэВ в зависимости от энергии пучка T_p : а) — дифференциальное сечение в лабораторной системе, сплошная линия — когерентная сумма DWBA (deuteron wave function in Born approximation) вклада механизмов ONE+ Δ +SS; б) — тензорная анализирующая способность T_{20} , в) — ONE-вклад в дифференциальное сечение, пунктир — без перерассеяний, сплошная линия — с учётом перерассеяний в начальном и конечном состояниях в Борновском приближении с искажёнными волнами (DWBA ONE); г) — параметр спин-спиновой корреляции $C_{y,y}$. Кривые на графиках (б) и (г): пунктир — ONE без перерассеяний, тонкие линии — ONE с DWBA перерассеянием в начальном и конечном состояниях, сплошные линии — когерентная сумма ONE+ Δ +SS.

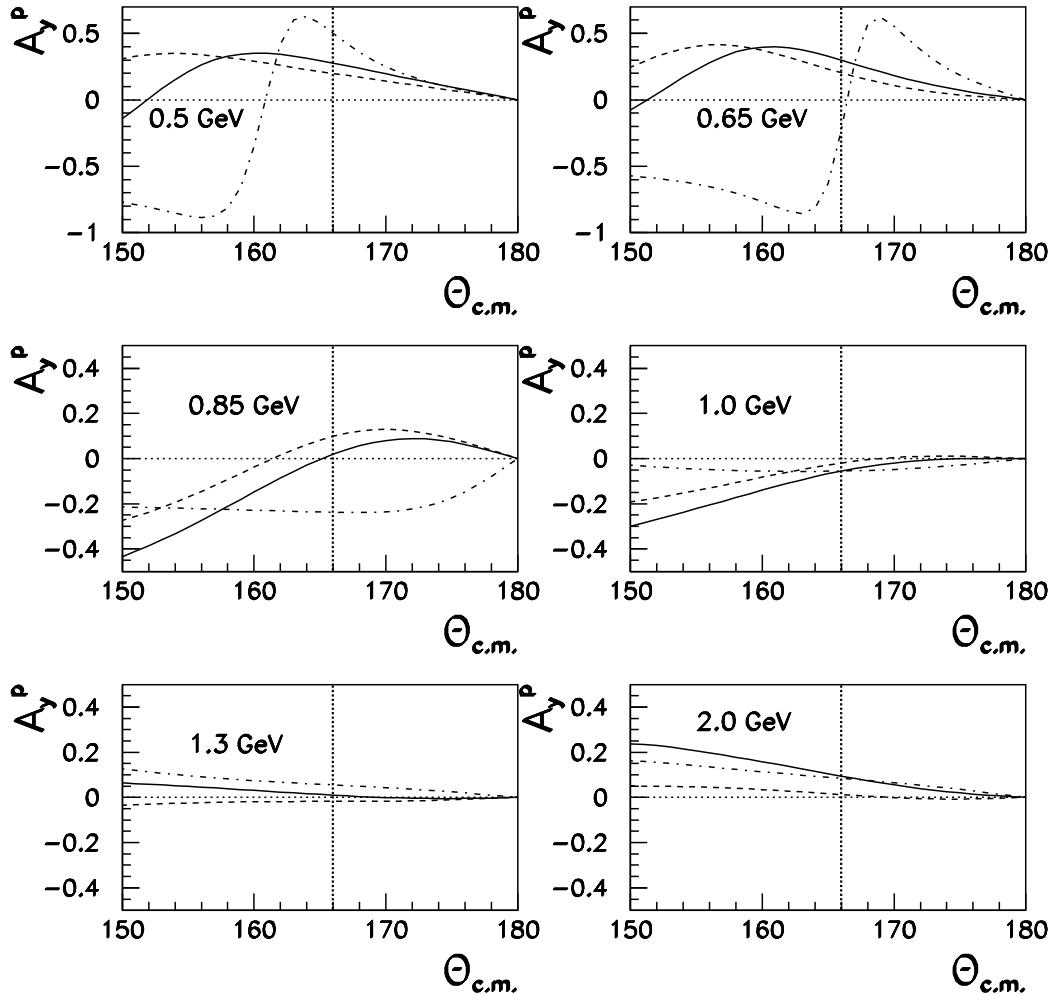


Рис. 1.8. Расчитанная в [37] векторная анализирующая способность A_y^p в реакции $\vec{p}d \rightarrow (pp)n$ при $E_{pp} = 3$ МэВ для разных механизмов при энергиях пучка $T_p = 0.5 - 2.0$ ГэВ как функция угла вылета нейтрона в системе центра масс (точка-пунктир: ONE(DWBA) с перерассеяниями; точки: возбуждение Δ ; пунктири: ONE+ Δ +SS; сплошные линии: ONE(DWBA)+ Δ +SS).

Глава 2

Постановка опытов и экспериментальная установка

В рассматриваемом эксперименте измерялось дифференциальное сечение $d\sigma/dp_1 d\Omega_1 d\Omega_2$ процесса $p + d \rightarrow (p_1 + p_2)_{forward} + n_{backward}$ с малой относительной энергией в pp -паре $E_{pp} < 3$ МэВ (см. приложение А). Основной задачей при этом являлось изучение поведения сечения этого процесса в зависимости от энергии налетающего пучка. Измерения проводились в диапазоне энергий протонного пучка ускорителя $T_p = (0,6 - 2,0)$ ГэВ, что позволило проверить существование теоретически предсказанных минимума сечения в районе $T_p = 0,8$ ГэВ и плато при $T_p = (1,0 - 2,0)$ ГэВ.

Измерение проводилось на установке ANKE, расположенной на синхротроне COSY–Юлих в Германии. Ниже приводится краткое описание синхротрона и спектрометра ANKE, при этом более подробно рассмотрен передний детектор ANKE — детекторная подсистема, использованная в данном измерении. Также рассматривается применение переднего детектора в других экспериментах на ANKE. В последнем разделе (2.5.1) описана процедура измерения, характеристики работы установки и их контроль во время эксперимента.

Для идентификации процесса и получения его сечения должен быть выполнен ряд требований к используемым детекторам и условиям проведения эксперимента:

- Возможность идентификация pp -пар (с использованием времени пролета и потерь энергии).
- Измерение трёх-импульсов обоих протонов (возможность определения траектории каждого из них в магнитном поле).
- Достаточное разрешение в недостающей массе $M_x(p_1, p_2)$ (см. приложение А) и относительной энергии E_{pp} протонной пары. Основными факторами, определяющими разрешение, являлись точность восстанов-

ления траектории частиц, размеры и монохроматичность пучка ускорителя.

- Светимость и фоновые условия эксперимента должны позволять регистрацию процессов с относительно низким сечением.
- Необходима одновременная регистрация нормировочных процессов с известными сечениями, обеспечивающая измерение абсолютного сечения.

В этой и следующей главах будет показано, каким образом выполнялись эти требования.

2.1 Ускоритель COSY

Схема ускорителя COSY (Cooler Synchrotron) [38] показана на рис. 2.1. Ускоритель является протонным синхротроном с накоплением ускоренного пучка в вакуумной камере ионно-оптического кольца.

В настоящее время на синхротроне могут быть получены внутренние и выведенные пучки как неполяризованных, так и поляризованных протонов и дейтронов, с импульсом частиц в диапазоне от 294 до 3700 МэВ/с. Ускоритель оснащён системой электронного охлаждения, применяемой для пучков с импульсом до 615 МэВ/с, и стохастического охлаждения, применяемой свыше 1500 МэВ/с (в описываемом измерении охлаждение пучка не использовалось). Без охлаждения, монохроматичность пучка составляет $\Delta p/p \approx 10^{-3}$, диаметр пучка равен 3 мм. Максимальная интенсивность протонного пучка COSY составляет $\sim 5 \times 10^{10}$ протонов, накопленных в кольце ускорителя. Одной из трёх экспериментальных установок, работающих на внутреннем пучке, является спектрометр ANKE.

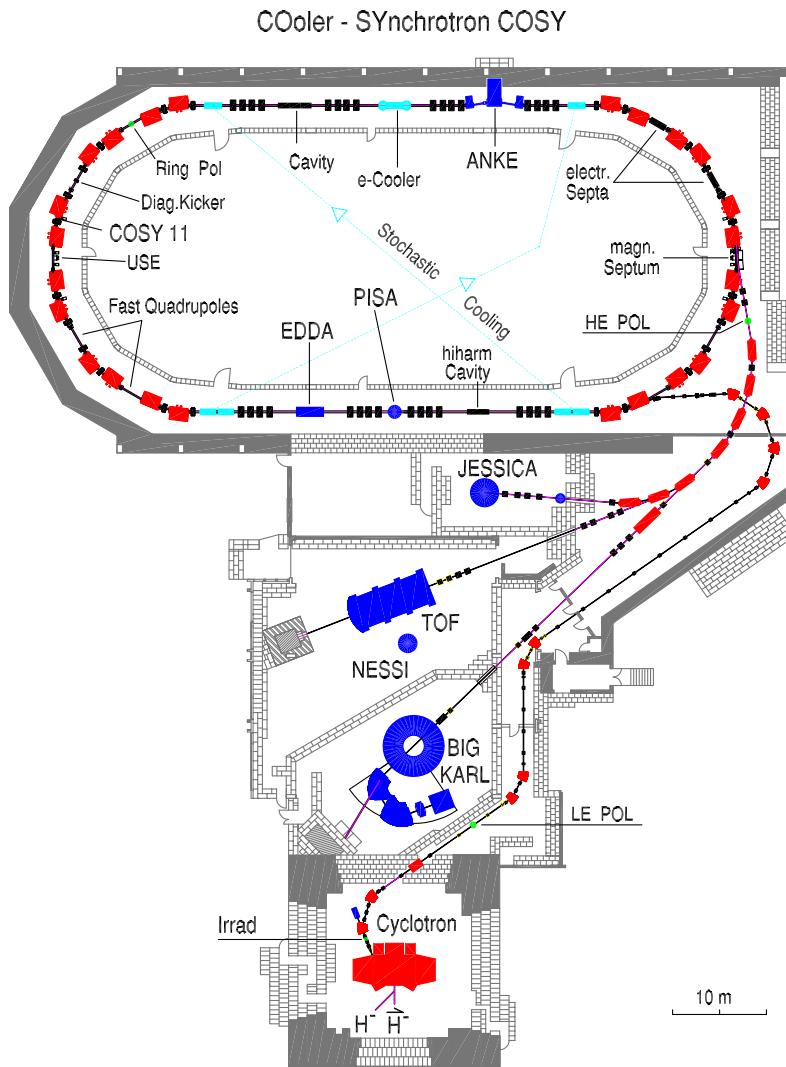


Рис. 2.1. Ускоритель COSY.

2.2 Спектрометр ANKE

Спектрометр ANKE (Apparatus for studies of Nucleon and Kaon Ejectiles) [39] расположен в одной из прямых секций COSY (рис. 2.1). Система магнитов спектрометра (рис. 2.2) включает в себя дипольные магниты D1, D2 и D3. D1 отклоняет циркулирующий пучок COSY на угол α и направляет его на мишень, расположенную между магнитами D1 и D2. D1 предназначен также для измерения импульсов вылетающих назад вторичных частиц. Большой спектрометрический магнит D2 служит для измерения импульса вторичных частиц, вылетающих вперед (включая 0°). Он отклоняет пучок на угол -2α , а магнит D3, идентичный D1, возвращает пучок на орбиту COSY, откло-

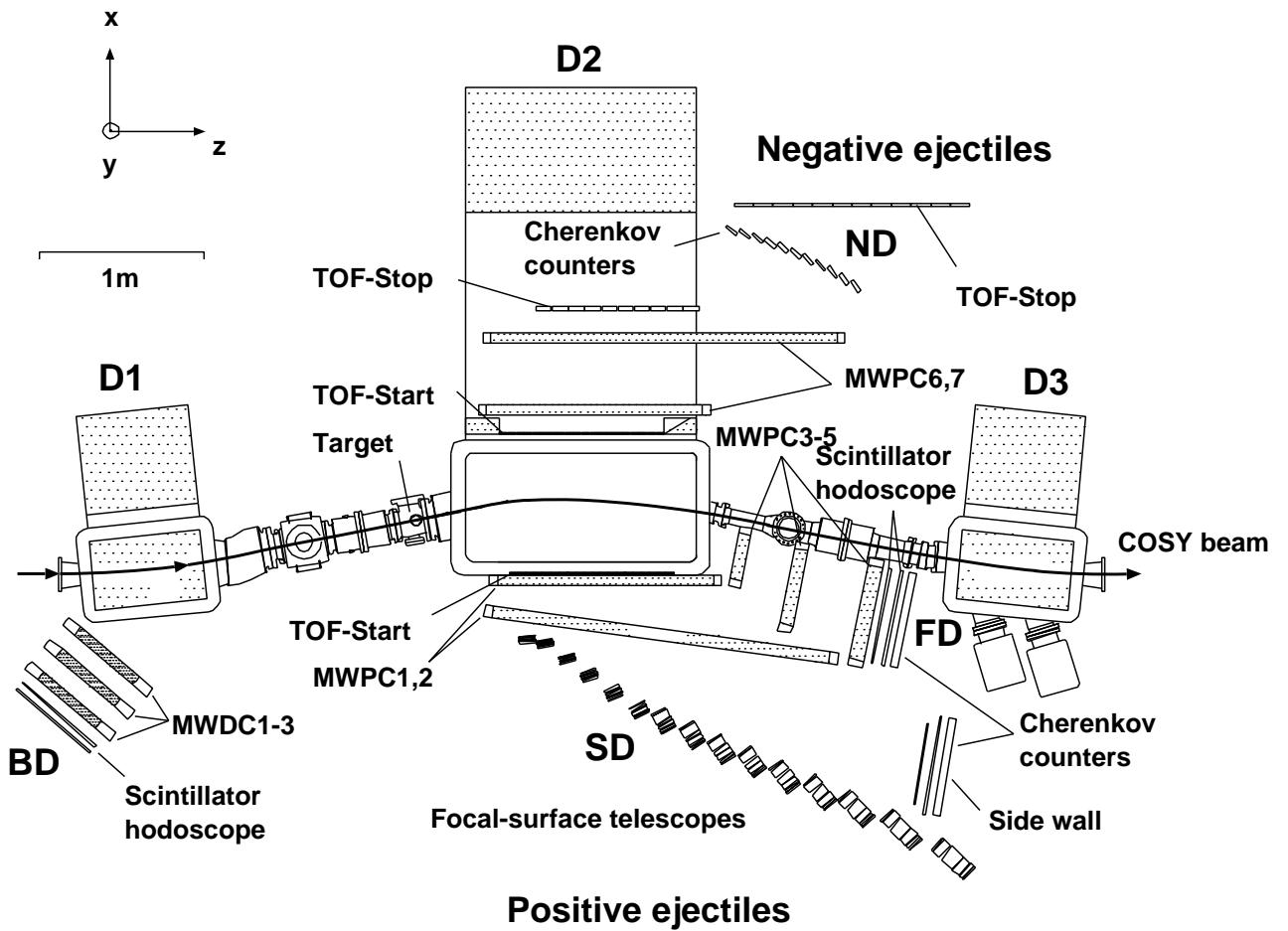


Рис. 2.2. Схема спектрометра ANKE (вид сверху). Показаны магниты D1, D2, D3, и детекторные системы: передняя (FD), боковая для положительно заряженных частиц (SD), боковая для отрицательно заряженных частиц (ND), задняя (BD).

нив его на α . Использование разных сочетаний величины магнитного поля и угла α позволяет проводить измерения во всём диапазоне импульса пучка, обеспечиваемом ускорителем. Магнитное поле в D2 было измерено на пространственной решётке, покрывающей апертуру магнита и значительное пространство вне её. Кроме того, это поле, в более широких пределах было рассчитано с помощью программного пакета MAFIA. Поле магнитов D1 и D3 также рассчитано на решётке при помощи MAFIA. Точность измерения поля составляла $\Delta B < 10^{-3}$ Т, точность расчёта соответствует ей.

Несколько типов мишеней используются и разрабатываются для экспериментов на ANKE:

- твёрдотельные стриповые мишени (углерод, полиэтилен и другие мате-

риалы),

- кластерная струйная мишень (водород или дейтерий) [40, 41],
- изготавливаемая капельная водородная мишень [42],
- изготавливаемая поляризованная газовая мишень с накопительной ячейкой [43].

В описываемом эксперименте использовалась дейтериевая кластерная мишень. Типичный диаметр струи дейтерия в ней не превышает 10 мм, а максимальная плотность составляет 10^{14} атомов/см². Струя кластеров, проходящая через вакуумную трубу COSY, не окружена стенками, поэтому вторичные частицы попадают в вакуумную камеру D2, не испытав дополнительного рассеяния, что важно как для импульсного разрешения спектрометра, так и для фоновых условий. Размер области перекрытия струи и пучка определяется размером пучка и ухудшает импульсное разрешение в допустимых пределах.

Основные детекторные системы ANKE показаны на рисунке 2.2. Передний (FD), боковой (SD) и задний (BD) детекторы предназначены для регистрации положительно заряженных вторичных частиц. Диапазон импульсов вылетающих вперёд частиц, регистрируемых в боковом детекторе, составляет (150–700) МэВ, тогда как частицы с более высокими импульсами попадают в аксептанс переднего детектора (импульсные аксептансы переднего и бокового детекторов частично перекрываются). Задний детектор предназначен для регистрации вторичных частиц, испущенных под углами, близкими к 180°, а боковой ND — для вылетающих вперёд отрицательно заряженных частиц. Для регистрации процесса $pd \rightarrow ppn$ в данном эксперименте использовался передний детектор, подробнее описываемый ниже. Детекторная система ANKE включает также телескоп полупроводниковых счётчиков (спектаторный детектор СД), установленный в мишени камере (см. Рис. 2.3). Телескоп использовался для определения поляризации пучка при измерении A_y^p и для вспомогательных процедур настройки и контроля аппаратуры.

2.2.1 Триггер и система сбора данных. Многокрэйтовая система сбора данных поддерживает электронные системы типа CAMAC, Fastbus и VME. Она рассчитана на работу при относительно высокой частоте входных триггеров и размере события, не превышающем 5 кбайт. При полной загрузке 10^4 триггеров в секунду, $\sim 50\%$ событий может быть записано на ленту, а среднее время считывания одного события составляет $\sim 100\mu$ сек. Детекторные системычитываются параллельно при помощи INTEL—совместимых персональных компьютеров, работающих под управлением UNIX (NetBSD). Данные передаются в кластерах под-событий по Fast-Ethernet сети для построения события и записываются на магнитную ленту с использованием быстрого устройства записи DLT. Для обеспечения корректного построения событий, каждая система считывания использует синхронизационный модуль.

2.3 Передняя детекторная система ANKE

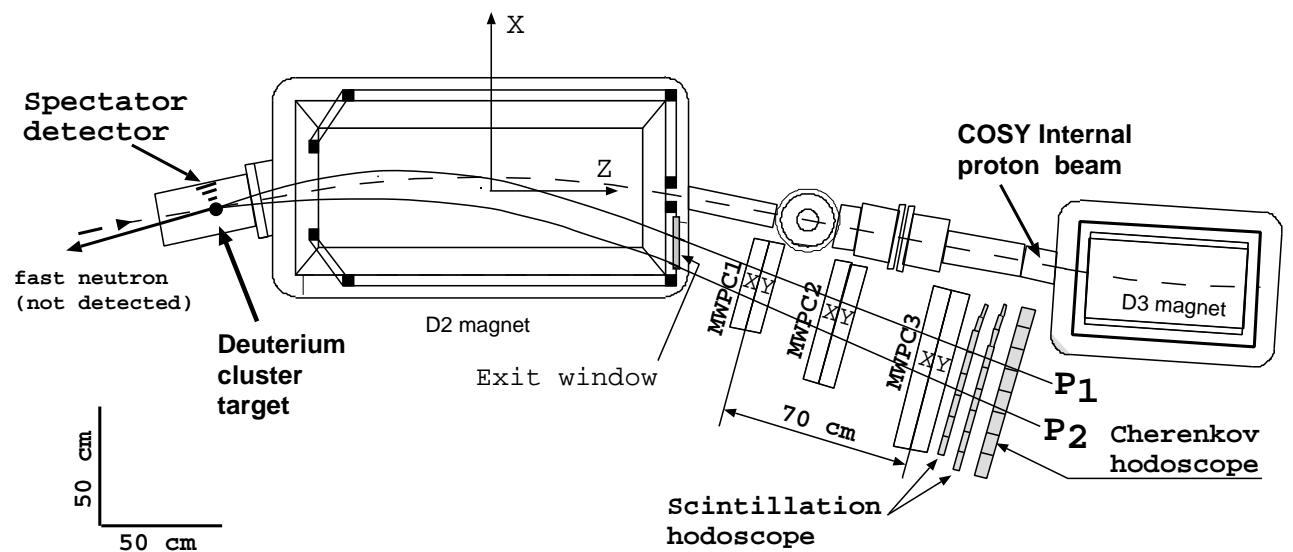


Рис. 2.3. Схема регистрации процесса $pd \rightarrow (pp)_s n$ в переднем детекторе ANKE. Дейтериевая струя кластерной мишени направлена (сверху вниз) по нормали к плоскости рисунка.

На рисунке 2.3 представлены части спектрометра ANKE, использованные при регистрации процесса $pd \rightarrow (pp)_s n$: кластерная мишень, магнит D2

и передняя детекторная система. Последняя включает в себя три многопроволочных пропорциональных камеры (MWPC 1–3), две плоскости гадоскопа сцинтиляционных счётчиков и гадоскопа черенковских счётчиков, обозначенных на Рис. 2.3 как "Scintillation hodoscope" и "Cherenkov hodoscope", соответственно.

Как показано на схеме, вторичные протоны P_1 и P_2 , испущенные при взаимодействии пучка с мишенью, пересекают вакуумную камеру D2 и покидают её через тонкое (толщиной 0,5 мм) алюминиевое выходное окно (exit window). После этого частицы регистрируются пропорциональными камерами и гадоскопом сцинтиляционных счётчиков.

Сцинтиляционный гадоскоп предназначен для выработки триггерного сигнала, измерения энергетических потерь и, в случае регистрации нескольких вторичных частиц, для измерения разности времён пролёта от мишени до счётчиков. MWPC используются для восстановления треков вторичных частиц после магнита и последующего восстановления 3-х импульсов частиц.

Гадоскоп черенковских счётчиков, также обозначенный на рисунке 2.3, предназначен для разделения протонов и дейtronов с импульсами около 2 ГэВ/с. Такое разделение необходимо в экспериментах по изучению рождения ω и a^0 – мезонов [44, 45]. В эксперименте по развалу дейтрана черенковские счётчики не использовались.

Импульсно-угловой акцептанс переднего детектора показан на рисунке 2.4. Линиями отмечены локусы обозначенных свободных и квази-свободных

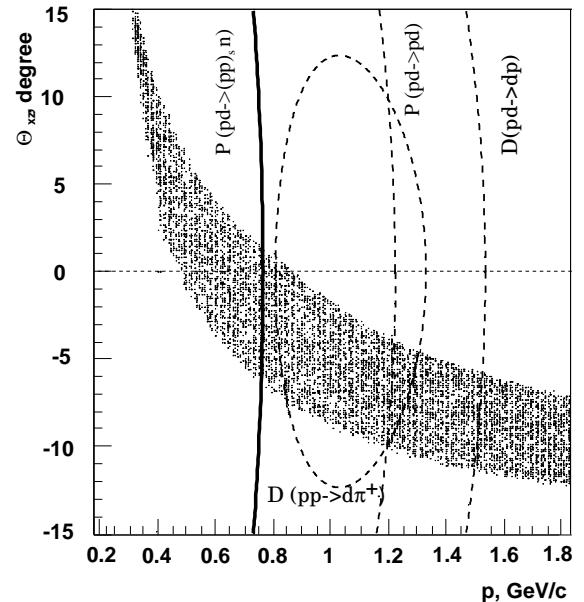


Рис. 2.4. Аксептанс переднего детектора при $T_p = 600$ МэВ. p – импульс регистрируемой однозарядной частицы, Θ_{xz} – проекция полярного угла вылета. Заглавные Р и D обозначают протоны и дейтроны, регистрируемые в установке.

процессов, измеряемых при использовании протонного пучка идейтериевой мишени. Сплошная линия показывает локус реакции $pd \rightarrow (pp)_s n$ при нулевой относительной энергии в протонной паре. Угловой акцептанс реакции $pd \rightarrow (pp)_s n$ включает в себя угол вылета пары $\Theta_{pp} = 0^\circ$. Обозначенные реакции упругого и квази-упругого pd -рассеяния вперёд, и упругого рассеяния назад использовались для определения светимости при измерении сечения $pd \rightarrow (pp)_s n$.

2.3.1 Сцинтиляционный и черенковский гадоскопы

Сцинтиляционный гадоскоп. Гадоскоп состоит из двух плоскостей вертикально ориентированных сцинтиляционных счётчиков. Первая, ближняя к D2 (рис. 2.3) плоскость (A), образована восемью, а вторая (B) — девятью счётчиками. Счётчики плоскости B сдвинуты на половину ширины счётчика по отношению к плоскости A, как изображено на рисунке 2.5. Высота всех счётчиков равна 36 см, а ширина, для большинства счётчиков равная 8 см, постепенно уменьшается до 4 см при приближении к пучку ускорителя. Уменьшение ширины сделано для выравнивания загрузки счётчиков. Толщина равна 2 см для счётчиков шириной 8 см и 1,5 см для остальных.

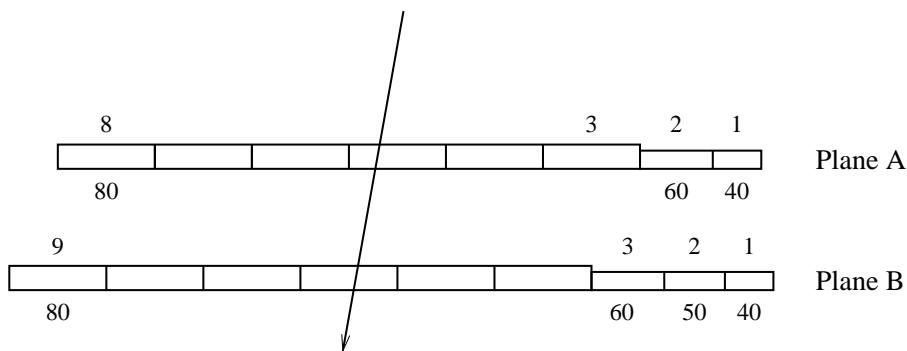


Рис. 2.5. Схематический вид гадоскопа сверху. Числа под счётчиками обозначают ширину в мм.

Сцинтиляторы просматриваются с обоих концов фотоумножителями XP4222 и XP2972, для 2 и 1,5 сантиметровых счётчиков, соответственно.

Счётчики закреплены в общем каркасе.

Входной канал электроники каждого счётчика включает в себя линейный разветвитель, дискриминатор с привязкой к части импульса (constant fraction discriminator, CDF) и специализированный блок миттаймер (meantimer, MT), см. рис. 2.6. CDF вырабатывает сигнал, время появления которого слабо зависит от амплитуды входного сигнала, а MT даёт выходной сигнал, привязанный к среднему времени появления двух сигналов на входе [46]. Таким образом, два аналоговых (с верхнего и нижнего ФЭУ) и три логических (CDF каждого ФЭУ и MT) сигнала поступают с каждого счётчика для оцифровки в АЦП и ВЦП и выработки триггера. Это позволяет при off-line обработке данных получить детальную информацию об энергетических потерях, времени появления и координате частиц в счётчике.

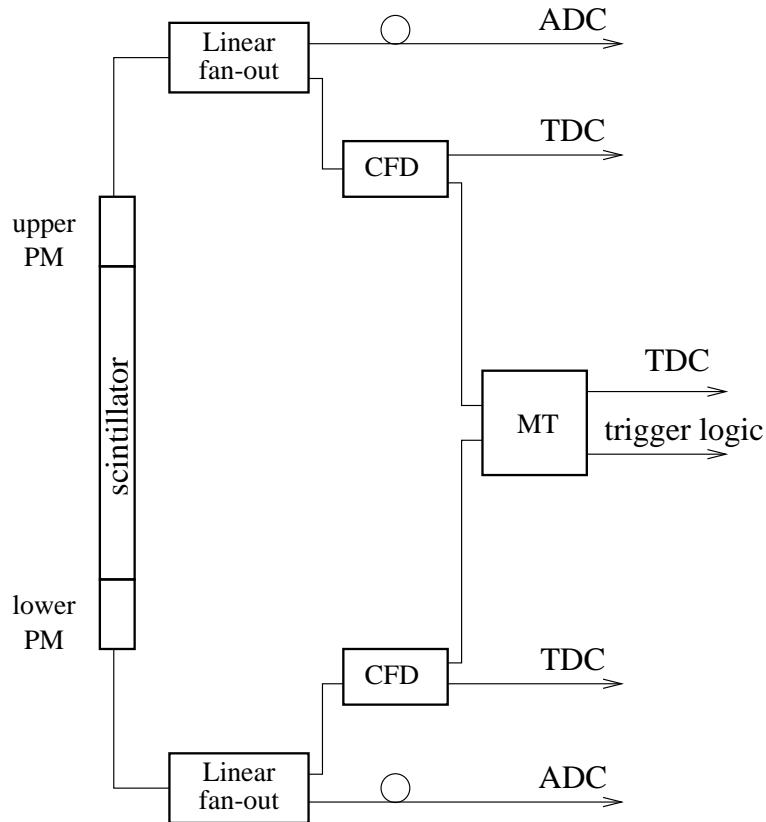


Рис. 2.6. Схема электронного канала счёта.

Временное разрешение счётов, измеренное в эксперименте, равно $\sigma = 100 \div 150$ пс, где нижний предел относится к толстым счётчикам. Временной

сигнал может быть использован для измерения разности времён пролёта двух зарегистрированных частиц в случае использования гodosкопа в совпадении с другим детектором или попадания двух частиц в разные счётчики гodosкопа.

Используя временную информацию с верхнего и нижнего концов счётчика, можно восстановить вертикальную координату Y зарегистрированной частицы. Пространственное разрешение по этой координате составляет $\sigma_y = 1$ см для толстых и 2,3 см для тонких счётчиков. Полученная таким образом Y -координата вместе с горизонтальной координатой, определяемой с точностью, равной половине ширины счётчика, задают первоначальный коридор поиска трека в пропорциональных камерах.

Амплитудная информация со счётчиков используется для идентификации типа частиц во время off-line обработки данных.

Черенковский гodosкоп. Черенковские счётчики в переднем детекторе помогают идентифицировать частицы, имеющие разные скорости, особенно в области больших импульсов, где использование потерь энергии и времяпролётный метод становится менее эффективными. В работе счётчиков используется полное отражение черенковского излучения в радиаторе [47]. Радиатор, сделанный из оптического плексигласа, ориентирован под специально выбранным углом к пучку частиц. Частицы с одинаковым импульсом, но разными массами, обладают разными скоростями и испускают черенковский свет под разными углами. Следовательно, угол наклона счётчика может быть выбран так, что свет от одних частиц покидает радиатор, а от других, более лёгких и, следовательно, более быстрых, частично испытывает полное внутреннее отражение в радиаторе и достигает ФЭУ. Для поглощения любого излучения, отличного от полного отражения, радиатор обёрнут чёрной бумагой.

Годоскоп состоит из 16 одинаковых счётчиков, объединённых в две группы по 8, расположенные симметрично по отношению к медианной плоскости

(Y=0) ANKE. Радиатор каждого счётчика имеет ширину 8, толщину 5 и длину 30 см. Счётчики просматриваются ФЭУ XP2020 с одного конца.

2.3.2 Пропорциональные камеры

Конструкция камер. Передний детектор расположен между спектрометрическим магнитом D2 и выходным диполем магнитной системы ANKE D3 (рис. 2.3). Доступное пространство здесь чрезвычайно ограничено: расстояние между диполями составляет 1,6 м, а дистанция от вакуумной трубы ускорителя до бокового детектора ANKE (рис. 2.2) примерно равна 0,7 м. Такое положение выдвигает жёсткие требования к трековой системе. В связи с близостью к пучку ускорителя, она должна быть способной работать при довольно высоких ($> 10^5 \text{ с}^{-1}$) загрузках. К тому же, из-за малого расстояния между MWPC, трековые координаты должны измеряться с высокой (не хуже 1 мм) точностью. Кроме того, во многих экспериментах на ANKE требуется регистрация вторичных частиц с высоким импульсом, испущенных под малыми углами. Такие частицы пересекают детектор вблизи вакуумной трубы ускорителя и, следовательно, ширина рамки MWPC должна быть минимизирована с этой стороны.

Для обеспечения этих требований были разработаны многопроволочные пропорциональные камеры [48, 49] с малым расстоянием между анодом и катодом, использующие быструю газовую смесь $CF_4 + \text{iso-}C_4H_{10}$. Анодные проволоки в камерах поддерживаются токопроводящей тонкой плёнкой, обладающей высоким сопротивлением. Величина сопротивления должна находиться в определённом интервале, так чтобы токи утечки с проволок были достаточны для снятия зарядов, попадающих на поверхность плёнки, но не приводили к заметному искажению электростатических потенциалов. Чтобы достигнуть требуемого высокого пространственного разрешения, шаг (расстояние) между сигнальными анодными проволоками был сделан равным

1,05 мм, что обычно сложно сочетать со сравнительно большим (до 60 см) размером камер. Электромеханическая стабильность камер [50] обеспечивалась вышеупомянутой плёнкой. Технология сборки камер описана в [51].

Передний детектор включает в себя три пакета пропорциональных камер (MWPC 1–3 на рисунке 2.3). Каждый из них состоит из одного X- и одного Y-модулей, которые являются независимыми камерами.

Каждый модуль, в свою очередь содержит по одной проволочной и стриповой чувствительной плоскости. Плоскости, находящиеся в X(Y)-модуле, будут в дальнейшем называться X(Y)-плоскостями, соответственно.

В X-плоскостях проволоки ориентированы вертикально (в них изменяется горизонтальная координата "X"), а в Y-плоскостях — горизонтально (рис. 2.7). Стрипы наклонены под углом 18° к вертикали в X-модулях, и -18° в Y-модулях. Структура модуля показана на рис. 2.8, основные параметры приведены в таблице 2.1.

Дрейфовый электрод (1) (рис. 2.8) сделан из лавсановой плёнки с углеродным покрытием и натянут на стержни (2). Отрицательный потенциал $U_1 = 2,8$ кВ на электроде создаёт поле, в котором электроны дрейфуют к анодным проволокам, имеющим нулевой потенциал. Катодная плоскость (4) представляет из себя лавсановую плёнку, покрытую стрипами из серебряной краски. Стрипы находятся под отрицательным напряжением $U_2 = 1,7$ кВ, и отделены от анодных проволок (3) плёнкой высокого сопротивления (5), изготовленной из электротехнической лакоткани.

Проводимость плёнки первоначально достигается пропиткой её в спиртовом растворе йода. Для дальнейшего поддержания сопротивления плёнки в требуемом диапазоне, в газовую смесь добавлен изопропил. Состав итоговой

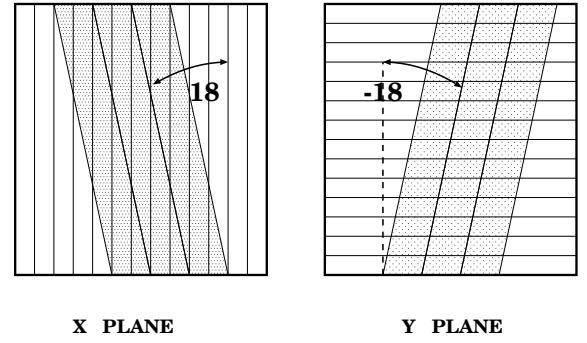


Рис. 2.7. Ориентация плоскостей.

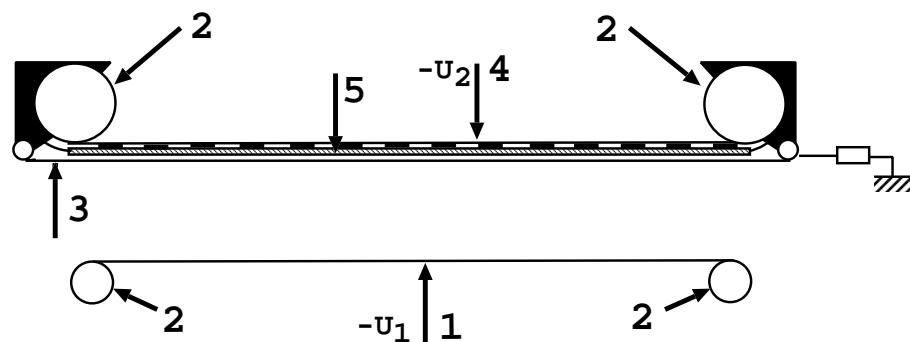


Рис. 2.8. Структура модуля MWPC. 1 – дрейфовый электрод; 2 – стержни; 3 – анодные проволоки; 4 – лавсановая катодная плёнка со стрипами; 5 – плёнка с высоким сопротивлением.

смеси: 80%CF₄ + 17%C₄H₁₀ + 3%C₃H₈O. Она непрерывно продувается через камеры с определённой скоростью, обеспечивающей работоспособность камер.

	MWPC1	MWPC2	MWPC3
Чувствительная область [см ²]	33 × 26	44 × 34	53 × 41
Анодные проволоки	Ø 20 μ , позолоченный W+Re		
Шаг анодных проволок [мм]		1,05	
Шаг стрипов [мм]		3,15	
Расст. от дрейф. электрода до анодных проволок [мм]	1,5	2,0	2,5
Сопротивление плёнки [Ом · см]		10 ⁹	
Толщина в радиационных длинах	0,46%	каждый пакет	

Таблица 2.1. Параметры MWPC

Рабочие характеристики камер в эксперименте. Характеристики камер [52] существенно отличаются от характеристик традиционных MWPC. Длительность сигналов с сигнальных проволок составляет 6 нс (FWHM), а со стрипов — 30 нс, временной разброс (jitter) довольно мал и составляет 8 нс

для сигналов с проволок. Это, в принципе, позволяет использовать камеры при коротком стробе. В экспериментальной установке минимальная ширина строба ограничена параметрами электроники считывания [53], требующей длительность не менее 50 нс, тогда как сами камеры способны функционировать при намного более коротких стробах.

На рисунках 2.9 и 2.10 представлены "сырые" экспериментальные распределения, характеризующие кластер проволок (стрипов), сработавших при прохождении частицы через плоскость камеры. (Кластером здесь называется группа соседних сработавших проволок или стрипов.) Показаны распределения по числу кластеров на один триггер (а) и размеру кластеров (б).

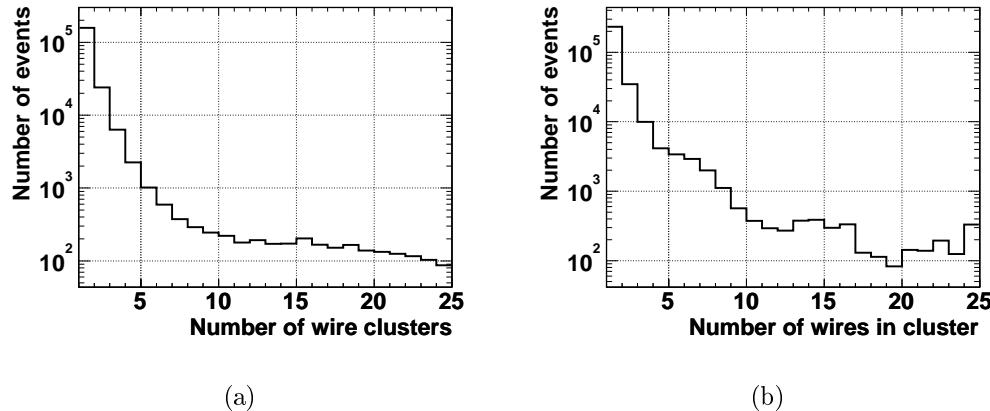


Рис. 2.9. Распределения кластеров на проволочных плоскостях.

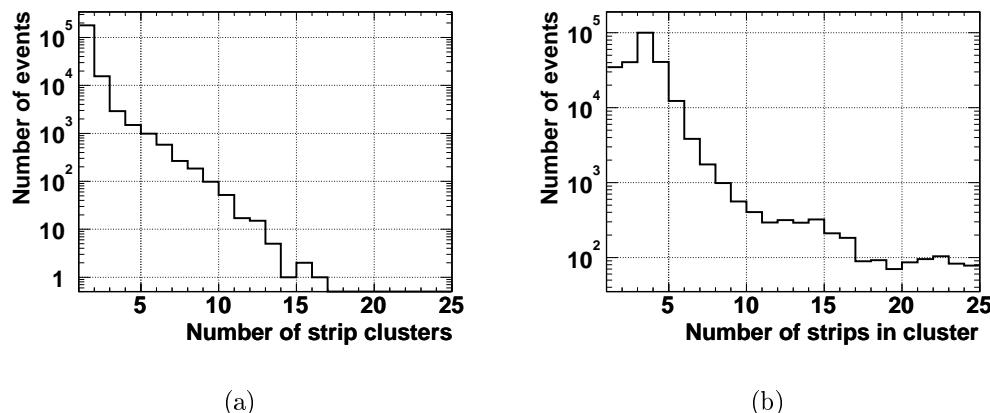


Рис. 2.10. Распределения кластеров на стриповых плоскостях.

Как видно из рисунка 2.9(а), в большинстве событий в камерах регистри-

руется одна частица, и на одном треке образуется, в основном, только один кластер на каждой плоскости. Средний размер кластера также мал (1,3 проволоки), что позволяет добиться необходимого разрешения при восстановлении импульса, и разделять треки, пересекающие камеру на малом расстоянии друг от друга. Такие свойства камеры имеют благодаря узкому зазору между катодом и анодом и использованной газовой смеси.

Распределения на стриповых плоскостях отличаются от распределений на проволочных в связи с тем, что со стрипов снимается заряд, наведённый лавиной, высаживающейся на проволоки. Как можно видеть из сравнения рис. 2.9 и 2.10, для стрипов вероятности шумовых срабатываний, а также разбиения кластера (образования нескольких кластеров от одной частицы) выше. Больше и средний размер кластера. Это, тем не менее, допустимо, потому что стрипы служат в основном для поиска трека в MWPC, а точность восстановления импульса частиц определяется проволочными плоскостями.

Средняя эффективность срабатывания плоскостей, определённая с использованием экспериментальных данных, была различной и составляла от 70 до 100%. Снижение эффективности вызвано в основном малой длительностью сигнала с проволочных плоскостей, для которой используемая электроника считывания [53] не оптимальна. В этих условиях, свойства пленки высокого сопротивления (неоднородная пропитка йодом и разная степень насыщенности изопропилом) приводят также к существенно неоднородному распределению эффективности по поверхности плоскости. Это обстоятельство определяет необходимость разработки процедур нахождения трека и эффективной его регистрации с учётом реального распределения эффективности в камерах в течении времени набора данных.

2.3.3 Использование детекторной системы в экспериментах на ANKE.

Таким образом, передний детектор ANKE позволяет регистрировать положительно заряженные частицы в широкой области импульсов

$p > 0,4$ МэВ/с, идентифицировать их по времени пролёта, потерям энергии в сцинтилляционном гаммоскопе и отклику в черенковских счётчиках, и восстанавливать их импульс. Эти возможности продемонстрированы ниже в разделах 3.7 и 3.8. Передняя детекторная система используется в большинстве экспериментов на ANKE.

Так, в эксперименте по изучению рождения ω -мезона [44] вблизи порога рождения в реакции $pd \rightarrow dp_{spec}\omega$ ($pn \rightarrow d\omega$) дейтроны регистрируются в переднем детекторе и выделяются по сигналу в черенковском гаммоскопе и потерям энергии в сцинтилляторе. При этом дейтроны составляют менее 1% от протонного фона. Процесс идентифицируется по недостающей массе дейтрана и протона-спектатора.

В эксперименте по изучению a^0 -мезона в реакции $pp \rightarrow da^0$ [45] дейтран также регистрируется в переднем детекторе, а для его идентификации используется разность времён пролёта дейтрана и продукта распада a^0 (π^+ , K^+), попадающего в боковой детектор (см. рис. 2.2). Кроме того, дейтроны дополнительно выделяются по потерям энергии в сцинтилляционном гаммоскопе в сочетании с восстановленным импульсом.

Другими примерами использования переднего детектора являются эксперименты по изучению реакций $pn \rightarrow d\eta$ и $pn \rightarrow d\pi^0$ [54] вблизи порога рождения мезонов, $dd \rightarrow \alpha\eta$ [55], разрыва дейтрана с перезарядкой $dp \rightarrow (pp)_{forward}n$ [56] и изучения подпорогового рождения K^+ -мезона на ядрах в корреляции с рождением дейтрана [57].

Во всех перечисленных экспериментах используется пакет программного обеспечения обработки данных в переднем детекторе, представляемый в данной диссертации и описанный в главе 3.

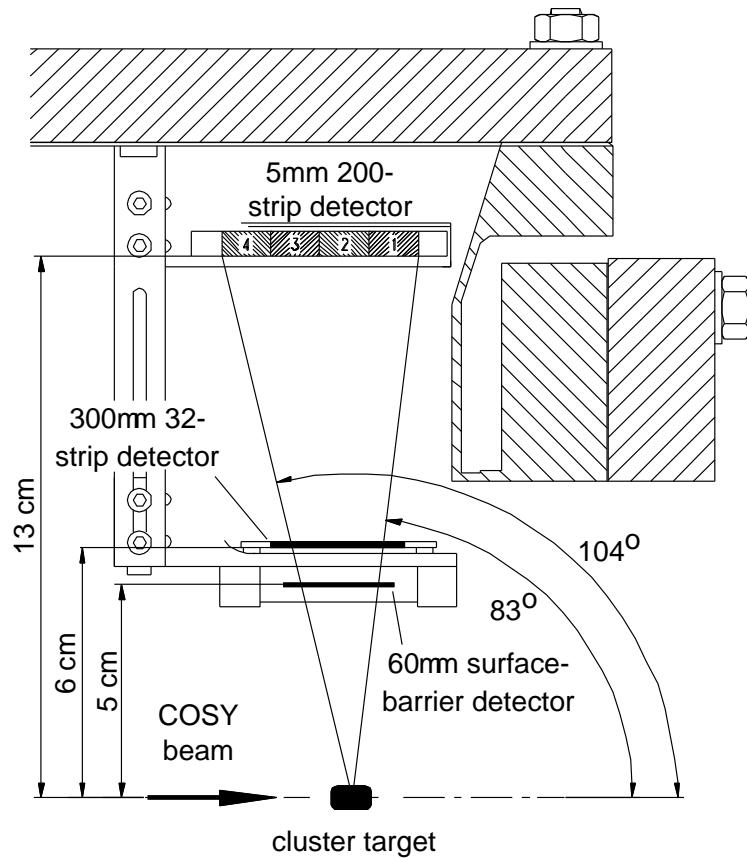


Рис. 2.11. Структура спектаторного телескопа.

2.4 Спектаторный полупроводниковый детектор

Телескоп кремниевых полупроводниковых детекторов на ANKE [58] (рис. 2.3) разработан для изучения реакций на дейтроне как эффективной нейтронной мишени [44]. В этом случае телескоп регистрирует спектаторный протон, испускаемый при развале дейтрана. Кроме того, телескоп позволяет регистрировать дейтраны отдачи из упругого pd рассеяния вперёд. Дифференциальное сечение такого рассеяния хорошо известно, так что процесс может использоваться для измерения светимости.

Телескоп состоит из трёх слоёв (рис. 2.11): поверхностью-барьерные детекторы толщиной $60\ \mu$ и $300\ \mu$ и детектор толщиной $5,1$ мм, изготовленный из кремния со слоем имплантированного лития. Детекторы толщиной $300\ \mu$ и $5,1$ мм разбиты на стрипы шагом 1 мм и 235 мкм. Телескоп используется для идентификации низкоэнергетических протонов и дейтранов с кинетической

энергией выше 2 МэВ. Точность измерения кинетической энергии протонов и дейтронов, остановившихся в телескопе, составляет около 1 %. Система съёма информации спектаторного детектора позволяет организовать триггер по сигналу со второй и/или третьей плоскости телескопа.

В описываемом эксперименте телескоп использовался при определении поляризации протонного пучка (в нём регистрировались дейтроны из упругого $pd \rightarrow pd$ рассеяния), при изучении эффективности трековой системы и для альтернативного определения светимости при энергии пучка 1,9 ГэВ.

2.5 Процедура измерения

2.5.1 Дифференциальное сечение. Измерение дифференциального сечения процесса (1.1) проводилось при шести энергиях протонного пучка COSY: 0,6, 0,7, 0,8, 0,95, 1,35 и 1,9 ГэВ. Энергии были выбраны так, чтобы исследовать район предполагаемого минимума при $T_p = 0,8$ ГэВ и проверить существование плато. На Рис. 2.12 показано предсказание модели ONE+SS+ Δ для дифференциального сечения процесса (см. раздел 1.3 и Рис. 1.7) и отмечены энергии пучка, при которых проводилось измерение.

Время измерения при каждой энергии определялось исходя из скорости счёта, рассчитанной с использованием предсказанного сечения, акцептанса установки, полученного путём моделирования, и величины ожидаемой светимости. Измерение при каждой энергии было разделено во времени на 2-3 части, чередующиеся с другими энергиями, чтобы получить полную энергетическую зависимость даже в случае преждевременного прекращения се-

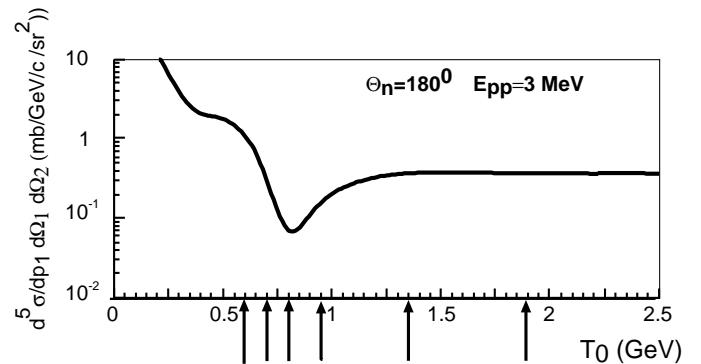


Рис. 2.12. Использованные в измерении энергии пучка (показаны стрелками).

анса. Кроме того, это позволило проверить долговременную стабильность установки в измерениях при определённой энергии. Все измерения проводились при одинаковом положении установки и угле наклона пучка к Z-оси D2, равном $7,4^\circ$ (рис. 2.2), максимальное магнитное поле в D2 при этом варьировалось от 0,68 Т при $T_p = 0,6$ ГэВ до 1,51 Т при $T_p = 1,9$ ГэВ. Сеанс проходил в течении недели в феврале 2001 года.

В измерении использовались 3 триггерных сигнала:

- одночастичный триггер T_2 , генерируемый при попадании частицы в счётчик первой плоскости гаммоскопа и один из перекрывающихся с ним счётчиков второй плоскости.
- двухчастичный триггер T_3 , вырабатываемый при совпадении сигналов триггера T_2 и срабатывания спектаторного детектора.
- специальный триггер T_4 , вырабатываемый с частотой 10 Гц для записи состояния счётчиков. Счётчики измеряли скорости счёта с различных каналов переднего и спектаторного детекторов, число триггеров на входе в систему сбора данных и число триггеров, принятых для записи (с учётом мёртвого времени).

В измерении использовалась дейтериевая кластерная мишень, разработанная сотрудниками мюнстерского университета [40, 41]. К сожалению, большую часть сеанса её работа была нестабильна, и плотность мишени была существенно ниже нормальной ($\sim 10^{12}$ атомов/см 2), что обусловило относительно низкую ($\sim 10^{29}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$) светимость при стабильно высокой ($3 \cdot 10^{10}$ протонов в кольце ускорителя) интенсивности пучка. Эта нестабильность выражалась в резких флюктуациях плотности мишени, что приводило к пиковым возрастаниям загрузки и, как следствие, увеличению среднего мёртвого времени системы считывания данных.

В таблице 2.2 приведены основные условия измерений. Соотношение загрузок переднего гаммоскопа при наличии кластерной струи мишени и без нее

	Энергия пучка, ГэВ					
	0,6	0,7	0,8	0,95	1,35	1,9
Среднее мёртвое время	$\sim 50\%$					
Средняя светимость, $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	0,59	0,36	0,40	0,35	0,45	0,51
Интегральная светимость, 1/пб	70,9	51,8	42,0	78,1	144,9	135,1
Интенсивность пучка, 10^{16} с^{-1}	4-5					
Плотность мишени, атомов/ см^2	$\sim 10^{12}$					
Количество событий, 10^6	60	114,2	141,5	96,4	51,3	68,7
Эффективность проп. камер	$\sim 80 - 98\%$ каждая плоскость					
Отношение счёта гамма-спектрометра с мишенью/без мишени	10 – 20					
Длительность цикла ускорителя	1800 с					
Максимальное поле в D2, Т	0,6771	0,7464	0,8138	0,9123	1,1667	1,5141

Таблица 2.2. Основные условия измерений

использовалось для контроля фоновых условий и определялось периодически во время измерения.

Система сбора данных позволяет одновременно с записью на магнитную ленту передавать копию данных по компьютерной сети для анализа. Для online контроля параметров детекторной системы использовалась программа, написанная на C++. Для вывода спектров использовался программный пакет PAW++, входящий в библиотеку CERNLIB [59]. Контролируемые спектры включали в себя амплитудные и временные распределения в каналах всех счётчиков гамма-спектрометра, распределения проволочных и стриповых кластеров в пропорциональных камерах и оценку эффективности камер. Кроме того, в режиме реального времени была также доступна информация о частоте входных и выходных триггеров. Данные были записаны блоками (run), содержащими $\sim 10^6$ событий каждый, на магнитную ленту. Во время измерений каждого блока систематически контролировались рабочие параметры кластерной мишени и интенсивность протонного пучка.

2.5.2 Векторная анализирующая способность. Величина A_y^p в реакции $pd \rightarrow (pp)_sn$ измерялась при энергиях пучка 0,5 и 0,8 ГэВ в течении недельного сеанса в июле 2003 г. Это измерение было первым поляризационным экспериментом на ANKE и потому, кроме получения информации об A_y^p , являлось также подготовительным для будущего, более сложного, измерения T_{20} и $C_{y,y}$. Выбор энергий пучка был обусловлен теоретически предсказанным значительным изменением величины A_y^p [37] (см. Рис. 1.8) и относительно большой величиной сечения процесса при этих энергиях. Отсутствие азимутальной симметрии в аксептансе установки ANKE не позволяет получить векторную анализирующую способность непосредственно из лево-правой асимметрии экспериментальных отсчётов при использовании вертикально-поляризованного протонного пучка. Поэтому, для измерения A_y^p изменялось (вверх-вниз) направление спина пучка при фиксированном аксептансе установки, выделяющем протонные пары, испущенные в правую полусферу. Спин пучка менял направление на противоположное каждые 10 минут (каждые два цикла ускорителя). Измерение, проведённое с помощью низкоэнергетического поляриметра COSY (LE POL на Рис. 2.1), показало, что поляризация пучка при ориентациях спина вверх и вниз одинакова с точностью $\Delta P = 0,0125$ [60]. В дополнение к триггерам, используемым при измерении дифференциального сечения, при измерении A_y^p использовался также "триггер двойных потерь" [61] в сцинтиляционном гадоскопе переднего детектора. Этот триггерный сигнал вырабатывался, когда в каждом из слоёв гадоскопа либо срабатывали два счётчика, либо был превышен уровень двойных минимальных ионизационных потерь энергии в одном счётчике. Это позволяло увеличить примерно в 7 раз содержание интересующих нас событий среди всех записанных. Наполнение кольца ускорителя составляло 3×10^9 протонов, что при плотности мишени 2×10^{14} обеспечивало светимость около $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Для определения поляризации пучка при энергии 0,8 ГэВ измерялась

асимметрия упругого $\vec{p}d$ -рассеяния. При этом дейtron в конечном состоянии регистрировался в спектаторном детекторе, а протон — в переднем. Для расчёта поляризации использовались данные [62] по векторной анализирующей способности в процессе $\vec{p}d \rightarrow pd$ при 0,796 ГэВ. Подробнее эта процедура описана в разделе 4.5.

При энергии 0,5 ГэВ возможности непосредственно определить поляризацию пучка не было. Поэтому была использована методика "экспорта поляризации" [63]. В части данных цикл ускорителя состоял из плато при 0,8 ГэВ (I), снижения энергии до плато при 0,5 ГэВ (II) и последующего повторного плато при 0,8 ГэВ (III) (Рис. 2.13). При изменении энергии между 0,5 и 0,8

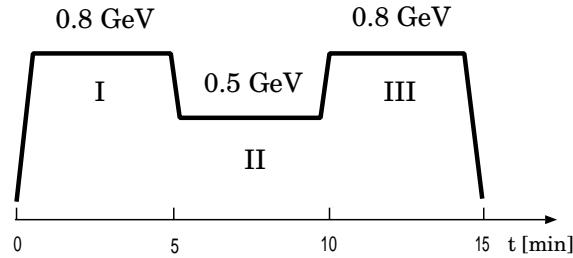


Рис. 2.13. Цикл ускорителя, использованный для экспортации поляризации

ГэВ на COSY пересекается резонанс, обусловленный несовершенством ионной оптики ускорителя (imperfection resonance) при $T_p = 0,6318$ ГэВ, однако применяемая технология адиабатического переворота спина позволяет проходить этот резонанс без потери поляризации. Поляризация пучка, определённая при 0,8 ГэВ составила для первого плато $P_I = 0,559 \pm 0,004$ (стат) $\pm 0,006$ (сист) и для третьего плато $P_{III} = 0,555 \pm 0,005$ (стат) $\pm 0,006$ (сист). Это означает, что такая же поляризация была и в промежуточном втором плато при 0,5 ГэВ. Поэтому для энергии 0,5 ГэВ мы использовали взвешенное среднее значений P_I и P_{III} . Зная поляризацию пучка, мы определили векторную анализирующую способность A_y ($\vec{p}d \rightarrow pd$) при 0,5 ГэВ. Другая часть данных была получена целиком при энергии пучка 0,5 ГэВ (то есть, плато при 0,8 ГэВ не присутствовали в цикле ускорителя). Найденное ранее значение A_y

$(\vec{p}d \rightarrow pd)$ при 0,5 ГэВ использовалось для определения поляризации пучка в этой части экспозиции. Итоговая средняя поляризация пучка при 0,5 ГэВ составила $P(0,5) = 0,548 \pm 0,003(\text{стат}) \pm 0,010(\text{система})$.

Во время эксперимента поляризация пучка постоянно контролировалась использованием малоуглового дифракционного рассеяния $\vec{p}d \rightarrow pX$, регистрируемого в переднем детекторе. Так как геометрический аксептанс в этом случае значительно выше, чем при регистрации дейтрона отдачи телескопом полупроводниковых счётчиков, этот процесс обеспечивал скорость счёта, существенно более высокую, чем рассеяние $\vec{p}d \rightarrow pd$. Это позволяло за 10 минут измерения производить оценку асимметрии с точностью 3%, и таким образом непрерывно контролировать постоянство поляризации пучка во время измерения. Програмное обеспечение такого on-line контроля было сделано при участии автора. Разработанная на ANKE поляриметрия пучков COSY более подробно описана в работах [64, 65].

2.5.3 Калибровка детектора. Как было упомянуто при описании пропорциональных камер, восстановление импульса частицы в переднем детекторе требует знания координат трека с высокой точностью. Поэтому, для уточнения геометрических параметров установки, связанных с восстановлением импульса, использовалась специальная процедура их определения (калибровка) с использованием хорошо идентифицируемых процессов, кинематика которых могла быть полностью восстановлена. Эта процедура описана в секции 3.5. При измерении дифференциального сечения, для калибровки использовались данные, полученные в отдельном измерении на водородной кластерной мишени при энергиях протонного пучка $T_p = 0,5$ и 2,65 ГэВ. Измерение при нижней энергии использовалось также для калибровки энергетических потерь в сцинтиляционном гадоскопе.

В сеансе 2003 г. калибровка проводилась по данным, полученным с H_2 мишенью при $T_p = 0,8$ ГэВ и D_2 мишенью при $T_p = 0,5$ и 0,8 ГэВ.

Глава 3

Методы обработки данных эксперимента

3.1 Элементы системы обработки данных

Для off-line обработки полученных данных при непосредственном участии автора был создан пакет программ, описываемый в данной главе. Он включает в себя процедуры:

- моделирования установки, основанного на пакете GEANT3 [66] (3.8),
- поиска треков с фиксированными плоскостями (3.2.2),
- поиска треков с перебором плоскостей (3.2.3),
- восстановления импульса "полиномиальным" методом (3.4),
- восстановления импульса с интегрированием траектории методом Рунге-Кутта (3.4.2),
- калибровки импульсной шкалы и подстройки геометрических констант установки (3.5),
- определения эффективности пропорциональных камер (3.3.2) и годоскопа (3.3.1),
- определения эффективности алгоритма поиска треков (3.3.4),
- калибровки энергетических потерь в годоскопе,
- калибровки вертикальной координаты трека в годоскопе,
- калибровки импульсно-зависимой эффективности регистрации в черенковских счётчиках.

Основные характеристики трековой системы переднего детектора и элементы системы обработки представлены в публикациях [67, 68]. Они обсуждались также в докладе автора [69] на рабочем совещании сотрудничества ANKE по исследованию протоно-дейtronных взаимодействий. В этой главе они рассматриваются подробнее, особое внимание при этом уделяется процедурам восстановления треков и импульсов частиц, а также анализу эффективности регистрации и восстановления событий.

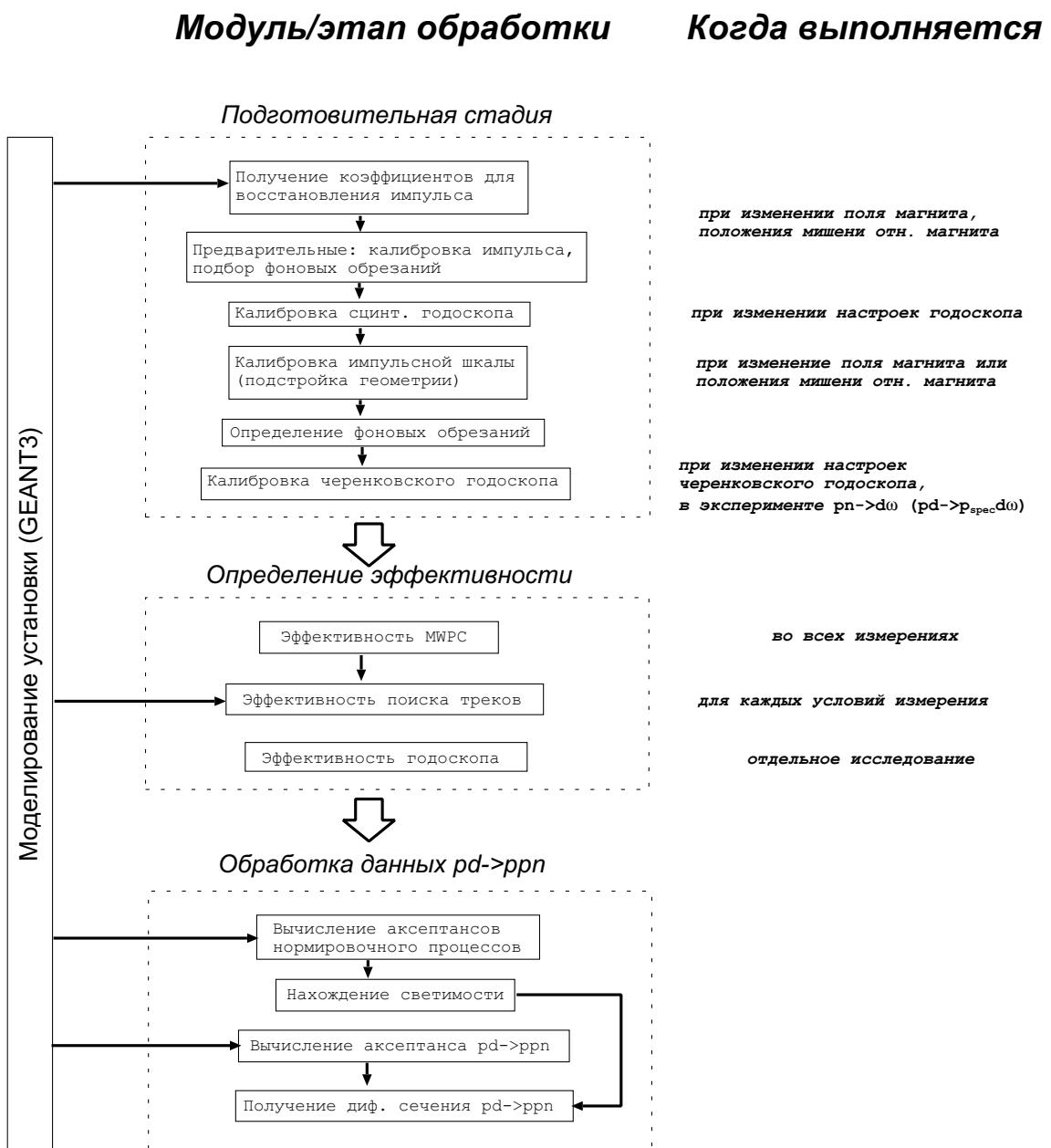


Рис. 3.1. Основные этапы обработки экспериментальных данных.

На рисунке 3.1 приведена схема обработки данных, получаемых с помощью переднего детектора ANKE. Подготовительная стадия обработки и определение эффективностей регистрации и восстановления событий применяются в большинстве экспериментов на ANKE, использующих передний детектор (см. раздел 2.3.3).

В обработке экспериментальных данных используется программная библиотека XD, выполняющая функции распаковки и декодировки события, а также организующая событийный цикл. На основе этой библиотеки написана

программа "sorter", включающая в себя поиск треков, восстановление кинематических переменных, энергетических потерь и обработку отклика в черенковском гадоскопе. Результаты работы программы записываются в выходные файлы различных форматов (в большинстве случаев — формат файлов библиотеки ROOT [70]), которые используются в дальнейшей обработке или служат входом для процедур калибровки установки. Структура этих выходных файлов обеспечивает доступ к информации на уровне каждого события и аналогична NTuple структуре, используемой в библиотеке CERNLIB [59]. Вся обработка производилась на IBM PC под управление операционной системы Linux, всё программное обеспечение написано на C++, кроме программы GEANT-моделирования, написанной на FORTRAN.

Обработка каждого блока событий (run) основывалась на двух идентификаторах: название сеанса и название блока, последнее могло быть как номером блока, так и общим идентификатором для группы блоков, полученных в одинаковых условиях. Входные параметры для обработки (калибровочные константы, описание геометрии установки) хранились в дереве файлов, структурированном по сессиям и блокам, так, что необходимая информация находилась автоматически. Кроме того, описание геометрии установки хранилось в формате FFREAD (CERNLIB), что позволяло использовать один и тот же источник как для GEANT-программы, так и для sorter.

3.2 Реконструкция треков в переднем детекторе

3.2.1 Условия поиска трека. Используемая координатная система определена относительно диполя D2, с началом в центре вакуумной камеры и осями параллельными сторонам магнита: Z-ось направлена по пучку, Y-ось направлена вверх, и X-ось образует правую систему координат с ними, как показано на рис. 2.3.

Средняя ширина кластеров на проволочных плоскостях MWPC состав-

ляет 1,3 проволоки (около 1,4 мм). Эти плоскости измеряют три горизонтальных и три вертикальных координаты на треке. Стриповые плоскости производят кластеры шириной около 3 стрипов (≈ 1 см) и измеряют шесть наклонных координат на треке. Каждая из плоскостей гадоскопа даёт дополнительную информацию для поиска трека: X-координату с точностью, определяемой шириной счётчика (4 – 8 см) и Y-координату с точностью (RMS) 1 – 2 см. Последняя получается использованием разницы времён регистрации частицы, измеренных в верхнем и нижнем ФЭУ счётчиков.

Траектория частиц между первой MWPC и гадоскопом очень близка к прямой. Отклонения, вызванные рассеянным магнитным полем составляют в этом объёме всего 0,6 мм для частиц с импульсом 0,4 ГэВ/с (минимальным импульсом в акцептансе переднего детектора в условиях экспериментов на АНКЕ). Многократным кулоновским рассеянием, происходящим между камерами можно пренебречь во время поиска трека (в то время, как рассеяние, происходящее на 0,5 мм алюминиевом выходном окне D2 существенно влияет на разрешение восстановленного импульса).

В качестве модели трека в этом объёме используется прямая, задаваемая 4-мя параметрами $\vec{T} = (\tan \theta_{xz}, \tan \theta_{yz}, x_w, y_w)$, где x_w, y_w – X и Y-координаты трека, продолженного на поверхность выходного окна D2 (которая представляет собой плоскость, перпендикулярную оси Z), а θ_{xz}, θ_{yz} – проекции угла между треком и осью Z на соответствующие плоскости.

В данном эксперименте использовался "одночастичный" триггер, вырабатываемый при попадании, по крайней мере, одной заряженной частицы в гадоскоп. При этом многочастичные события составляли менее 1% событий. В то же время, среднее количество проволочных кластеров на каждой плоскости равно 1,7 на событие.

Так как количество измеренных с высокой точностью координат на треке невелико, возникает опасность построения, одновременно с истинным, фальшивого трека, использующего часть проволочных кластеров истинного. Что-

бы избежать этого, при поиске треков вводится запрет на использование одного и того же проволочного кластера в разных треках. Как будет показано в разделе 3.3.4, малый шаг проволок позволяет сделать это без существенного подавления восстановления пар близких треков, образованных реально прошедшими частицами.

Чтобы достичь требуемого разрешения в 3-х импульсе, прямая трека должна быть определена с помощью проволочных кластеров, то есть, должна содержать кластеры на, по меньшей мере, двух X и двух Y проволочных плоскостях. Мы будем называть такой набор срабатываний минимально необходимым для построения трека (минимальным). При этом, поиск трека осложнён из-за низкой эффективности регистрации в пропорциональных камерах, как описано подробнее в разделе 3.3.2. Величина эффективности такова, что требование срабатывания даже двух фиксированных X- и двух фиксированных Y- проволочных плоскостей на одном треке приводит к потере $\sim 30 - 70\%$ треков (в зависимости от места прохождения трека через MWPC). Потери 2-х трековых событий при требовании срабатывания проволочных и стриповых на всех 3-х камерах в таких условиях неприемлемо велики. В связи с этим, при конечной обработке событий использовался специальный алгоритм поиска трека, не требующий срабатывания каждой конкретной плоскости, но рассматривающий все возможные минимальные наборы из двух X и двух Y проволочных плоскостей. Использование этого алгоритма требует точной относительной выстройки всех детекторов и информации об эффективности камер.

В то же время, для ряда целей, таких, как определение эффективности камер, калибровка гадоскопа, подбор критериев подавления фона и подстройки геометрических параметров, было необходимо использовать более простой, использующий фиксированные плоскости, алгоритм поиска. Ниже оба эти алгоритма рассмотрены подробнее.

3.2.2 Поиск трека с фиксированными трековыми плоскостями.

Трек ищется в виде прямой, соединяющей проволочные и стриповые кластеры на MWPC, и сработавшие счётчики. При этом кластером считается группа подряд идущих сработавших проволок (стрипов). В работе этого алгоритма используется информация с чувствительных плоскостей только двух камер. Отсутствие избыточности трековой информации приводит к необходимости использовать критерии подавления фона уже на стадии выбора кластеров, входящих в трек. Схема поиска трека приведена на рис. 3.2.

Плоскости MWPC и гаммоскопа параллельны оси Y, что позволяет рассматривать XZ-проекцию трека независимо (в приближении строгой вертикальности X-проводок). Поиск начинается с выбора пары кластеров на X-проводочных плоскостях и построения такой проекции. После этого проверяется попадание плоского трека в один из сработавших счётчиков и выходное окно D2. Затем выбирается пара Y-кластеров, и строится пространственная прямая. Для этой прямой проверяются, во-первых, разность Y-координаты трека на гаммоскопе и координаты, восстановленной по разности верхнего и нижнего времён в счётчике, определённом XZ-проекцией, во-вторых, пересечение выходного окна и, в третьих, для отбрасывания фоновых треков применяется "вертикальное обрезание", описанное в разделе 3.6.

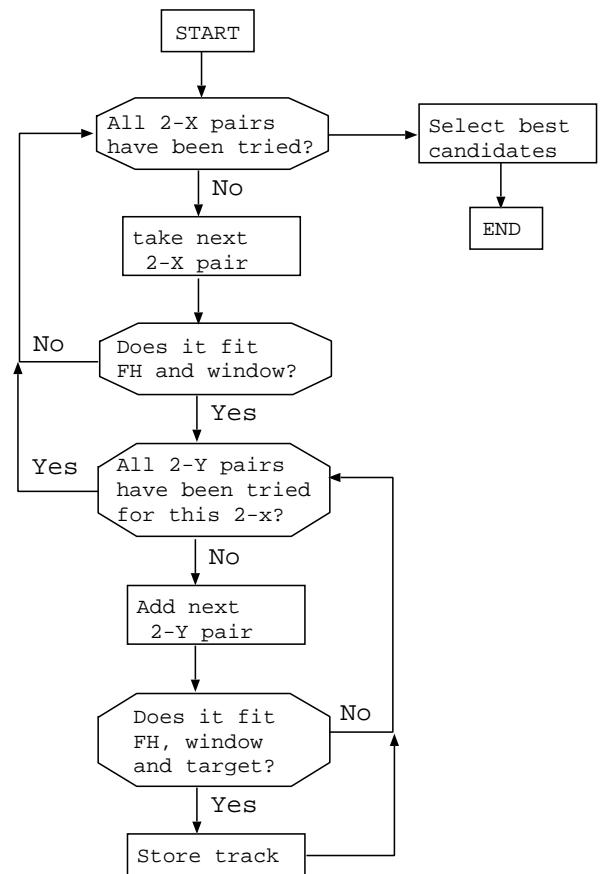


Рис. 3.2. Схема поиска трека в алгоритме с фиксированными плоскостями.

При этом, возможно построение нескольких кандидатов в трек, прошедших перечисленные проверки, в том числе и использующих одинаковые проволочные кластеры. В последнем случае предпочтение отдаётся кандидатам, пересекающим большее количество сработавших стрипов, а при равенстве сравниваются квадратичные суммы отклонения вертикальных координат прямой на обеих плоскостях годоскопа от координат, измеренных по разности времён. Последний критерий выбора кандидата в трек, вследствии небольшой точности вертикальной координаты, восстанавливаемой с помощьюgodоскопа, является довольно слабым. Однако, по причине малой множественности частиц в событии и низком уровне шумовых срабатываний, он применяется лишь в $1 - 2\%$ событий.

Описанный алгоритм был реализован первым и применялся для обработки результатов измерений на ANKE, в которых использовались только 2 камеры в переднем детекторе.

Для предварительного выравнивания (проверки) положения счётчиков и камер использовалась модификация алгоритма с существенно расширенными фоновыми обрезаниями и требованием ровно одного кластера на каждой проволочной плоскости. Другая модификация, также с требованием одного кластера, но со "стандартными" обрезаниями, использовалась при оценке эффективности камер.

3.2.3 Поиск трека с перебором плоскостей. Для уменьшения потери событий из-за неэффективности камер, при наличии трёх камер применялся перебор плоскостей при поиске кластеров. В этом подходе, трек ищется как комбинация кластеров на не менее, чем двух X- и двух Y- проволочных плоскостях. При таком мягком условии может быть построено несколько конкурирующих (использующих один и тот же проволочный кластер) кандидатов в трек. Для выбора лучшего из них применяются следующие критерии: максимальное количество кластеров на проволочных плоскостях (N_w) в тре-

ке, наилучший уровень доверительной вероятности фита прямой (CL), и максимальная величина $\overline{E} = \prod(1 - \varepsilon_i)$, где ε_i — эффективность плоскости в точке пересечения её треком, а произведение вычисляется по всем проволочным и стриповым плоскостям, на которых в трек не включены кластеры (то есть, плоскости предполагаются неэффективными для данного кандидата в трек). В случае равной и однородной эффективности всех плоскостей, сравнение величин \overline{E} разных треков равнозначно сравнению количества несработавших плоскостей. В связи с корреляцией эффективности стрипов и проволок в одной плоскости (см. раздел 3.3.2), для стриповых плоскостей используется значение эффективности, зависящее от срабатывания проволок (условная вероятность срабатывания). При этом значение эффективности стрипов в отсутствии срабатывания проволок вычисляется, исходя из известных безусловных и условных эффективностей стрипов и проволок. Обоснование этого критерия приведено в приложении B.

Трек строится в следующей последовательности: вначале используется только информация с проволочных плоскостей и гаммоскопа для проведения пространственной прямой, затем привлекается информация с плоскостей наклонных стрипов. Как и в алгоритме, использующем фиксированные плоскости, горизонтальная проекция, включающая кластеры с 2-х проволочных X-плоскостей и сработавший счётчик, строится первой. Затем добавляются кластеры с 2-х проволочных Y-плоскостей, определяющие вертикальную проекцию. Существенное отличие от предыдущего алгоритма при этом состоит в неиспользовании фоновых критериев, то есть, проверок на пересечение треком выходного окна и прохождение "vertical cut". Это становится возможным благодаря использованию большего количества измеренных координат. Фоновые критерии накладываются позже, на уже найденные треки, что даёт возможность строить распределения событий по координатам треков на выходном окне и Y-координате мишени для найденных треков и проверять обрезания, определённые при требовании одного кластера на каждой плос-

кости. При попадании двух частиц в один и тот же счётчик, калиброванная Y-координата, измеренная в счётчике, будет неверна, по крайней мере, для одной из частиц. Так как этот алгоритм, в основном, нацелен на эффективный поиск двух-трековых событий, проверка на соответствие Y-координаты прямой трека на гадоскопе и калиброванной Y-координаты, не проводится.

Рассмотрим алгоритм поиска детальнее. На первом шаге мы включаем в трек группу соседних сработавших счётчиков (формирующуюся из счётчиков с обеих плоскостей гадоскопа). Эта группа, вместе с границами чувствительной области первой камеры определяет широкий горизонтальный коридор поиска кластеров на MWPC. Затем, на одной из X-плоскостей выбирается кластер в этом коридоре, и коридор сужается с использованием этого кластера. После этого, на другой X-плоскости выбирается проволочный кластер в пределах нового коридора. Прямая в XZ-плоскости, проведённая через эти кластеры, проверяется на попадание в выбранную группу счётчиков и чувствительную область камер. Аналогично, выбираются 2 кластера с Y-плоскостей и результирующая пространственная прямая проверяется на пересечение гадоскопа и камер. Эта прямая, вместе с её ошибками, используется для определения узкого (3–5 мм шириной) коридора поиска кластеров на оставшихся проволочных и стриповых плоскостях. После рассмотрения всех плоскостей группа кластеров фитируется прямой, и для этого трека вычисляется величина \bar{E} . Мягкие обрезания, отбрасывающие 0,5% треков, накладываются на \bar{E} и CL.

Первый кандидат в трек, включающий информацию (то есть, кластеры или их отсутствие) со всех плоскостей, и проходящий перечисленные обрезания, сохраняется как лучший. Последующие кандидаты сравниваются с ним по комбинации N_w , CL и \bar{E} . Кандидат может заместить лучшего в одном из 3-х случаев (индекс “с” относится к тестируемому кандидату, а индекс “b” — к лучшему на данный момент):

1. $\bar{E}_c > \bar{E}_b - K_{\bar{E}}$ and $N_c^w > N_b^w$, где $K_{\bar{E}}$ — параметр алгоритма,

2. $N_c^w = N_b^w$ и $\bar{E}_c > \bar{E}_b + K_{\bar{E}}$
3. $N_c^w = N_b^w$, $\bar{E}_c > \bar{E}_b - K_{\bar{E}}$ и $\text{CL}_c > \text{CL}_b$.

Величина $K_{\bar{E}}$ определяется экспериментально при оптимизации выхода алгоритма поиска.

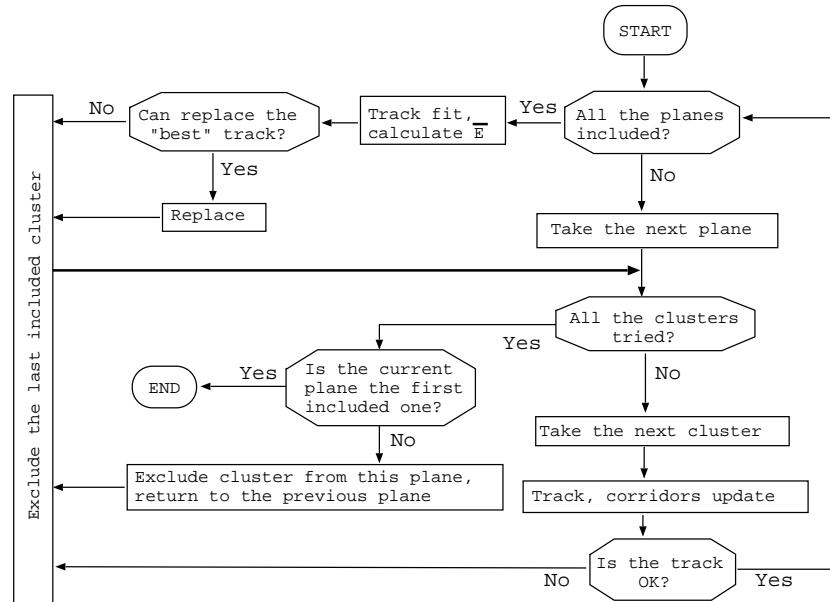


Рис. 3.3. Схема построения трека в алгоритме с перебором плоскостей.

На рисунке 3.3 приведена схема построения и перебора кандидатов в трек. Описанная выше последовательность включения проволочных плоскостей реализуется в блоке "Take the next plane". Проверки, осуществляемые на разных стадиях построения, заключены в блоке "Is the track OK?", а условия замещения лучшего кандидата представлены блоком "Can replace the best track?". В блоке "return to the previous plane" также восстанавливается информация о коридорах поиска, определённая до обработки последней включённой плоскости. Кандидат в трек, остающийся лучшим после рассмотрения всех комбинаций, является найденным треком. После этого, кластеры на проволочных плоскостях, включённые в этот трек, исключаются из поиска, и процедура поиска начинается снова.

При поиске трека требовалось присутствие не более 10 кластеров на проволочных плоскостях. В противном случае, такая проволочная плоскость,

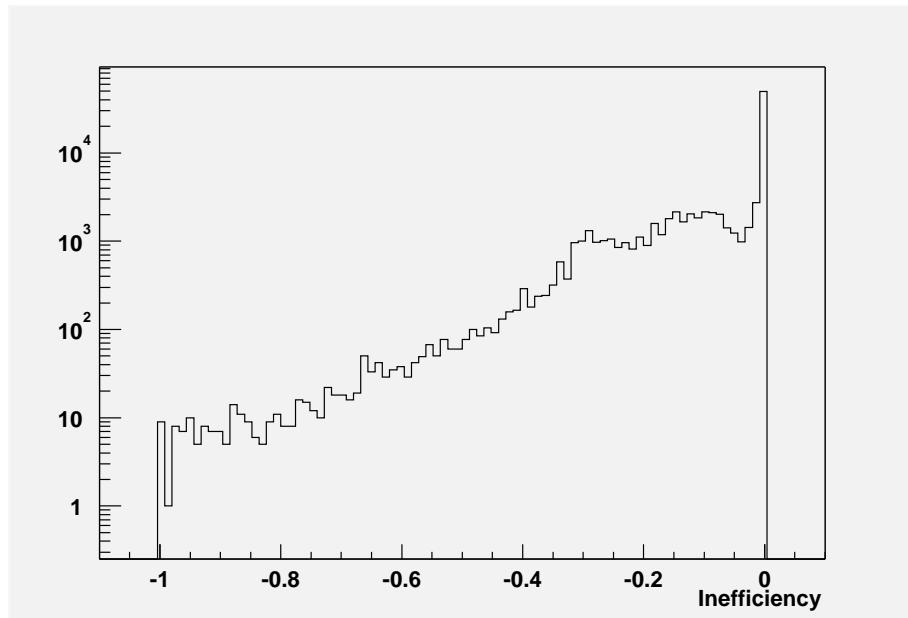


Рис. 3.4. Параметр сравнения треков ξ .

вместе с её стриповой, исключалась из поиска. Чтобы сделать обрезание по величине \bar{E} одинаковым в событиях с разными наборами поисковых плоскостей, обрезание накладывалось на величину $\xi = \log \bar{E} / N_{sp}$, где N_{sp} — количество используемых в данном событии проволочных плоскостей. На рисунке 3.4 представлено распределение введённого таким образом параметра сравнения треков ξ для принятых треков (найденных в итоге "лучших" кандидатов). Его величина равна 0 при включении в трек кластеров на всех рассматриваемых плоскостях, а используемое обрезание $\xi > -1$ отбрасывает 0,5% истинных треков.

3.3 Определение эффективности восстановления треков

Трековая эффективность определяется в нашем случае следующими факторами: эффективность срабатывания гаммоскопа, (в том числе и для выработки сигнала триггера) и эффективность поиска трека на MWPC. Мы различали две причины неэффективности восстановления треков на проволочных камерах: 1) отсутствие срабатываний, то есть аппаратурная неэффективность и 2) ошибки процедуры поиска трека. Рассмотрим их подробнее.

3.3.1 Эффективность срабатывания гадоскопа. Этот вопрос изучался несколькими методами в рамках обработки данных измерений рождения a^0 и ω -мезонов. В частности, исследование, описанное в [71] показало,

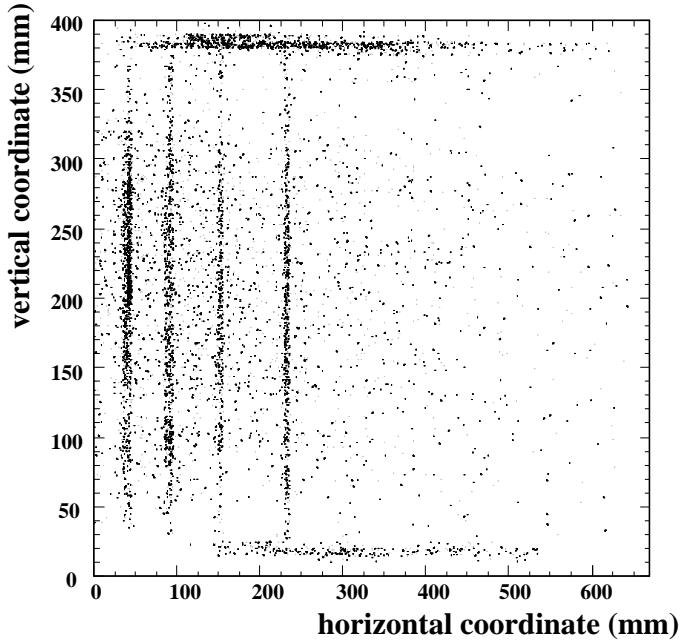


Рис. 3.5. Пространственное распределение событий, не зарегистрированных 2-й стенкой гадоскопа.

что неэффективность каждой стенки гадоскопа не превышает 1,6%, причем большая часть несрабатываний приходится на края счётчиков или промежутки между ними, как это показано на рис. 3.5. В данном случае, исследуемая вторая стенка не участвовала в формировании триггера и поиске трека. Коррекция на неэффективность гадоскопа вводилась в зависимости от количества треков в событии и от требований, накладываемых при поиске трека.

3.3.2 Эффективность срабатывания пропорциональных камер.

Средняя эффективность чувствительных плоскостей составляет 70 – 100%. Это вызвано малой длиной сигнала с проволочных плоскостей, который не оптимален для использованной электроники считывания. В этих условиях, свойства пленки высокого сопротивления приводят к неравномерности рас-

пределения эффективности по поверхности плоскости.

Для поправки этой неэффективности необходимо найти карту эффективности для каждой чувствительной плоскости. Тогда поправочный коэффициент может быть расчитан для каждого события используя величину ε эффективности в районе плоскости, пересекаемом треком.

Чтобы получить карту эффективности плоскости, чувствительная область разбивалась на 20×20 прямоугольных ячеек (2–3 см размером), и эффективность вычислялась для каждой из ячеек. Для этого треки строились с использованием других камер и по трекам, пересекающим данную ячейку, вычислялась вероятность найти кластер в коридоре, определяемом треком на исследуемой плоскости. При построении трека использовались события с одним кластером на каждой из трековых плоскостей. Пример полученного распределения эффективности приведён на рисунке 3.6.

Для достижения приемлемой статистики в каждой ячейке каждой плоскости, эта процедура требует сравнительно большого количества данных. Так, статистическая ошибка при использовании 10 миллионов событий составляла менее 1% для центральных ячеек, но около 10% для крайних. При применении описанной процедуры возможны следующие источники систематических ошибок: (i) присутствие шумовых кластеров на плоскости, где оценивается ε , (ii) ложные треки, использованные для поиска кластера, (iii) существенное изменение эффективности в пределах одной ячейки, (iv) зависимость эффективности регистрации от энергетических потерь. Подробное исследование показало, что в первых двух случаях величина систематической ошибки не превышает 2%. Третий фактор, в случае если он играет роль,

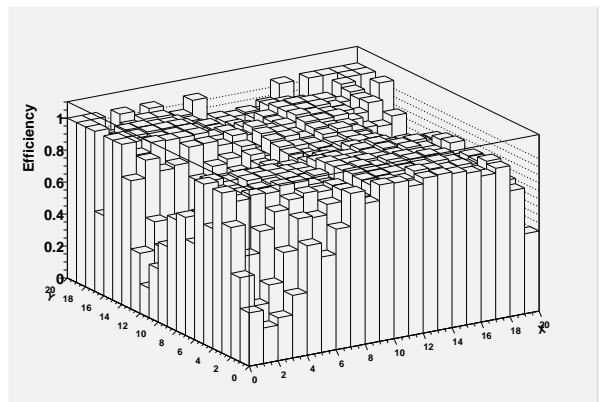


Рис. 3.6. Эффективность проволочной плоскости.

может быть подавлен исключением наиболее неоднородных областей камеры из анализа. Последний фактор можно контролировать отбором частиц соответствующего типа и импульса для оценки эффективности.

Так как в каждой камере проволочная и стриповая плоскости "лежат" на разных сторонах одной и той же пленки, эффективности этих плоскостей могут оказаться скоррелированы. Такая корреляция действительно обнаруживается при сравнении эффективности стриповой плоскости, рассчитанной при условии срабатывания проволок (условная эффективность), и без этого условия (безусловная). В связи с этим, для проволочных и стриповых плоскостей рассчитываются по две карты, содержащие оба значения эффективности.

Карты эффективности всех плоскостей рассчитываются для каждого блока данных (*run*) и анализируются на постоянство во времени. Карты также содержат количество событий, использованных для определения эффективности в каждой ячейке. При этом, статистика тех промежутков времени, в течении которых изменение эффективности было незначительным, суммируется для уменьшения статистических флюктуаций в крайних ячейках.

В части событий наблюдалась шумовая "генерация" электроники считывания, что приводило к образованию большого количества кластеров. В условиях относительно небольшого количества измеренных координат трека использование "генерирующих" плоскостей при поиске трека может привести к построению существенного количества ложных треков. Поэтому, при поиске треков такие плоскости не использовались, и при вычислении эффективности они считались не сработавшими в таких событиях. В описываемом измерении доля таких событий была мала ($< 1\%$). Однако, в течении других сеансов, в самых неблагоприятных случаях она доходила до 30%, что вынуждало контролировать данные по этому параметру.

3.3.3 Поправка на неэффективность пропорциональных камер.

В двух описанных алгоритмах поиска трека поправка рассчитывалась по раз-

ному, в соответствии с накладываемыми требованиями на состав трека.

Обозначим проволочные X- и Y-плоскости на MWPC1, MWPC2 и MWPC3 как X1W, Y1W и т. д., соответственно, а стриповые — как X1S, Y1S и т. д. Безусловные эффективности этих плоскостей будем обозначать $\varepsilon_{x1w}, \varepsilon_{x1s}$ и т. д. Эффективности стриповых плоскостей, полученные при условии срабатывания соответствующей проволочной плоскости, обозначим через ε^w , а при условии несрабатывания — $\varepsilon^{\bar{w}}$. При этом, последняя величина, к примеру, для X1 плоскости, может быть вычислена как

$$\varepsilon_{x1s}^{\bar{w}} = \frac{\varepsilon_{x1s} - \varepsilon_{x1w} \cdot \varepsilon_{x1s}^w}{1 - \varepsilon_{x1w}}.$$

В алгоритме поиска с фиксированными плоскостями, вес трека определялся как обратное произведение эффективностей на четырёх требуемых проволочных плоскостях. При вычислении веса в алгоритме поиска с перебором плоскостей, учитывались два фактора: вероятность срабатывания минимально необходимого 2X+2Y набора проволочных плоскостей на треке, и вероятность того, что истинный трек не пройдёт обрезание по величине ξ (см. раздел 3.2.3). Для расчёта первого фактора заметим, что вероятность не сработать, по крайней мере двум X проволочным плоскостям, равна

$$\begin{aligned} P_x = & (1 - \varepsilon_{x1w}) \cdot (1 - \varepsilon_{x2w}) \cdot \varepsilon_{x3w} + (1 - \varepsilon_{x1w}) \cdot (1 - \varepsilon_{x3w}) \cdot \varepsilon_{x2w} + \\ & (1 - \varepsilon_{x2w}) \cdot (1 - \varepsilon_{x3w}) \cdot \varepsilon_{x1w} + (1 - \varepsilon_{x1w}) \cdot (1 - \varepsilon_{x2w}) \cdot (1 - \varepsilon_{x3w}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Аналогично, для Y-плоскостей,

$$\begin{aligned} P_y = & (1 - \varepsilon_{y1w}) \cdot (1 - \varepsilon_{y2w}) \cdot \varepsilon_{y3w} + (1 - \varepsilon_{y1w}) \cdot (1 - \varepsilon_{y3w}) \cdot \varepsilon_{y2w} + \\ & (1 - \varepsilon_{y2w}) \cdot (1 - \varepsilon_{y3w}) \cdot \varepsilon_{y1w} + (1 - \varepsilon_{y1w}) \cdot (1 - \varepsilon_{y2w}) \cdot (1 - \varepsilon_{y3w}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Вероятность того, что по крайней мере одна из проекций невосстановлена, равна

$$P_{xy} = P_x + P_y - P_x \cdot P_y, \quad (3.3)$$

и чисто комбинаторный вес трека:

$$W_{comb} = \frac{1}{1 - P_{xy}}. \quad (3.4)$$

Второй фактор, определяющий вес трека, ввиду мягкости обрезания по величине ξ , составлял только небольшую поправку к W_{comb} . Для учёта обоих случаев потери событий, для данного трека рассматривались все комбинации срабатывания и несрабатывания всех проволочных и стриповых плоскостей, и рассчитывалась суммарная вероятность P_s потери трека. Вес трека при этом был равен $W_{final} = \frac{1}{1 - P_s}$.

Ошибка веса трека рассчитывалась, как ошибка W_{comb} в соответствии с (3.1)–(3.4) и известными статистическими ошибками величины эффективности. На рисунке 3.7, представлена трековая эффективность при применении алгоритма с перебором плоскостей, как функция угла вылета протонов, дифракционно рассеянных на дейtronе. Как видно, эффективность довольно высока (выше, чем средняя эффективность каждой из используемых в поиске плоскостей, см. рис. 3.6) вследствие использования комбинаторного алгоритма построения трека.

Корректность расчёта поправки на неэффективность камер изучалась с использованием экспериментальных событий. Так, к примеру, проверялась возможность восстановления углового распределения в рассеянии $pp \rightarrow pp$ и $pd \rightarrow pd$. На рисунке 3.8 представлены экспериментальные и модельные угловые распределения событий из рассеяния $pp \rightarrow pp$, попадающих в акцептанс переднего детектора при энергии пучка $T_p = 2,65$ ГэВ. Траектории

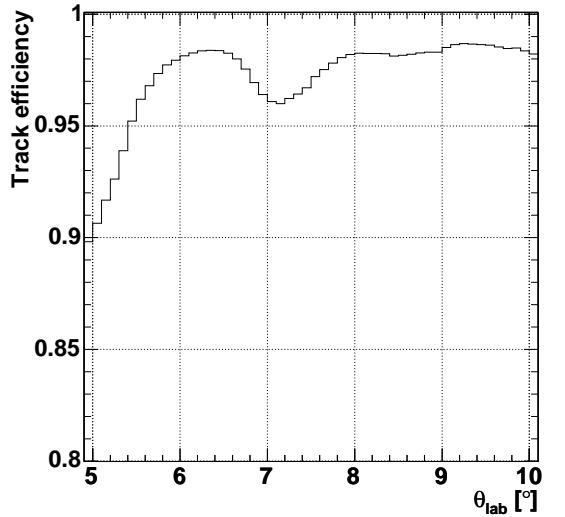


Рис. 3.7. Трековая эффективность с перебором плоскостей.

восстановлены алгоритмом с фиксированными плоскостями, модельная гистограмма на этом рисунке отмасштабирована для сравнения формы углового распределения. Мы приводим здесь результат применения поиска с фиксированными плоскостями для демонстрации того, что даже в этом случае, при максимальной поправке, учёт неэффективности может быть произведен с достаточной точностью. Поправка для применяемого в окончательной обработке алгоритма с перебором плоскостей существенно меньше (см. Рис. 3.7) и вносит меньшую систематическую ошибку.

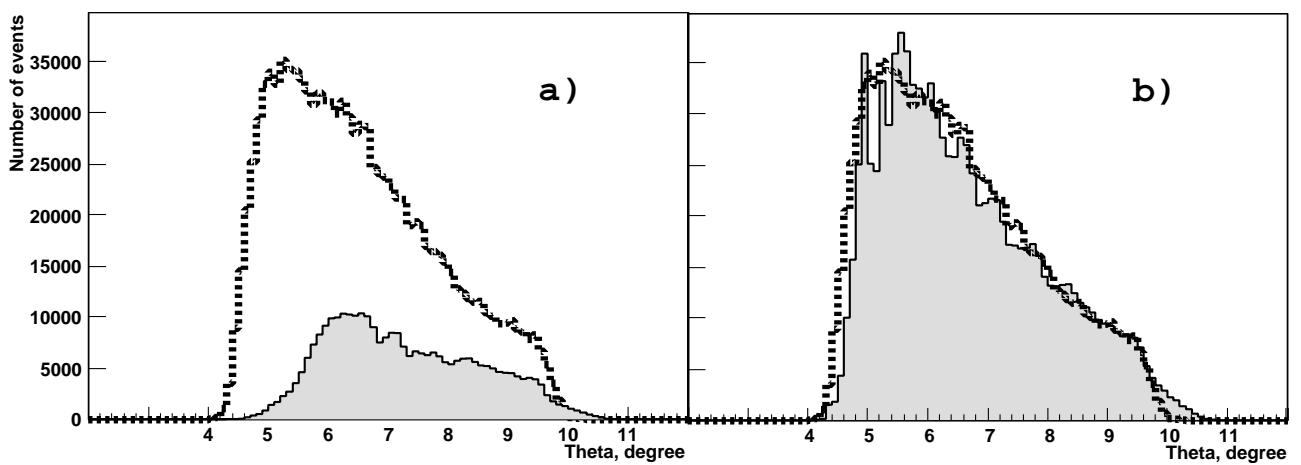


Рис. 3.8. Угловое распределение в процессе $pp \rightarrow pp$: а) до поправки и б) после поправки на неэффективность камер при поиске с фиксированными плоскостями. Сплошная заполненная гистограмма показывает эксперимент, пунктирная — моделирование.

Кроме того, сравнение экспериментальных угловых распределений, полученных обоими алгоритмами поиска трека, после учёта соответствующих весов треков, показало, что систематическая ошибка величины средней эффективности каждой плоскости не превышает 2%.

3.3.4 Эффективность алгоритма поиска трека. Мы рассмотрим здесь только определение эффективности поиска с перебором плоскостей, так как только этот алгоритм использовался в окончательной обработке при получении представленных результатов.

Наиболее существенными факторами, определяющими эффективность

алгоритма, являются собственная эффективность камер (определяющая количество полезных срабатываний на треке), уровень шумовых срабатываний и множественность треков. Таким образом, изучение эффективности поиска должно проводится в условиях, максимально близких к экспериментальным, и проводиться раздельно для одно- и двух-трековых событий.

Однотрековые события. Эффективность поиска в однотрековых событиях было возможно оценить с высокой точностью, используя непосредственно экспериментальные данные. Такие данные были получены в ходе сеанса по изучению реакции $pn \rightarrow d\omega$ в августе 2001 г. [44], где помимо передней детекторной системы использовался также полупроводниковый спектаторный детектор (СД), расположенный в непосредственной близости (около 5 см) от точки взаимодействия. Это измерение проводилось на протонном пучке с импульсом 2,6 ГэВ/с и D_2 -кластерной мишени, триггером служил сигнал с СД. Для оценки эффективности восстановления трека использовался процесс $pd \rightarrow pd$, с дейtronом, зарегистрированным в СД и протоном — в переднем детекторе. При этом, дейтроны, и сам процесс идентифицировались в СД методом dE/dx с очень малыми ($\leq 1\%$) примесями, а аксептанс СД для этого процесса полностью перекрывался аксептансом переднего детектора.

Таким образом, каждому дейtronу, зарегистрированному в СД (использовался диапазон энергий $T_d = 10 \div 25$ МэВ), соответствовал протон с известной траекторией в переднем детекторе. Для проверки эффективности были отобраны около 1 миллиона событий, в 93% из них был восстановлен ожидаемый трек, после поправки на неэффективность камер, количество восстановленных событий составило 98.3%. Учитывая $\sim 1\%$ долю ошибочно отобранных в СД событий, можно утверждать, что эффективность алгоритма поиска составила $99 \pm 1\%$. Оценка эффективности, полученная с помощью моделирования процесса $pd \rightarrow pd$, аналогичного описываемому ниже моделированию реакции развала, составила 99,5%.

Двухтрековые события. В этом случае провести достаточно точную оценку эффективности поиска на экспериментальных данных невозможно. Эффективность нахождения двух-трековых событий изучалась с использованием симулированных с помощью GEANT событий процесса $pd \rightarrow ppn$. Выборка событий была сгенерирована равномерно по фазовому объёму реакции и частицы были пропущены через установку с наложением фоновых обрезаний, применяемых к экспериментальным событиям. При моделировании были учтены конечный размер пучка и мишени, флуктуации энергетических потерь и многократное рассеяние.

Для симуляции отклика MWPC использовалась выборка одно-трековых экспериментальных событий. Так, ширина проволочных и стриповых, и положение стриповых кластеров разыгрывались по экспериментальным гистограммам. Эффективность срабатывания плоскостей в модельных событиях также определялась в соответствии с экспериментальными картами эффективности, с учётом корреляции эффективности проволок и стрипов. Кроме того, для моделирования фоновых срабатываний, из произвольно выбранного экспериментального события с одним восстановленным треком копировались кластеры, не принадлежащие треку и номера сработавших счётчиков, не ассоциированных с треком.

Полученный таким образом набор кластеров и номеров сработавших счётчиков служил входной информацией для процедуры нахождения трека. Найденные треки сравнивались с первоначальными по использованным проволочным кластерам. При этом определялись как доля корректно восстановленных треков в событиях, в которых присутствовал минимальный состав трека, так и количество корректно восстановленных треков, поправленное на весовой фактор неэффективности MWPC.

Такое изучение проводилось для условий эксперимента при $T_p = 0, 6, 0, 8, 0, 95$ и $1, 9$ ГэВ. В событиях, где на каждый трек было сгенерировано не менее 2-х X и 2-х Y проволочных кластеров, доля с правильно восстанов-

ленными обоими треками составляла 88 – 91%. При этом средний весовой фактор события, определяемый собственно эффективностью чувствительных плоскостей, составлял $\sim 10\%$, что совпадает со средним весом, приписываемым экспериментальным событиям.

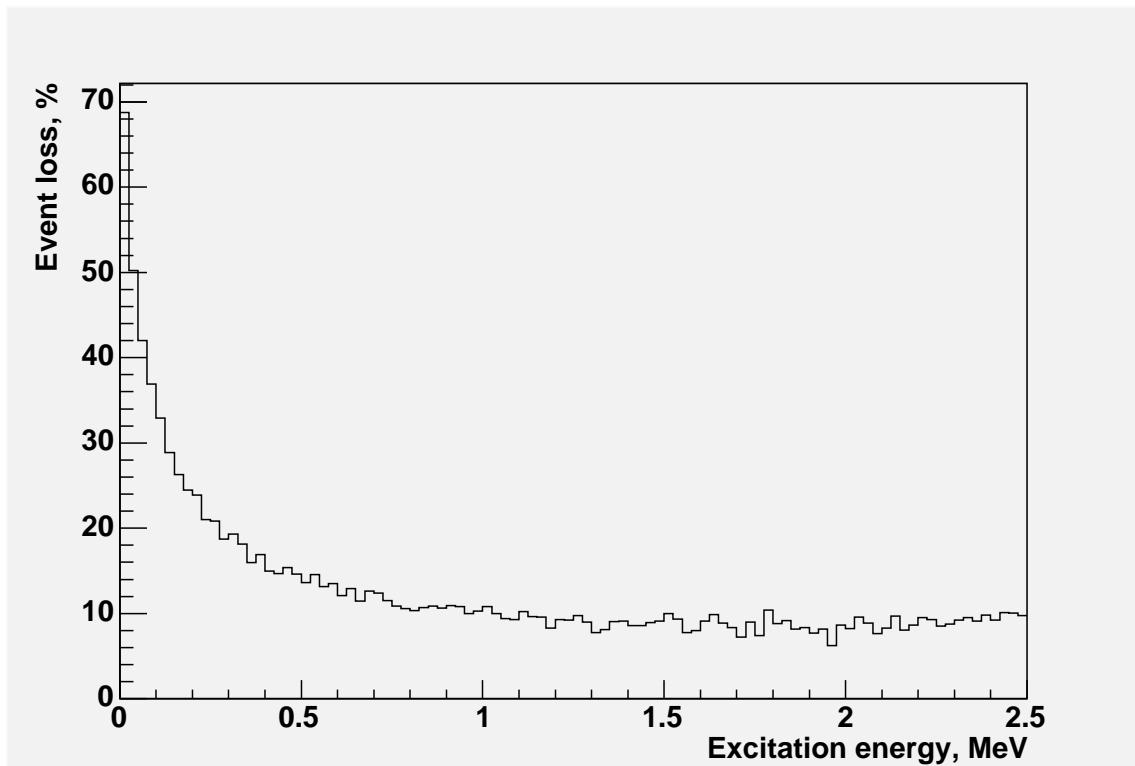


Рис. 3.9. Доля невосстановленных событий как функция относительной энергии в протон-паре E_{pp} .

На рисунке 3.9 показано распределение потерь событий при восстановлении трека по относительной энергии в pp -паре. Пик вблизи нулевого значения энергии обусловлен запретом на использование одинаковых проволочных кластеров разными треками. Как видно из Рис. 3.9, при $E_{pp} > 0,2$ МэВ, близкие треки могут быть восстановлены с достаточно высокой эффективностью.

3.4 Реконструкция 3-х импульса частиц

Магнитное поле D2 было измерено на трёх-мерной решётке, что позволяет восстановить трёх-импульс вторичной частицы в точке рождения. Несколько методов восстановления было опробовано для переднего дектора ANKE,

включая box-field приближение, трассирование методом Рунге-Кутта, использование нейронных сетей и "полиномиальное" приближение. Последний метод был выбран для анализа данных из-за высокой скорости восстановления и достаточной точности. Этот метод состоит в аппроксимации компонент 3-х импульса полиномами от измеренных параметров трека. Нами была использована его модификация, близкая к описанной в статье [72].

3.4.1 Полиномиальный метод. Каждая компонента импульса аппроксимировалась многочленом третьей степени четырёх модифицированных параметров трека ($1/\tan\theta_{xz}, \tan\theta_{yz}, x_w/\tan\theta_{xz}, y_w$). Коэффициенты многочленов находились, используя обучающую выборку, полученную из GEANT-моделирования. Такая выборка создавалась для каждой комбинации магнитного поля, угла наклона пучка и положения мишени, использованной в экспериментах.

Точность метода восстановления импульса изучалась на выборке смоделированных событий, полученных без размытия координат трека (вследствие многократного рассеяния, измерительных ошибок и конечного размера области взаимодействия пучка с мишенью). Для таких событий точность (RMS) восстановленного импульса оказалась в 5–10 раз лучше, чем для выборки, полученной с учётом реалистичного размытия. В то же время, среднее отклонение величины восстановленного импульса не превышало 0,1%. На рисунке 3.10 представлена модельная точность восстановления импульса "полиномиальным" методом при максимальном поле в D2 (на плато в центре магнита), равном 0,8 Т. Здесь гистограмма "RMS, Full smearing" получена при учёте в моделировании всех факторов, приводящих к размытию координат в эксперименте. Гистограмма "RMS, No smearing" получена при восстановлении импульса без размытия координат и, таким образом, отражает точность самого полиномиального описания компонент импульса, а гистограмма "Mean value" соответствует среднему ошибки восстановленного импульса.

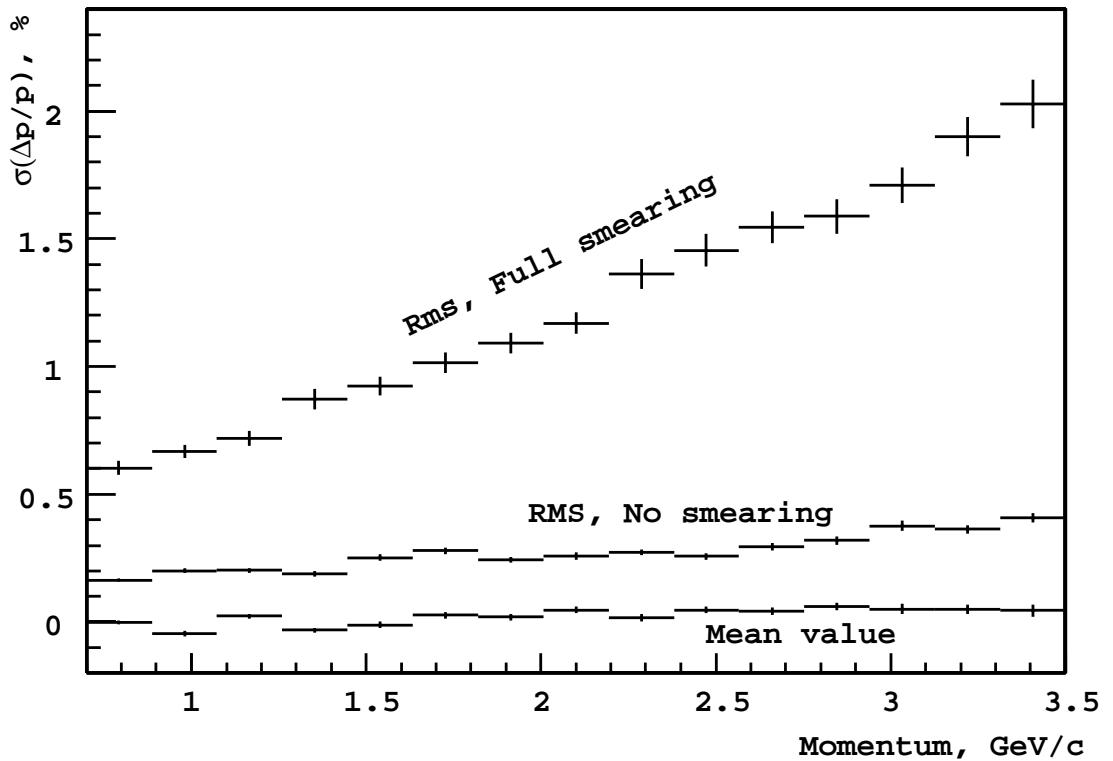


Рис. 3.10. Точность восстановления импульса протона полиномиальным методом. Нижняя кривая показывает отклонение среднего восстановленного импульса, средняя — разрешение (σ) метода, верхняя — экспериментальное разрешение.

Аналогично вычислению компонент трёх-импульса, "полиномиальный" метод используется также для восстановления вертикальной координаты точки взаимодействия и длины траектории от мишени до гадоскопа.

3.4.2 Трассировка методом Рунге-Кутта. При оценке кинематических параметров с использованием метода интегрирования траектории минимизируется функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(x_i^t - x_i^m)^2}{(\sigma_i)^2},$$

где x_i^m — измеренные координаты (номера проволок), x_i^t — их оценка и σ_i — ошибка координат. Для минимизации использовалась версия программы FUMILI [73], реализованная на языке C++ и включающая ограничения в виде неравенств [74]. Алгоритм FUMILI зарекомендовал себя лучше чем другой пакет минимизации, также входящий в CERNLIB — MINUIT [75] в связи

в возможностью расчёта пользователем производных функционала и существенно меньшим необходимым количеством обращений к медленной процедуре интегрирования траектории.

Для получения оценок координат, необходимо решить уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле: $\frac{d\vec{p}}{dt} = q \cdot [\vec{p} \times \vec{B}]$, где \vec{p} — 3-х импульс частицы, q — её заряд, а \vec{B} — вектор магнитного поля.

Один из методов численного решения этого уравнения в неоднородном поле — одношаговый метод интегрирования Рунге-Кутта 4-го порядка. Рассмотрим задачу Коши $y' = f(x, y)$, $y(x_0) = y_0$. Тогда значение в точке $n + 1$ вычисляется по следующей формуле:

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (3.5)$$

где

$$\begin{aligned} k_1 &= f(x_n, y_n), \\ k_2 &= f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_1\right), \\ k_3 &= f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_2\right), \\ k_4 &= f(x_n + h, y_n + hk_3), \end{aligned}$$

а h — шаг по времени. Этот метод имеет 4-й порядок, т.е. ошибка на каждом шаге составляет $O(h^5)$, а суммарная ошибка на конечном интервале интегрирования $O(h^4)$. Приведённые выше выражения для метода Рунге-Кутта можно найти в многочисленной литературе, например, в [76].

Для оценки параметров трека в точке взаимодействия, необходимо также найти производные измеренных координат по этим параметрам. В работе [77] изложен такой метод интегрирования с аналитическим расчётом матрицы производных, что позволяет существенно ускорить процесс восстановления кинематических параметров. В качестве переменной интегрирования в этой работе использовалось расстояние вдоль одной из осей. В нашем случае, в связи с большим углом поворота траектории частицы в магнитном

поле (например, при трассировании частиц, зарегистрированных в боковом или заднем детекторах), необходимо было интегрировать все 3 проекции импульса, а длина траектории использовалась как переменная интегрирования. Это потребовало разработки новой, более общей по сравнению с [77] процедуры. При этом величина магнитного поля рассчитывалась линейной аппроксимацией между 8-ю узлами пространственной решётки, а производные компонент магнитного поля по координатам вычислялись также в линейной аппроксимации.

Схема расчёта производных измеряемых координат по начальным параметрам траектории, реализованная автором, выглядит следующим образом. Определим вектор параметров трека $\vec{P} = (x, y, z, v_x, v_y, v_z, p)$, где x, y, z — координаты, v_x, v_y, v_z — компоненты вектора скорости, а p — модуль импульса. Тогда, на каждом шаге интегрирования вычислялась матрица производных $M_{n,n+1} = \frac{\partial \vec{P}_{n+1}}{\partial \vec{P}_n}$, и накапливалась матрица $M_{0,N} = \prod_{n=0}^{N-1} M_{n,n+1}$ производных параметров на шаге N по вектору начальных параметров. При пересечении треком чувствительной плоскости, длина h последнего n-го шага выбирается так, чтобы конечная точка лежала на этой плоскости. Производные на этом шаге поправляются с учётом зависимости длины шага от \vec{P}_{n-1} , и зависимости \vec{P} от длины: $M_{n,n-1}^{i,j}(plane) = M_{n,n-1}^{i,j} + \partial P_n^i / \partial h \times \partial h / \partial P_{n-1}^j$. Значения $\partial P_n^i / \partial h$ находились из уравнений Рунге-Кутта, а $\partial h / \partial P_{n-1}^j$ вычислялись в приближении прямой траектории на последнем шаге. Скорректированные производные $M_{n,0}(plane) = M_{n-1,0} \times M_{n,n-1}(plane)$ сохранялись для использования в процедуре фитирования, а произведение $M_{n,0}$ вычислялось без поправок и использовалось для дальнейшей трассировки.

Другой особенностью описываемой процедуры является учёт ионизационных потерь энергии в веществе при фитировании траектории. Средняя величина потерь рассчитывалась на каждом шаге интегрирования в соответствии с формулой Бете-Блоха [78] и величина импульса, используемая для дальнейшей трассировки, корректировалась на эти потери. При этом, хотя

траектория частицы в магнитном поле и проводилась с учётом потерь энергии, матрица производных расчитывалась в соответствии с уравнением 3.5, то есть без явного учёта потерь. Такое приближение для расчёта производных оказалось вполне достаточным в условиях ANKE.

Одновременно с определением координат траектории на чувствительных плоскостях, вычисляется также полная длина траектории и время пролёта частицы вместе с их производными по начальным параметрам. Это даёт возможность использовать измеренное время пролёта (или разницу времён пролёта) для определения 3-х импульса частицы, как это проиллюстрировано в [74].

Таким образом, разработанная автором процедура позволяет максимально точно восстанавливать импульс частиц с учётом энергетических потерь в установке, применима к любым траекториям и, благодаря аналитическому вычислению производных, является достаточно быстрой для массовой обработки данных.

Определение импульса методом интегрирования Рунге-Кутта применялось в процедуре подстройки геометрических констант установки (раздел 3.5), при обработке измерения дифференциального сечения процесса $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ [79] в боковом детекторе и в ряде других экспериментов на ANKE.

3.5 Подстройка геометрических констант установки

Угол поворота траектории в магнитном поле для частиц, зарегистрированных в переднем детекторе, относительно мал ($\approx 20^\circ$). Этот факт, в совокупности с небольшими расстояниями между камерами, а также от камеры до магнита D2, приводит к высокой чувствительности величины восстановленного импульса к измеренным координатам. Положение камер в системе координат ANKE измеряется механически с точностью 1 – 2 мм, тогда как, к примеру, для протона с импульсом 2 ГэВ/с, неучтённый 2-х мм сдвиг MWPC1

вдоль оси X приведёт к ≈ 100 МэВ/с ошибке в величине восстановленного импульса. В то же время, точность определения среднего этой величины в большинстве случаев должна быть не хуже 10 МэВ/с. Для достижения такой точности используется процедура калибровки позиционных параметров установки.

В качестве главных уточняемых (калибруемых) параметров рассматриваются X-координаты MWPC, так как величина восстановленного 3-х импульса наиболее чувствительна к ним. При этом, процедура проводится с использованием пары камер, а третья камера выравнивается по ним, так как траектории в районе камер очень близки к прямым. Найденные в результате этой процедуры координаты камер рассматриваются как эффективные параметры, полагая, что все остальные неточности знания установки так же исправляются сделанным выбором значений этих параметров.

Для калибровки параметров из экспериментальных данных выделяются события, принадлежащие к процессам с полностью восстанавливаемой кинематикой, и параметры варьируются с целью минимизировать отклонение восстановленной недостающей массы в этих событиях. Набор реакций зависит от условий измерения. Так, из процессов с одной частицей, зарегистрированной в FD, используются $pp \rightarrow pp$ и $pp \rightarrow d\pi^+$. В случае двух зарегистрированных частиц, могут быть выделены и использованы события из процессов $pp \rightarrow d\pi^+$, $pp \rightarrow pp\pi^0$ и $pp \rightarrow p n\pi^+$ на H₂-мишени, и $pd \rightarrow dn\pi^+$, $pd \rightarrow ppn$ и $pd \rightarrow {}^3H\pi^+$ на D₂-мишени. Примеры идентификации этих процессов приведены в разделах 3.7.1 и 3.7.2

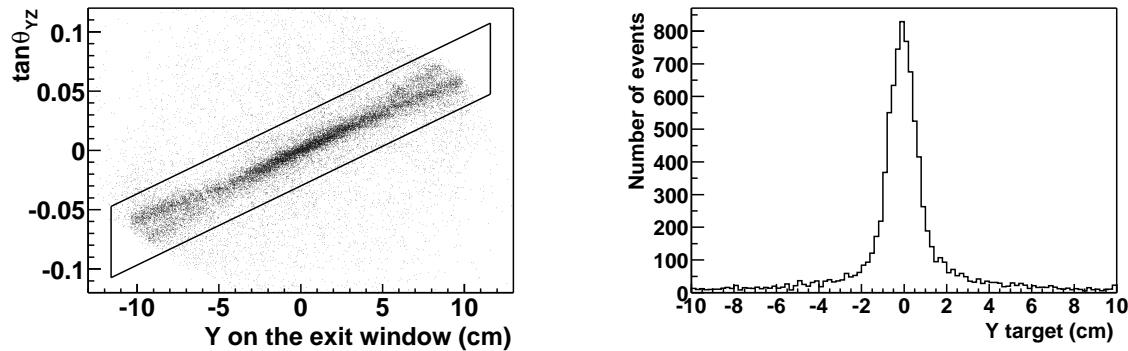
При проведении этой процедуры в описываемом эксперименте, использовались калибровочные данные, полученные в отдельном измерении с H₂-мишенью при энергиях протонного пучка 0,5 и 2,65 ГэВ. Это измерение предшествовало основному эксперименту, и отличалось от него только энергией пучка, величиной магнитного поля и веществом мишени. Реакции $pp \rightarrow pp$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ были выделены при обеих энергиях пучка, а $pp \rightarrow p n\pi^+$ — только

при $T_p = 2,65$ ГэВ. При $T_p = 2,65$ ГэВ в процессах $pp \rightarrow d\pi^+$ и $pp \rightarrow pn\pi^+$ были зарегистрированы обе частицы. Изучение остаточных систематических отклонений после проведения процедуры калибровки показало, что отклонение среднего величины импульса $\Delta\langle p \rangle$ не превышало половины импульсного разрешения $\sigma(p)$. Для протонов это также означает, что $\Delta\langle p \rangle/p < 0,5\%$. В то же время, остаточные отклонения среднего величины недостающей массы во всех использованных процессах не превышали 11 МэВ.

3.6 Критерии подавления фона

Для подавления фоновых треков и случайных срабатываний применяются некоторые простые, общие для всех измерений в переднем детекторе, ограничения (обрезания) на величину восстановленных параметров трека. Они включают в себя (i) ограничение, накладываемое на Y-координату трека на плоскостях гаджета, (ii) требование пересечения треком выходного окна D2 и (iii) правильную корреляцию параметров прямой трека в плоскости YZ ("вертикальное обрезание"). В первом случае Y-координата прямой, построенной с помощью информации с MWPC, сравнивается с координатой, вычисленной по разности времён, измеренных в верхнем и нижнем ФЭУ счётчика. В случае, когда две частицы попадают в один и тот же счётчик, временная информация может быть некорректна, поэтому это обрезание не используется во время поиска двухтрековых событий (то есть, в алгоритме с перебором плоскостей). Условие "вертикального обрезания" возникает в связи с малостью B_x и B_z компонент магнитного поля, так, что вся проекция всей траектории на YZ-плоскость близка к прямой, пересекающей точку взаимодействия пучка с мишенью. Типичное экспериментальное распределение вертикальных параметров треков показано на рис. 3.11(а). Область, заключённая в четырёхугольник, содержит принятые события.

После приложения перечисленных критериев и восстановления импульса,



(a) Корреляция параметров трека в YZ-плоскости.
(b) Восстановленная Y-координата трека в районе мишени.

Рис. 3.11. Подавление фона с помощью параметров вертикальной проекции трека.

возможно восстановить с поправкой на магнитное поле вертикальную координату трека в районе мишени (рис. 3.11(б)). Восстановление производится в рамках "полиномиального" подхода аналогично восстановлению импульса и позволяет использовать более тонкий критерий подавления фона.

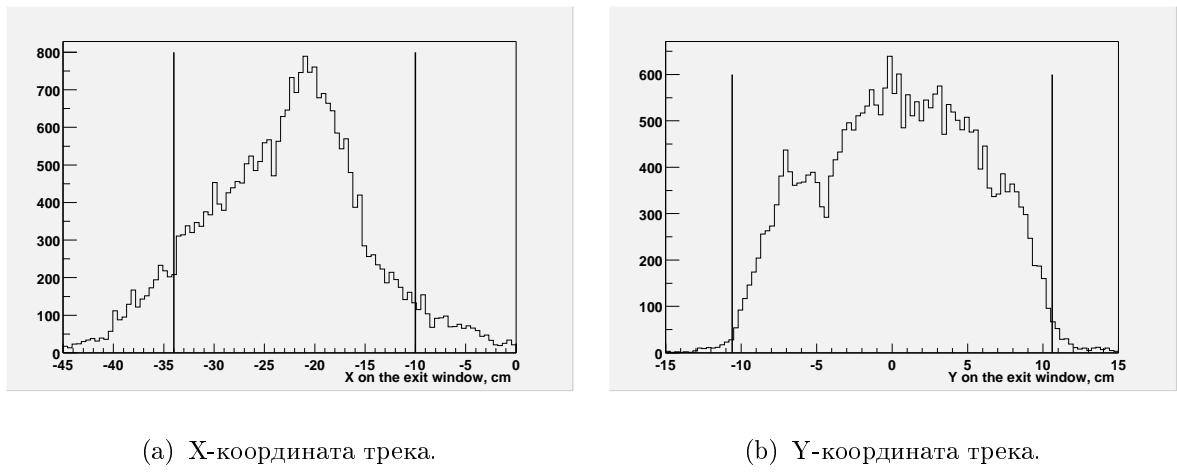


Рис. 3.12. Координаты трека на выходном окне D2. Вертикальные прямые показывают границы выходного окна D2. Накладываемые ограничения выходят на 2 см за эти границы.

На рис. 3.12(а) и 3.12(б) показаны распределения треков на плоскости выходного окна D2. Как видно, существенное (10 – 20%) количество частиц, зарегистрированных в камерах и счётчиках, не проходят через окно, то есть, испытали сильное рассеяние на веществе магнита при выходе из него. Гра-

ницы слаборассеивающего окна хорошо видны на рис. 3.13, как границы области, в которой сохраняется корреляция с мишенью.

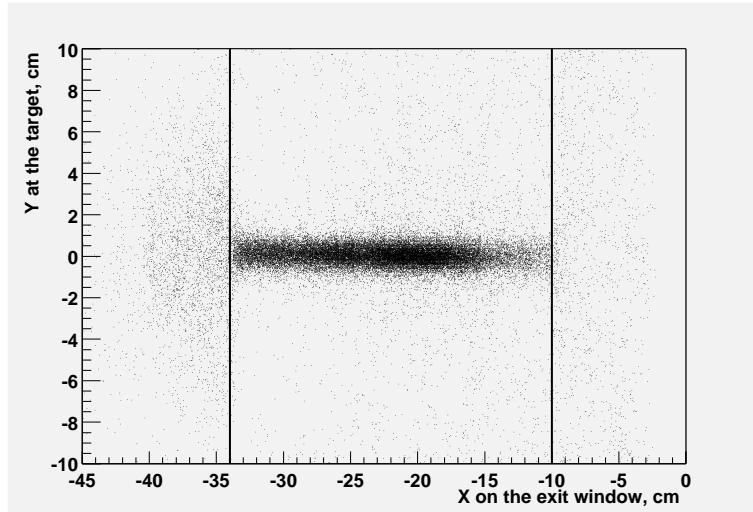


Рис. 3.13. Корреляция Y-координаты трека в районе мишени и X-координаты на выходном окне D2.

Описанные здесь распределения находятся на отдельном шаге обработки данных, когда все обрезания снимаются, и рассматриваются только события с одним кластером на каждой проволочной плоскости (рис. 3.11, 3.12 и 3.13 получены на этом шаге). Выбранные параметры обрезания используются затем при последующей обработке данных.

3.7 Обработка экспериментальных данных и идентификация частиц.

Описанные в этой главе методы обработки данных и пакет программ применялись в ряде экспериментов на ANKE при непосредственном участии автора в этой работе (смотри раздел 2.3.3). Ниже приведены наиболее характерные примеры обработки данных, иллюстрирующие возможности установки по регистрации одно- и двух-трековых событий и идентификации процессов, к которым они принадлежат.

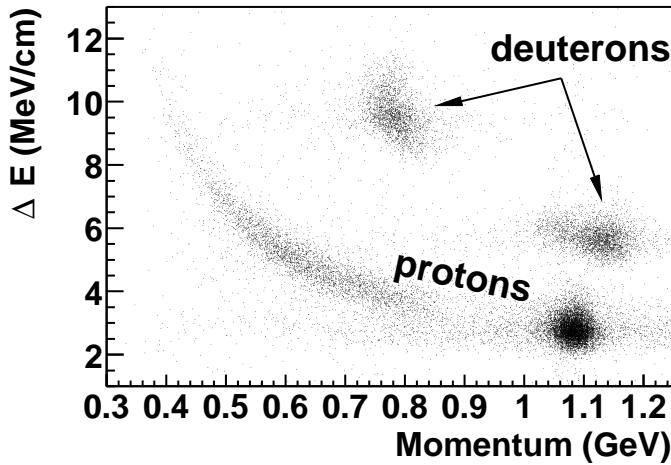


Рис. 3.14. Зависимость энергии ΔE , теряемой частицей в гамма-спектрометре переднего детектора, от импульса (измерение с H_2 -мишенью и $T_p = 0,5$ ГэВ). Пик плотности событий в распределении протонов при 1,09 ГэВ/с вызван упругим pp-рассеянием. Дейтронные пики плотности соответствуют двум кинематическим ветвям двухчастичного процесса $pp \rightarrow d\pi^+$.

3.7.1 Однотрековые события. Восстановление событий, в которых в переднем детекторе регистрируется одна частица, может быть проиллюстрировано на экспериментальных данных, получаемых с H_2 мишенью на протонном пучке с энергией 0,5 ГэВ.

На рисунке 3.14 приведено экспериментальное распределение потерь энергии, измеряемых в гамма-спектрометре, в зависимости от импульса частицы. Как можно видеть, в диапазоне импульсов, показанном на рисунке, возможно эффективное разделение протонов и дейтронов с использованием этой зависимости. При более высоких импульсах подобное разделение производилось при помощи черенковских счётчиков [67]. На рисунке 3.15 (а) показано распределение событий на плоскости с координатными осями: импульс частицы в зависимости от проекции угла полярного вылета на медианную плоскость. (Диапазон вертикальных углов, регистрируемых в переднем детекторе, равен $\pm 3.5^\circ$.) Кривые показывают кинематические локусы процессов $pp \rightarrow pp$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ с дейтроном, регистрируемым в переднем детекторе. Распределения на Рис. 3.15 (б) и (с) получены после разделения дейтронов и протонов по ΔE .

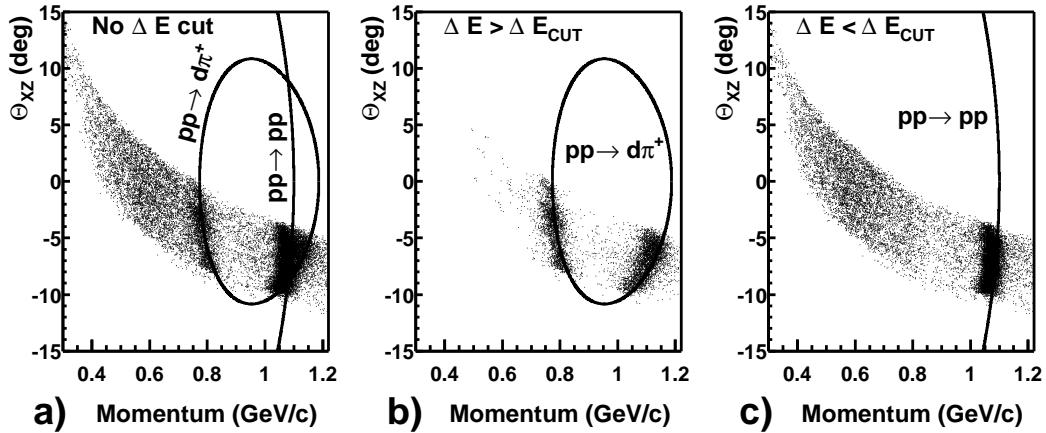


Рис. 3.15. Распределение событий на плоскости импульс – проекция угла вылета с H_2 -мишенью и $T_p = 0,5$ ГэВ. а) Все события, б) дейтроны, выделенные по ΔE , в) протоны, выделенные по ΔE .

Упругое pp рассеяние легко выделяемо при всех энергиях пучка COSY, что продемонстрировано на рис. 3.16, на котором этот процесс образует пик на импульсном спектре. Это позволяет использовать упругое pp -рассеяние для определения светимости в экспериментах на ANKE. В измерениях на D_2 -мишени аналогичную роль играют процессы упругого $pd \rightarrow pd$ и квазиупругого $pd \rightarrow p(np)$ рассеяния на малые углы.

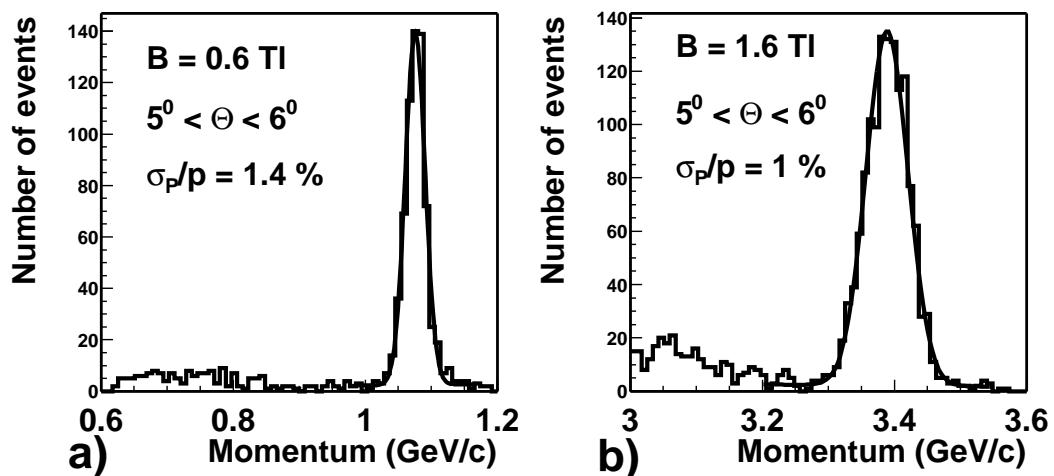


Рис. 3.16. Импульсные спектры протонов, регистрируемых в переднем детекторе при а) $T_p = 0,5$ ГэВ и б) $T_p = 2,65$ ГэВ.

3.7.2 Двух-трековые события

Импульсные корреляции. В процессе с тремя частицами в конечном состоянии, модули импульсов двух из них (p_1 и p_2) оказываются жёстко связанны, если зафиксировать углы вылета этих частиц (θ_1, ϕ_1 и θ_2, ϕ_2) (см. приложение А). Эта связь частично сохраняется, когда направление вылета варьируется в небольшом телесном угле вокруг θ_1, ϕ_1 и θ_2, ϕ_2 . Довольно узкий угловой акцептанс переднего детектора приводит к существенной корреляции импульсов двух зарегистрированных частиц в процессах с тремя частицами в конечном состоянии. Достоинство такой ситуации состоит в заметном группировании наблюдаемых событий на плоскости (p_1, p_2) . То есть, выделение процесса оказывается возможным без предварительной идентификации типа частиц.

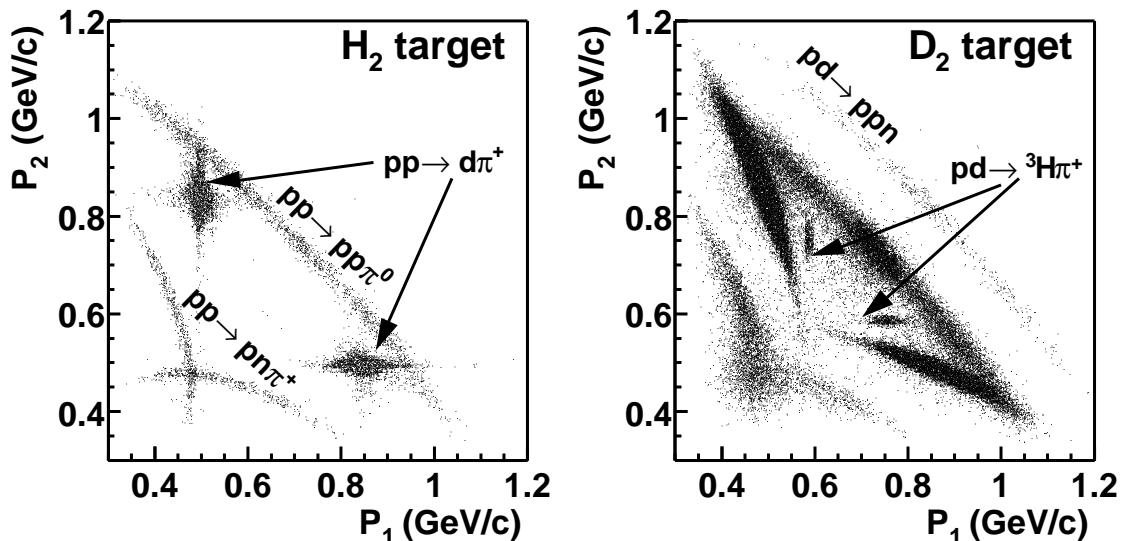


Рис. 3.17. Импульсная корреляция в двух-трековых событиях при рассеянии протонов на H_2 и D_2 -мишених, и $T_p = 0, 7 \text{ ГэВ}$.

Такая корреляция показана на рисунке 3.17. Процессы $pp \rightarrow pp\pi^0$, $pp \rightarrow d\pi^+$ и $pp \rightarrow p\pi^+ n$ (рис. 3.17 (a)) чётко выделяются, хотя использованы только импульсы частиц. На D_2 -мишени (рис. 3.17 (b)) наблюдается некоторое

размытие перечисленных групп вследствие квази-свободного характера процессов на ядерных нуклонах. Одновременно появляются группы событий, принадлежащих процессам на дейтериевой мишени: $pd \rightarrow ppn$, $pd \rightarrow {}^3H\pi^+$.

Наблюдаемая корреляция может быть использована для идентификации процессов и участвующих в них частиц.

Использование разности времён пролёта. В случае, когда две зарегистрированные частицы попадают в разные счётчики гodosкопа, может быть измерена разность между временами их регистрации в гodosкопе Δt_{meas} (разность времён их пролёта от мишени до гodosкопа). С другой стороны, предположив некоторые массы для обоих частиц, можно расчитать разность времён пролёта $\Delta t_{tof}(p_1, p_2)$ в соответствии с импульсами и длинами траекторий этих частиц, восстановленными с помощью пропорциональных камер. Тогда, если предположение о массах верно, Δt_{meas} должно совпасть с Δt_{tof} .

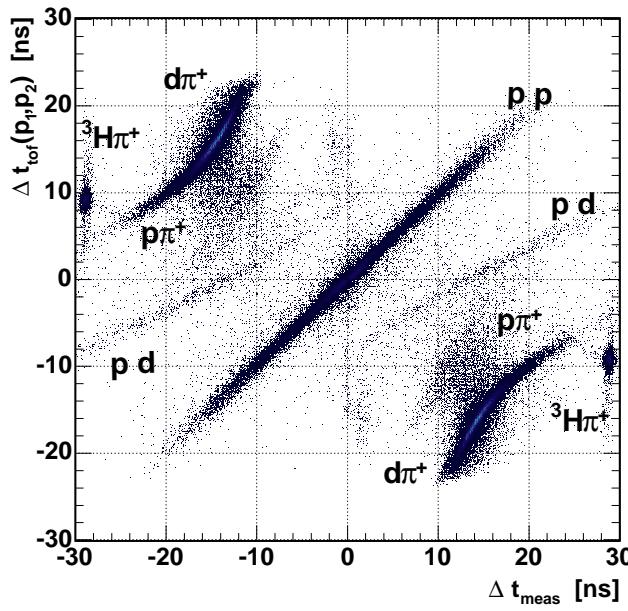


Рис. 3.18. Разница времён пролёта, вычисленная в предположении регистрации двух протонов (Δt_{tof}) в сравнении с измеренной разницей времён Δt_{meas} . Данные получены на D₂-мишени при $T_p=0,5$ ГэВ.

На рисунке 3.18 показано распределение событий на плоскости $(\Delta t_{meas},$

Δt_{tof}), полученное в предположении массы протона для обеих частиц. pp -пары группируются вдоль диагонали $\Delta t_{tof} = \Delta t_{meas}$, тогда как другие пары размещаются в других частях распределения вне этой диагонали. Выбор соответствующих областей на таком распределении позволяет выделить искомые пары частиц.

3.8 Монте-Карло моделирование установки.

Программа GEANT–симуляции содержит детальное описание установки, включающее магниты D1 и D2, все детекторы передней детекторной системы и спектаторный детектор. При трассировке частиц в магнитном поле D2 используются измеренная и расчётная карты поля, последняя только для тех областей рассеянного поля вне вакуумной камеры магнита, в которых не были произведены измерения. Эта программа использовалась для получения обучающих выборок процедуры восстановления импульса, моделирования импульсно-углового разрешения и при расчете аксептанса установки.

3.8.1 Импульсное разрешение. Сравнение с моделированием.

Как видно из рисунка 3.15, модуль импульса упруго рассеянных протонов слабо меняется с углом их вылета в пределах аксептанса переднего детектора. Это позволяет оценить импульсное разрешение, выделяя протоны упругого pp -рассеяния в узком угловом интервале, как показано на рисунке 3.16. Кривая на рисунке 3.19 соответствует импульсному разрешению для протонов, полученному с помощью Монте-Карло моделирования при максимальном поле в D2 равном 1,6 Т. Ошибки соответствуют изменению поперечного (горизонтального) размера пучка на ± 1 мм. Экспериментальное разрешение получено для протонов из упругого pp рассеяния, измеренного при двух значениях импульса пучка, но одинаковом магнитном поле 1,6 Т.

В описываемом эксперименте идентификация процесса $pd \rightarrow (pp)n$ основывается на восстановлении недостающей массы $M_x(pp)$ при реги-

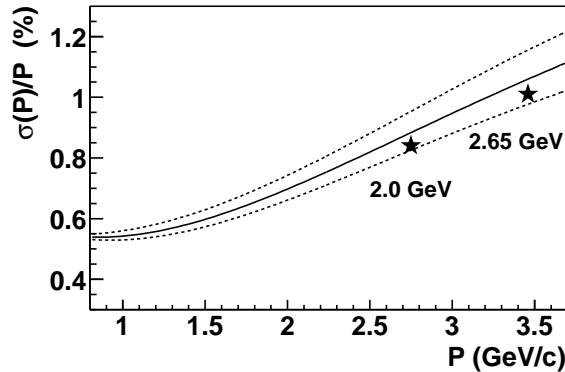


Рис. 3.19. Импульсное разрешение для протонов. Сплошная кривая показывает ожидаемое разрешение, штриховые — его ошибку. Звёзды соответствуют экспериментальному разрешению в процессе $pp \rightarrow pp$ при $T_p = 2,0$ и $2,65$ ГэВ.

стракции протонной пары (см. приложение А). В соответствии с GEANT-моделированием, величина $\sigma(M_x(pp))$ составляет 16-20 МэВ, в зависимости от энергии пучка, что удовлетворительно для данного измерения. Разрешение по величине E_{pp} , для которой должен быть использован критерий $E_{pp} < 3$ МэВ, показано на рисунке 3.20 как функция относительной энергии E_{pp} . Как можно видеть из рисунка, разрешение при $T_p = 0,7$ ГэВ достаточно для уверенного выделения протонных пар с $E_{pp} < 3$ МэВ. При других энергиях пучка, использованных в данном эксперименте, разрешение по относительной энергии оказывается близко к представленному на рис. 3.20.

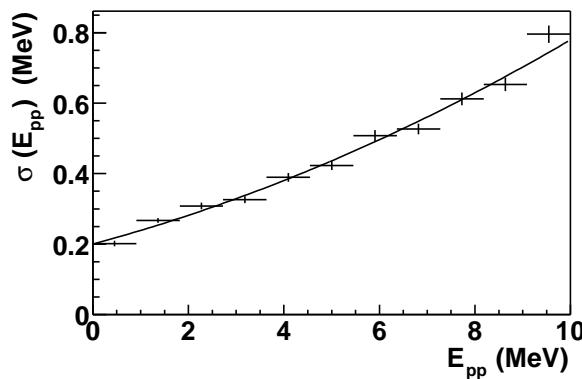


Рис. 3.20. Модельное разрешение по относительной энергии (pp)-пары при $T_p = 0,7$ ГэВ. Кривая получена после полиномиального фита точек.

Глава 4

Результаты опытов и их обсуждение

4.1 Идентификация процесса

Изучаемым процессом является развал дейтрона $pd \rightarrow ppn$ с регистрацией в конечном состоянии протонной пары с малой относительной энергией $E_{pp} < 3$ МэВ (определения E_{pp} и недостающей массы приведены в приложении А). Идентификация процесса включает в себя определение типов частиц в паре, кинематическую идентификацию реакции по величине недостающей массы в конечном состоянии, заданном импульсами двух протонов, и отбор событий в требуемом диапазоне E_{pp} . Как будет показано ниже, уже использование недостающей массы позволяет отделить $pd \rightarrow ppn$ от других процессов.

4.1.1 Использование недостающей массы. Протоны, принадлежащие процессу $pd \rightarrow ppn$ с относительной энергией $E_{pp} < 3$ MeV, при всех 6-ти использовавшихся энергиях пучка регистрировались в диапазоне полярного угла в лабораторной системе от 0 до 7° (см. рис. 2.4). События этого процесса отбирались из событий с двумя восстановленными в переднем детекторе треками по величине недостающей массы, вычисленной в предположении, что обе зарегистрированные частицы – протоны. При всех энергиях распределение недостающих масс содержит пик с шириной около 20 МэВ (Рис. 4.1), расположенный на массе нейтрона.

Для определения возможности выделения процесса $pd \rightarrow ppn$ по величине недостающей массы зарегистрированной пары было проведено моделирование основных фоновых процессов с регистрацией двух положительно заряженных частиц в переднем детекторе: $pd \rightarrow pd\pi^0$, $pd \rightarrow pp\pi^0n$, $pd \rightarrow dn\pi^+$, $pd \rightarrow pn\pi^+n$ и $pd \rightarrow {}^3H\pi^+$. Моделирование включало в себя розыгрыш процесса равномерно по фазовому объёму, трассировку в GEANT3 для учёта акцептанса установки и восстановление импульсов с внесением эксперимен-

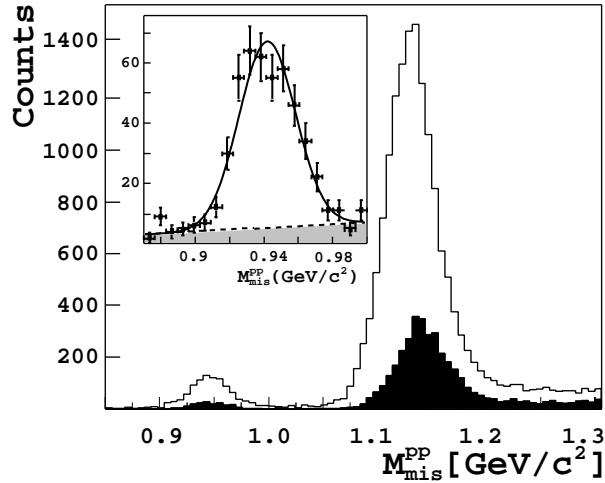


Рис. 4.1. Недостающая масса $M_x(pp)$ идентифицированных протонных пар при $T_p = 0,8$ ГэВ. Незаполненная гистограмма — все пары, заполненная гистограмма — пары с $E_{pp} < 3$ МэВ. На вставке показано распределение недостающей массы, построенной без определения типа частиц и при $E_{pp} < 3$ МэВ. Серым показана линейная аппроксимация фона.

тальных ошибок. При разыгрывании кинематики накладывалось условие на величину относительной энергии регистрируемой пары частиц, рассчитанной в предположении регистрации двух протонов $E_{pp} < 3$ МэВ.

На рис. 4.2 показаны смоделированные распределения недостающей массы, вычисленной в предположении о том, что две зарегистрированные частицы являются протонами. Результаты для энергий пучка $T_p = 0,7$ и $0,8$ ГэВ, не приведённые на рисунке, аналогичны. Нормировка количества событий каждого процесса произвольна, так что пики, полученные для различных возможных процессов показывают лишь их положение и ширину в распределении по $M_x(pp)$. Как можно видеть, при всех показанных энергиях пучка, кроме $T_p = 1,9$ ГэВ, пик $pd \rightarrow ppn$ хорошо отделяется от соседнего пика $pd \rightarrow pd\pi^0$. События из процессов $pd \rightarrow pp\pi^0n$ и $pd \rightarrow pp\pi^-p$, образующие пик при $M_x(pp) \approx 1,2$ ГэВ/ c^2 на аналогичных экспериментальных распределениях (рис. 4.1, 4.3) также могут быть уверенно отделены от событий $pd \rightarrow ppn$ при всех энергиях. Процесс $pd \rightarrow {}^3H\pi^+$, образующий узкий пик в районе максимальных значений массы, не приводится на рисунках для

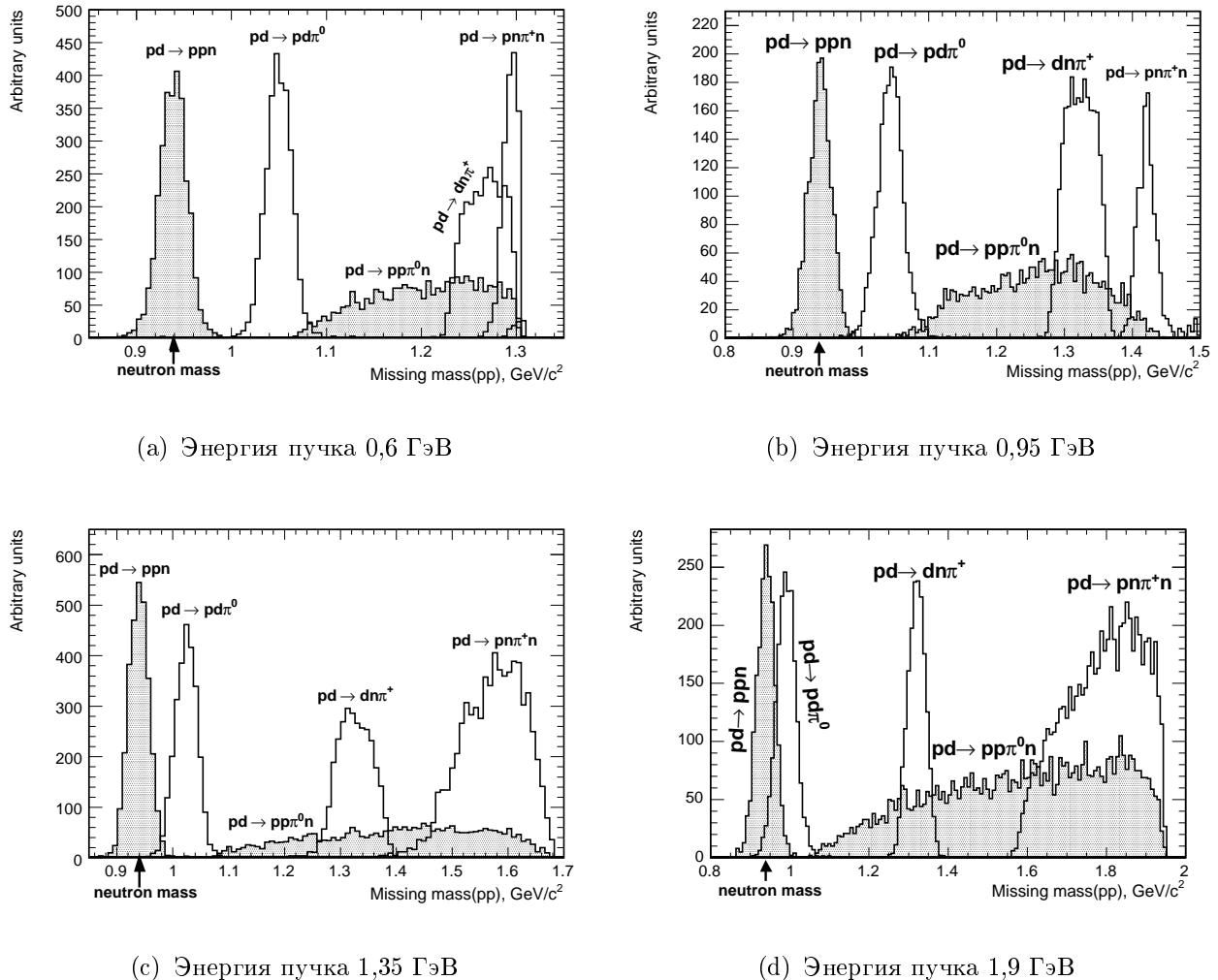


Рис. 4.2. МС моделирование процесса $pd \rightarrow ppn$ и фоновых процессов. Недостающая масса восстановлена в предположении, что обе зарегистрированные частицы — протоны.

облегчения восприятия.

При энергии пучка 1,9 ГэВ, процесс $pd \rightarrow pd\pi^0$, при ложной идентификации обеих заряженных частиц протонами, может внести вклад в области массы нейтрона. Однако, в таком случае, в экспериментальном распределении недостающей массы должен наблюдаться пик, соответствующий этому процессу при $M_x \approx 1,0$ ГэВ/с². Как видно из рис. 4.3, на экспериментальных спектрах наблюдается только пик при массе нейтрона, то есть, количество событий из процесса $pd \rightarrow pd\pi^0$ мало по сравнению с $pd \rightarrow pp\pi$ и явного пика при $M_x \approx 0,98$ ГэВ/с² не наблюдается. Поэтому возможный вклад процесса $pd \rightarrow pd\pi^0$ в районе $M_x = M_n$ может быть учтён наряду с вкладом фона

случайных совпадений процедурой линейного вычитания. Как показывает симуляция, с понижением энергии распределения всех фоновых процессов удаляются от пика $pd \rightarrow ppp$ в сторону больших значений $M_x(pp)$. Кроме того, все процессы с большим количеством вторичных частиц, также появятся на распределении $M_x(pp)$ правее, чем соответствующие им 3-х и 4-х частицные процессы.

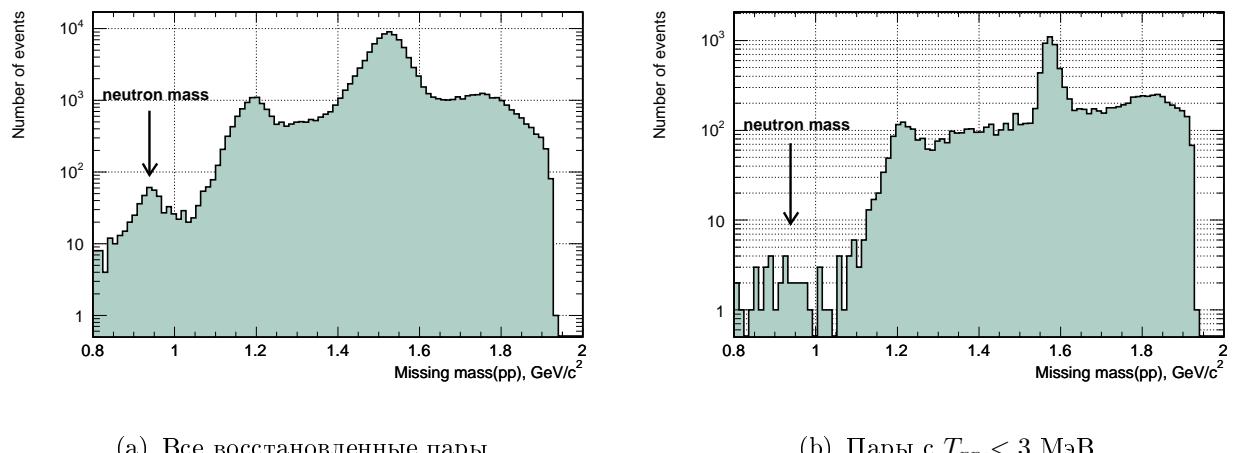


Рис. 4.3. Распределение экспериментальных событий при $T_p = 1, 9$ ГэВ, без идентификации типа частиц. Недостающая масса восстановлена в предположении, что обе зарегистрированные частицы — протоны.

4.1.2 Определение типа частиц в паре. Для определения типа частиц в паре может использоваться временная и амплитудная информация, получаемая с годоскопа, как это продемонстрировано в разделах 3.7.2 и 3.7.1. Однако, такое определение возможно провести только для части событий. Так, использование времени пролёта ограничено событиями, в которых две частицы попадают в разные счётчики. Кроме того, для треков, пересекающих сработавший счётчик близко к его краю возможна ошибка определения номера счётчика, связанная с ошибками определения прямой трека и положения счётчика, а также толщиной последнего. Счётчики считались однозначно ассоциированными с треком, если трек проходил не ближе 0,5 см

от края счётчика, в противном случае временная информация со счётчика не использовалась.

Доля событий с треками, попадающими в разные счётчики, среди пар из пика $M_x(pp) = m_n$ составляет около 60%. Из них, для пар с $E_{pp} < 3$ МэВ эта доля меняется с 60% при $T_p = 0,6$ до 22% при 1,9 ГэВ. Для идентификации типов частиц разница времён пролёта Δt_{meas} , измеренная в гаммоскопе, сравнивается с разницей $\Delta t_{tof}(p_1, p_2)$, полученной для массы протона из восстановленного импульса и длины траектории. Используемое ограничение в $\pm 2\sigma(\Delta t_{meas} - \Delta t_{tof}(p_1, p_2))$ выделяет протонные пары с примесью не более 1% пар другого состава.

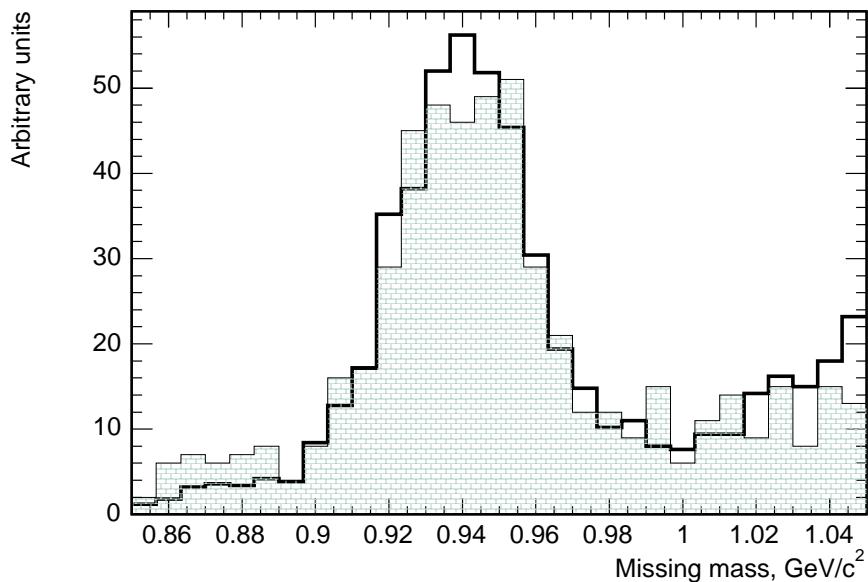


Рис. 4.4. Недостающая масса при $T_p = 0.8$ ГэВ. Гистограмма тонкой линией соответствует парам, попадающим в один счётчик. Гистограмма жирной линией построена для пар, попадающих в разные счётчики, с отбором pp – пар. Она отмасштабирована для сравнения формы получаемых распределений.

Необходимо отметить, что при поиске треков использовалось только присутствие временного сигнала с гаммоскопа, а не сами измеренные величины амплитуды и времени. При этом, распределения недостающей массы в случаях попадания треков в один и разные счётчики практически идентичны

(рис. 4.4), что согласуется с предположением о том, что неопределляемые пары в пике также состоят из двух протонов.

С другой стороны, если провести отбор событий реакции $pd \rightarrow ppp$ по недостающей массе, то распределение разностей времён пролёта для тех из них, где частицы попадают в разные счётчики (рис. 4.5(b)) демонстрирует, что пик при массе нейтрона образован именно парами протонов с лишь небольшой примесью пар других частиц. Для сравнения, на рис. 4.5(a) показаны все восстановленные двух-трековые события без отбора по недостающей массе.

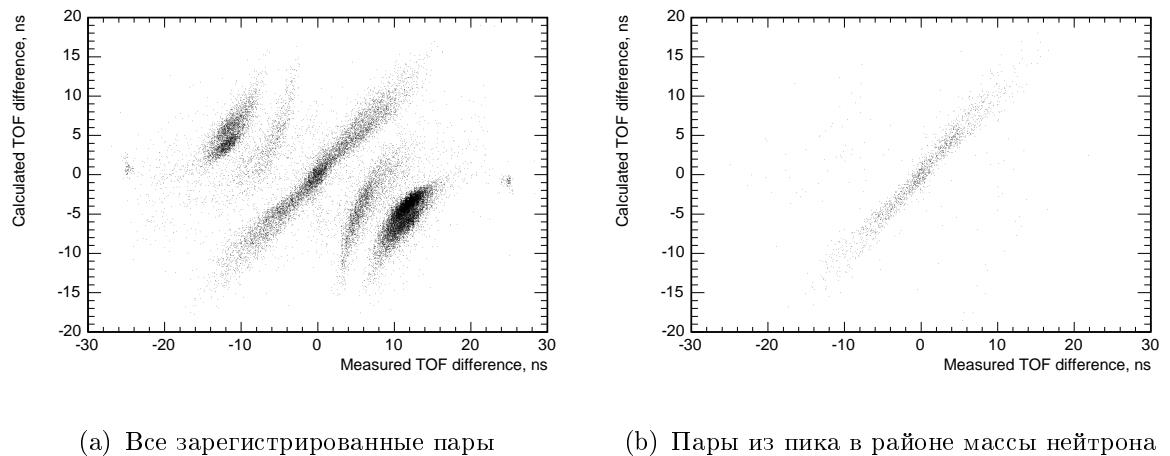
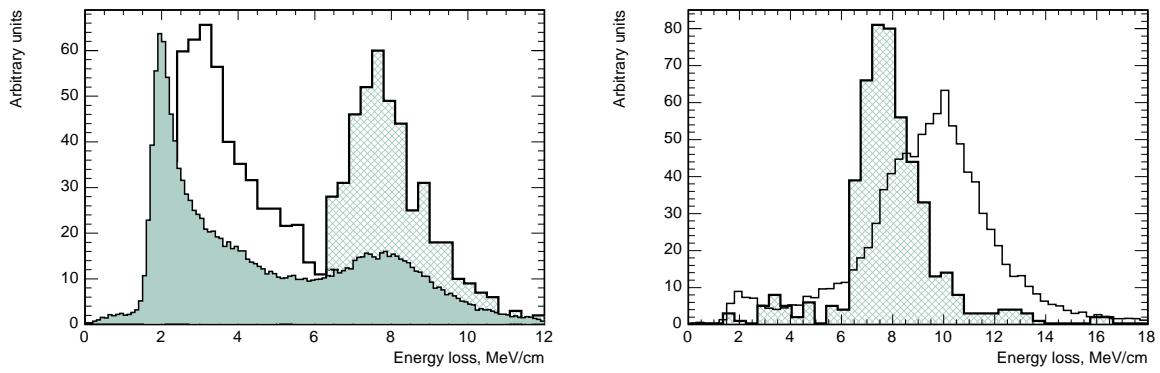


Рис. 4.5. Расспределение пар на плоскости: абсцисса — разность времён пролёта (TOF), Δt_{meas} , измеренная по разности времени появления сигналов в счётчиках, ордината — разность времён пролёта $\Delta_{t_{of}}(p_1, p_2)$, вычисленная по измеренным импульсам p_1 и p_2 частиц в предположении протонной массы частиц. $T_p = 0,8$ ГэВ.

В случае, когда оба трека попадают в один и тот же счётчик, в нём регистрируются суммарные потери энергии обеих частиц. На рисунке 4.6 сравниваются потери в гаммоскопе для разных типов частиц в случаях попадания одной и двух частиц в счётчик при $T_p = 0,8$ ГэВ. Наибольшая доля 2-х трековых событий принадлежит процессу $pd \rightarrow dn\pi^+$, что объясняет максимумы при минимальных потерях (π^+) и при $dE/dx \approx 8$ МэВ/см (d) в спектре одиночных потерь без отбора по недостающей массе (рис. 4.6(a)). При этом, события, в которых величина $M_x(pp)$ находится в районе массы нейтрона,

на спектрах потерь энергии образуют пики однократных и двукратных потерь энергии протона. Однако, как видно, пик двукратных протонных потерь сильно перекрывает не только однократными потерями дейтрона, но и двойными от $d + \pi^+$ (рис. 4.6(b)). По этой причине, амплитудная информация с годоскопа не может быть использована для однозначного определения типа частиц в паре, но только для отбраковки части не-двухпротонных пар. В нашем случае такая отбраковка не производилась из-за низкой эффективности этого критерия, особенно при высоких энергиях пучка.



(a) Заполненная гистограмма — одинарные потери во всех 2-х трековых событиях, пустая — для пика нейтронной массы, пустая — двойные из пика нейтронной массы
 (b) Заштрихованная гистограмма — двойные потери из пика нейтронной массы, пустая — двойные из пика нейтронной массы, заштрихованная — двойные из пика нейтронной массы

Рис. 4.6. Одинарные и двойные (от одной и двух частиц) потери энергии в счётчиках, ассоциированных с треками при $T_p = 0,8$ ГэВ. Гистограммы масштабированы.

Распределения, аналогичные приведённым для $T_p = 0,8$ ГэВ, анализировались при всех использованных энергиях пучка. Во всех случаях информация с годоскопа подтверждает, что пик в районе массы нейтрона образован протонными парами.

4.1.3 Итоговая процедура. Таким образом, основным параметром отбора событий $pd \rightarrow pp\pi$ служила величина недостающей массы $M_x(pp)$. Для тех из них, в которых две частицы попадали в разные счётчики, накла-

дывалось описанное выше обрезание на разность ($\Delta t_{meas} - \Delta t_{tof}(p_1, p_2)$). В целом же считалось, что ни фоновые процессы, ни фон случайных совпадений не могут образовывать пик при $M_x(pp) = M_{neutron}$, но могут только вносить вклад в подложку под пиком. Для вычитания фона, спектры в окрестности нейтронной массы аппроксимировались суммой Гауссиана и прямой (см. вставку на рис. 4.1). Количество протонных пар и соотношение эффект/фон $N_{\text{sig}}/N_{\text{bg}}$ определялись в диапазоне $\pm 2\sigma$ от среднего Гауссиана. Статистика в пике $M_x(pp) = M_{neutron}$ и $E_{pp} < 3$ МэВ при энергиях пучка $T_p = 1, 35$ и $1, 9$ ГэВ (см. таблицу 4.4) оказалась слишком низкой для фитирования пика. Уровень фона в этом случае определялся путём подсчёта событий слева и справа от пика, а количество событий эффекта — статистикой в пике за вычетом полученной оценки фона. Статистическая ошибка при этих энергиях оказывается доминирующей.

Распределения расстояний между треками на плоскостях камер для протонных пар с $E_{pp} < 3$ МэВ имеют ширину (RMS) 4,9 см при $T_p = 0,6$ ГэВ и 3,3 см при 1,9 ГэВ. Это подтверждает результат исследования возможности восстановления близких пар треков, приведённый в разделе 3.3.4 (рис. 3.9), где показано, что существенная неэффективность восстановления, связанная с шагом проволок, возникает только при $E_{pp} \lesssim 0,2$ МэВ.

Как показано в разделе 3.8.1, разрешение по величине относительной энергии также достаточно для уверенного выделения диапазона $E_{pp} < 3$ МэВ.

4.2 Процедура определения дифференциальных сечений

4.2.1 Расчёт светимости. Используемые определения дифференциальной и интегральной светимостей, а также акцептанса установки даны в приложении С. Светимость L была получена, используя протоны, упруго и квази-упруго рассеянные на малые лабораторные углы от 5 до 10 градусов.

Хотя эти процессы не разделимы на ANKE экспериментально, достигнутое импульсное разрешение позволяет отделить их от континуума процессов мезонорождения. При этом, для расчёта светимости использовалось сечение малоуглового $pd \rightarrow pX$ рассеяния. При расчёте [80] сечения принималась во внимание сумма упругого и неупругого членов в приближении полноты теории Глаубера-Франко [81], которое включает в себя сумму по всем конечным pn -состояниям. Это также означает, что pn -взаимодействие в конечном состоянии правильно учитывается при таком подходе. С целью оценить достигнутую точность описания, сечения, расчетанные для упругого и квазиупругого pd -рассеяния в рамках этой модели, были сравнены с экспериментальными данными из [82, 83, 84, 26, 85] и [86], соответственно. Результатирующие $\chi^2/n.d.f. = 0,85$ ($n.d.f = 64$) и $\chi^2/n.d.f. = 0,73$ ($n.d.f = 8$), соответственно, приводят к оценке точности (RMS) расчётных сечений, используемых для определения светимости, на уровне 7%.

Выделение событий дифракционного pd рассеяния. События дифракционного pd рассеяния выделялись среди одно-трековых событий, записанных с триггером T_2 (см. секцию 2.5.1) переднего гадоскопа. Так как этот процесс имеет большое сечение и слабо подавлен геометрическим акселтантом установки, его легко выделить на импульсных и импульсно-угловых спектрах, подобно рассеянию $pp \rightarrow pp$, показанному на рис. 3.16. Тем не менее, для отделения от реакции $pd \rightarrow dn\pi^+$, было наложено обрезание на энергетические потери в гадоскопе.

Разделение протонов и дейtronов по потерям энергии в сцинтилляционном гадоскопе производилось следующим образом. Величина потеря энергии и восстановленный импульс частицы использовались для оценки массы частицы, независимо для каждой из двух плоскостей гадоскопа. На рис. 4.7(а) изображено распределение масс, расчетанных таким образом. Видно, что наложение обрезания, обозначенного линиями, эквивалентно одномерному об-

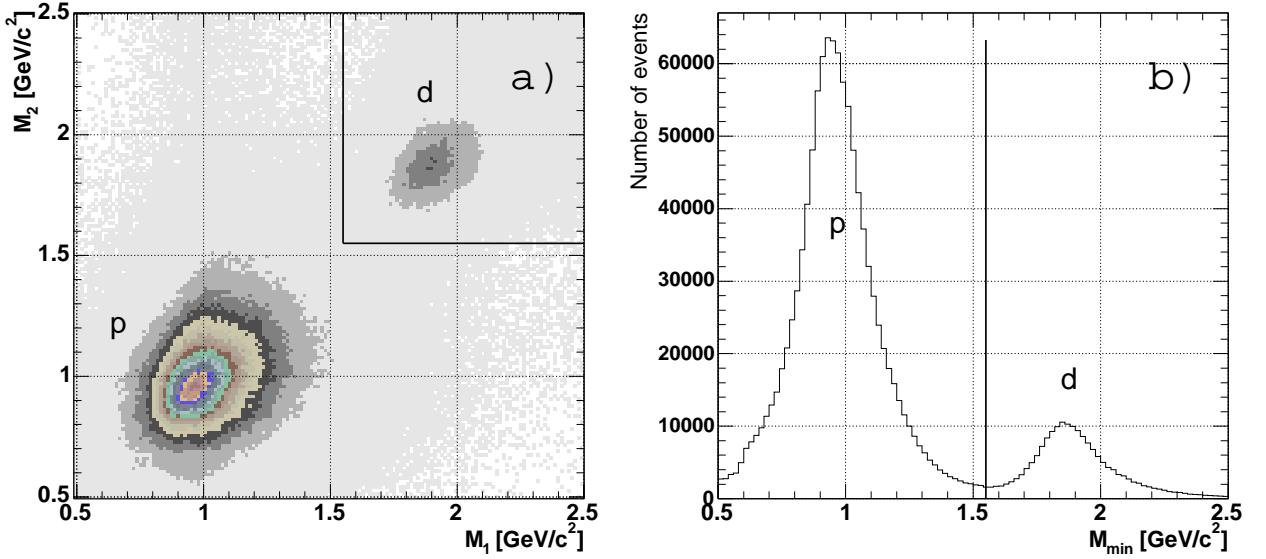


Рис. 4.7. Разделение протонов и дейтронов по потерям энергии. а) Масса частицы, вычисленная по потерям энергии в первой плоскости гамма-спектрометра от массы, вычисленной по второй плоскости. б) Распределение минимальной массы.

результату на минимальное из двух значений массы $M_{min} = \min(M_1, M_2)$, показанному на рис. 4.7(б).

После идентификации протонов, пик дифракционного рассеяния выделялся на импульсных спектрах, построенных в узких угловых интервалах, и соответствующие скорости счёта рассчитывались с поправкой на мёртвое время системы сбора данных. Эта поправка варьировалась в течении набора данных в диапазоне 10 – 50%. Необходимо заметить, что такая же поправка вводилась при получении скорости счёта событий разрыва дейтрана так, что эти две поправки взаимно сокращаются при определении сечения разрыва.

Расчёт акцептанса. Для расчёта акцептанса процессов дифракционного pd -рассеяния использовалась описанная в секции 3.8 программа моделирования. События с кинематикой упругого pd -рассеяния были сгенерированы изотропно в диапазоне полярного угла вылетающего вперёд протона $\Theta_{lab} = 0^\circ - 20^\circ$. Результат расчёта акцептанса показан на рис. 4.8 (а). Для расчёта светимости был использован диапазон углов $\Theta = 5, 6 \div 9, 6^\circ$, в кото-

ром аксептанс изменяется плавно. В этом диапазоне аксептанс был расчитан с большей статистической точностью.

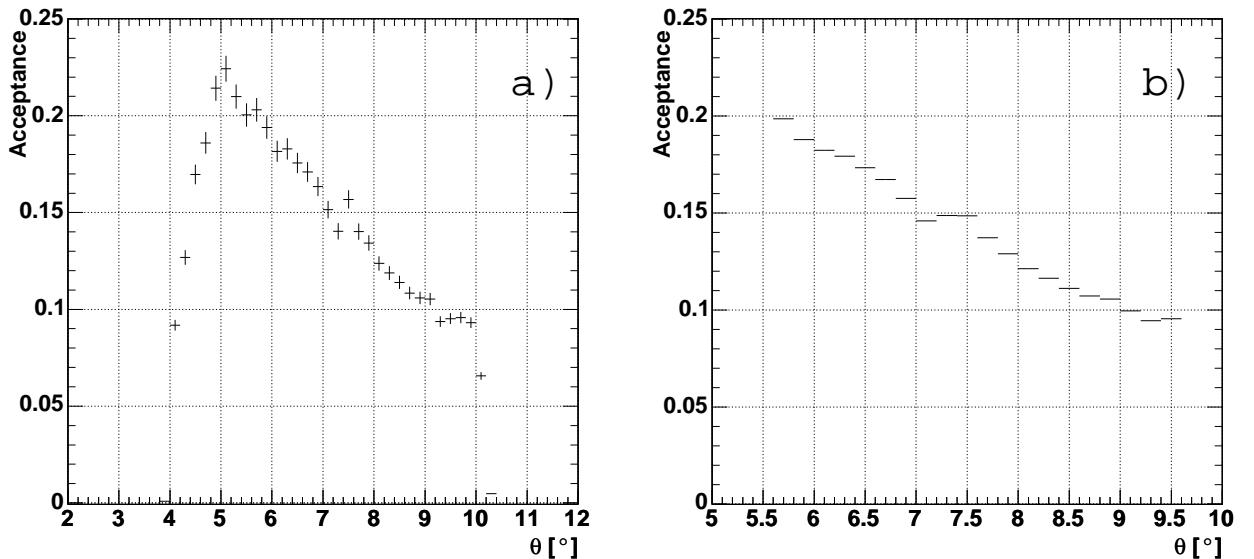


Рис. 4.8. Аксептанс переднего детектора для упругого pd -рассеяния. а) Полный диапазон
б) диапазон, использованный для оценки светимости.

Оценка светимости. В результате, с использованием полученной скорости счёта, теоретически расчитанного дифференциального сечения и расчитанного аксептанса установки, для каждого интервала полярного угла была получена оценка светимости, представлена для одной энергии пучка на рис. 4.9. Как видно, угловая зависимость измеряемой светимости совместима с ожидаемым отсутствием такой зависимости. Действительно, светимость определяется полной вероятностью взаимодействия пучка и мишени и, следовательно, не должна зависеть от угла, под которым она измеряется (см. также приложение С). Поэтому рис. 4.9 отражает точность используемого метода измерения светимости. В таблице 4.1 приведены значения измеряемой светимости, усреднённые по полярному углу. Приведённая ошибка включает систематическую ошибку расчёта нормировочного сечения, разброс величины измеряемой светимости в зависимости от полярного угла и системати-

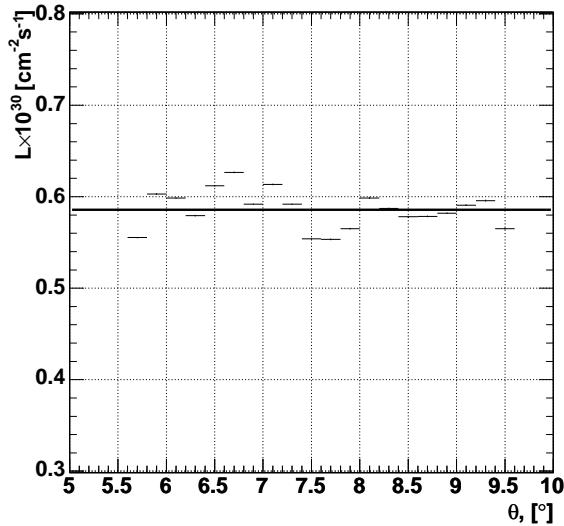


Рис. 4.9. Угловая зависимость измеряемой светимости.

ческую ошибку определения скорости счёта. Статистические ошибки здесь пренебрежимы по сравнению с систематическими.

$T_p, \text{ ГэВ}$	0,6	0,7	0,8	0,95	1,35	1,9
$L \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	0,59	0,36	0,40	0,35	0,45	0,51
$\sigma(L) \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	0,05	0,03	0,03	0,03	0,03	0,04

Таблица 4.1. Средние значения светимости.

Оценка светимости другими методами. Оценка светимости была проведена также двумя другими методами. Первый из них был применён к данным, полученным при $T_p=1,9$ ГэВ и использовал спектаторный детектор. Одновременно с измерением дифракционного pd -рассеяния в переднем детекторе происходило измерение упругого pd -рассеяния с протоном, регистрируемым в переднем детекторе и дейtronом — в спектаторном. В связи с ограничением акцептанса установки, такое совпадение не было возможно при более низких энергиях. Основная неточность измерения возникала при этом из-за систематической неопределенности в определении той части струи

клластерной мишени, которая "обозревалась" спектаторным детектором. Во второй колонке таблицы 4.2 приведены результаты основного метода, а в третьей — оценка с помощью упругого рассеяния. Результаты двух методов показывают хорошее совпадение в пределах ошибок.

Другая проверка была проведена при энергиях пучка $T_p=0,6$ и $0,8$ ГэВ при помощи процесса $pd \rightarrow dp$. События упругого pd -рассеяния назад были выделены по потерям энергии в гаммоскопе. Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям при $T_p=0,6$ [87] и $0,8$ [88] ГэВ были использованы для нормировки. В таблице 4.3 приведено сравнение результатов двух методов. Как видно, результаты находятся в хорошем согласии.

Номер блока	$L \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($pd \rightarrow pX$)	$L \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($pd \rightarrow pd$)
3407	$0,30 \pm 0,03_{\text{sys}}$	$0,24 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 0,05_{\text{sys}}$
3408	$0,43 \pm 0,04_{\text{sys}}$	$0,36 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 0,07_{\text{sys}}$
3409	$0,36 \pm 0,03_{\text{sys}}$	$0,34 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 0,07_{\text{sys}}$
3410	$0,70 \pm 0,07_{\text{sys}}$	$0,71 \pm 0,05_{\text{stat}} \pm 0,14_{\text{sys}}$
3411	$1,21 \pm 0,11_{\text{sys}}$	$1,14 \pm 0,07_{\text{stat}} \pm 0,22_{\text{sys}}$

Таблица 4.2. Сравнение двух методов определения светимости при $T_p=1,9$ ГэВ

T_p , ГэВ	$L \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($pd \rightarrow pX$)	$L \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($pd \rightarrow dp$)
0,6	$0,59 \pm 0,05_{\text{sys}}$	$0,56 \pm 0,01_{\text{stat}} \pm 0,08_{\text{sys}}$
0,8	$0,40 \pm 0,03_{\text{sys}}$	$0,38 \pm 0,01_{\text{stat}} \pm 0,08_{\text{sys}}$

Таблица 4.3. Сравнение двух методов определения светимости при $T_p=0,6$ и $0,8$ ГэВ

4.2.2 Моделирование процесса $pd \rightarrow (pp)n$ и учёт акцептанса установки.

Как описано в приложении А, для описания развала дейтрона использовались 5 переменных: относительная энергия в протонной паре E_{pp} , косинус полярного угла пары $\cos \theta_{pp}^{c.m.}$, азимутальный угол пары $\phi_{pp}^{c.m.}$, косинус полярного угла одного из протонов в С.Ц.М. протонной пары $\cos \theta_k$ и его

азимутальный угол в С.Ц.М. пары ϕ_k . При моделировании реакции развала дейтрона значения этих пяти переменных генерировались равномерно в интервалах: $E_{pp} \in \{0 < E_{pp} < 3 \text{ MeV}\}$, $\cos \theta_{pp}^{c.m.} \in \{0,99 < \cos \theta_{pp}^{c.m.} < 1\}$, $\phi_{pp}^{c.m.} \in \{0 < \phi_{pp}^{c.m.} < 360^\circ\}$, $\cos \theta_k \in \{0 < \cos \theta_k < 1\}$, $\phi_k \in \{0 < \phi_k < 360^\circ\}$. Два протона с полученными таким образом 3-х импульсами трассировались через магнитное поле, и аксептанс установки определялся с помощью программы GEANT-моделирования (см. 3.8). При трассировке учитывались многократное кулоновское рассеяние, потери энергии и ядерные взаимодействия с веществом детектора. В результате, был получен аксептанс A , как поверхность $A(E_{pp}, \cos \theta_{pp}^{c.m.}, \phi_{pp}^{c.m.}, \cos \theta_k, \phi_k)$ в пятимерном пространстве. Для получения аксептанса были сгенерированы 10^8 событий развала.

В случае неполяризованных пучка и мишени, при измерении конечной протонной пары в 1S_0 состоянии, можно предположить изотропию в системе пары и равномерное распределение по $\phi_{pp}^{c.m.}$, то есть независимость сечения от $\cos \theta_k$, ϕ_k и $\phi_{pp}^{c.m.}$. Таким образом, если ограничиться определением зависимости дифференциального сечения от двух переменных E_{pp} и $\cos \theta_{pp}^{c.m.}$, то дифференциальное сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dE_{pp} d \cos \theta_{pp}^{c.m.}} = \frac{d\sigma^{obs}}{dE_{pp} d \cos \theta_{pp}^{c.m.}} \cdot \frac{1}{A(E_{pp}, \cos \theta_{pp}^{c.m.})}.$$

На рис. 4.10 показан двумерный аксептанс, рассчитанный при $T_p=0,6 \text{ ГэВ}$. Видно, что аксептанс близок к единице при $\theta_{pp}^{c.m.}$ вблизи нуля и малых E_{pp} , но уменьшается с ростом $\theta_{pp}^{c.m.}$ вплоть до значения 0,06. При вычислении сечений при различных энергиях T_p использовались соответствующие этим энергиям аксептансы.

4.3 Дифференциальные сечения процесса

На рисунке 4.11 показано распределение событий по относительной энергии E_{pp} , построенное для событий в интервале углов $\theta_{pp}^{c.m.}$ от 0 до 8° и просуммированное по данным, полученным при энергиях $T_p = 0,6, 0,7$, и

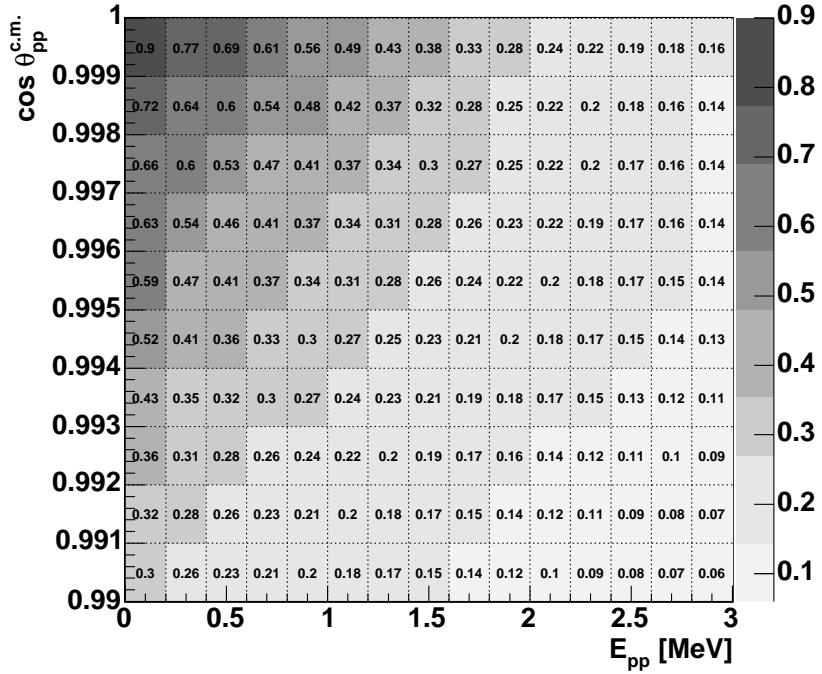


Рис. 4.10. Аксептанс установки при энергии пучка $T_p=0.6$ ГэВ.

0,8 ГэВ. Распределение поправлено на аксептанс установки и эффективность регистрации, то есть, пропорционально дифференциальному сечению $d^3\sigma/(d\phi \cdot d \cos \theta_{pp}^{c.m.} \cdot dE_{pp})$, проинтегрированному по углу $\theta_{pp}^{c.m.}$ от 0 до 8° . E_{pp} -зависимость сечения определяется взаимодействием в конечном состоянии, которое не должно зависеть от начальной энергии pd -соударения. Это обстоятельство оправдывает проведённое суммирование событий, скорректированных на аксептанс и нормированных на светимость, найденные для каждой из энергий отдельно. В приближении взаимодействия в конечном состоянии (ВКЗ) Мигдала-Ватсона [89], дифференциальное сечение факторизуется произведением квадрата матричного элемента "производящего" процесса, происходящего на малых расстояниях, фактора фазового объёма и ВКЗ-фактора. Последний определяется для пары частиц с малым относительным импульсом соответствующей длиной рассеяния и эффективным радиусом взаимодействия. Эти параметры рассеяния берутся из данных о низкоэнергетическом рассеянии на массовой поверхности. Если пренебречь изменением амплитуды "производящего" процесса при малом изменении импуль-

сов, вызванном варьированием E_{pp} в интервале от нуля до 3 МэВ, то форма спектра определяется произведением фактора фазового пространства, который с хорошей точностью равен в случае протонной пары $(E_{pp})^{1/2}$ и ВКЗ-фактором Мигдала-Ватсона, вычисленным с известными спин-синглетными длиной рассеяния и эффективным радиусом pp -рассеяния. В расчёте учитывается также и кулоновское рассеяние в протонной паре. Соответственно этому, ВКЗ-фактор параметризуется как

$$|T(E_{pp})|^2 = \frac{1}{|C(\eta)|^2} \left(\frac{\sin \delta}{k} \right)^2,$$

где T — матрица упругого pp -рассеяния, $|C(\eta)|^2$ — кулоновский фактор, вычисляемый при $\eta = \sqrt{E_{pp}/m_p}$, а δ — совместный кулон-ядерный фазовый сдвиг.

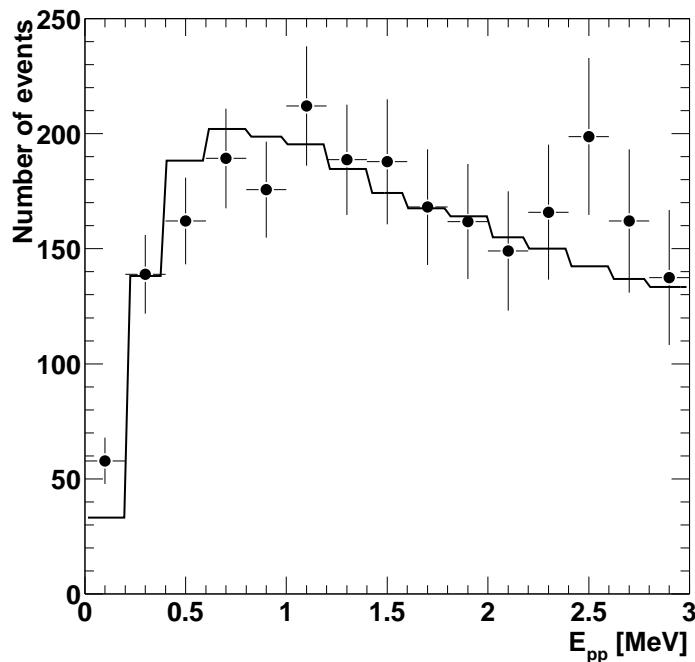


Рис. 4.11. Распределение событий по относительной энергии в сравнении с теоретическим предсказанием (гистограмма), следующим из ВКЗ приближения Мигдала-Ватсона.

Полученная таким образом зависимость показана на Рис. 4.11 в виде гистограммы, нормированной на интеграл экспериментального спектра в ин-

тервале 0–3 МэВ. Эта зависимость хорошо воспроизводит форму экспериментального спектра ($\chi^2/n.d.f. = 0,99$).

Распределение событий по $\cos \theta_k$, проинтегрированное по $\theta_{pp}^{c.m.}$ в интервале $0 - 8^\circ$ и по E_{pp} от 0 до 3 МэВ, показано на рисунке 4.12. Оно тоже получено суммированием по данным при $T_p = 0,6, 0,7$, и $0,8$ ГэВ. Это распределение также определяется взаимодействием в протонной паре при малых относительных импульсах и должно быть в S-состоянии изотропным. Экспериментальное распределение в пределах статистического разброса не противоречит изотропии ($\chi^2/n.d.f. = 1,03$), допуская примесь неизотропного вклада в дифференциальном сечении на уровне нескольких процентов. Таким образом, экспериментальные данные соответствуют предположению о том, что наблюдаемые протонные пары находятся преимущественно в S-волне (1S_0 -состоянии).

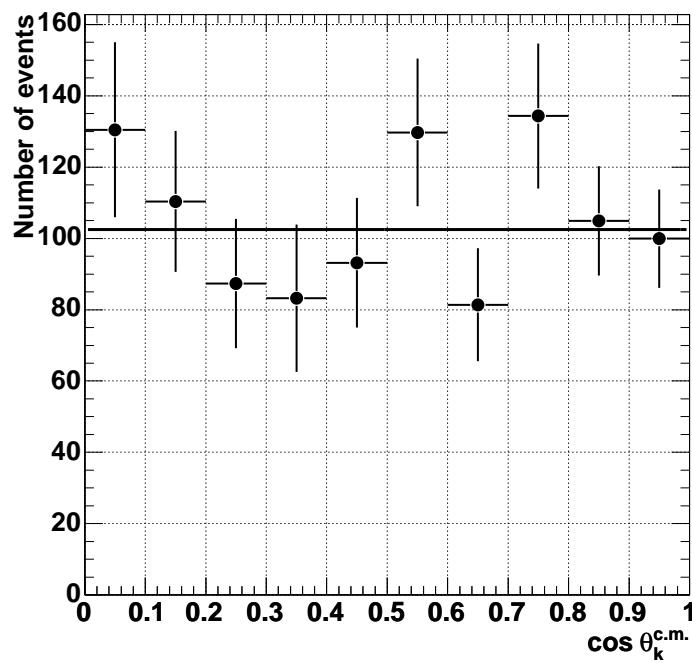


Рис. 4.12. Распределение событий по углу в протонной паре.

Для распределения по $\cos \theta_{pp}^{c.m.}$ соображения, мотивирующие суммирование по T_p , не имеют места. Действительно, оно определяется ам-

плитудой "производящего" короткодействующего взаимодействия, которое в ONE+ Δ +SS-модели сильно различается вкладом отдельных механизмов при различных энергиях (см. Рис. 1.7). В целом модель предсказывает [4] наличие широкого пика в сечении вблизи $\theta_{pp} = 0^\circ$, аналогично наблюдаемому в упругом pd-рассеянии назад. В узком диапазоне углов, доступном на ANKE, изменение сечения ожидается в пределах около 10–20%, но различающееся при разных энергиях пучка. К сожалению, полученная статистика экспериментальных данных не позволяет сделать какое-либо заключение об этом поведении.

4.4 Энергетическая зависимость сечения

Скорости счёта при измерениях с высокими энергиями пучка (1, 35 и 1, 9 ГэВ) оказались довольно низкими. Поэтому, чтобы представить энергетическую зависимость сечения процесса во всём измеренном диапазоне энергий, трижды дифференциальное сечение было проинтегрировано по интервалу $0 < E_{pp} < 3$ МэВ и усреднено по угловому интервалу $0 < \theta_{pp}^{c.m.} < 8^\circ$:

$$\overline{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{pp}^{c.m.}} \right)} = \frac{N_{\text{cor}}}{L^{\text{int}} \cdot \Delta\Omega_{pp}^{c.m.}} \cdot \frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}} \cdot f \quad (4.1)$$

Здесь $N_{\text{cor}} = \sum_{i=1}^N 1/(A_i \cdot \varepsilon_i)$, N — число выделенных протонных пар, A_i и ε_i соответствуют поправкам на акцептанс и эффективность детектора при регистрации i -й пары; N_{sig} — число пар в "нейтронном пике" недостающей массы, относящихся к реакции развала и N_{bg} — число пар в фоновой подложке под пиком. Поправочный коэффициент f в формуле 4.1, равен $1,16 \pm 0,02$ и включает в себя неэффективность алгоритма поиска треков и эффект от нескольких мягких обрезаний, наложенных при выделении событий.

В таблице 4.4 приведены соответствующие экспериментальные значения. Фактор $N_{\text{sig}}/(N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}})$ находился фитированием спектров недостающих масс в области пика Гауссианом с линейной функцией для фоновой подложки.

Таблица 4.4. Основные экспериментальные результаты. T_p — энергия пучка, L^{int} — интегральная светимость, N — количество событий с $E_{pp} < 3$ МэВ и углом вылета пары $\theta_{pp}^{c.m.} < 8^\circ$, N_{cor} показывает количество событий N , поправленное на акцептанс и эффективность детектора, $N_{\text{sig}}/(N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}})$ — поправка при вычитании фона, и $d\sigma/d\Omega_{pp}^{c.m.}$ соответствует сечению из 4.1 с его статистической и систематической ошибками.

T_p [ГэВ]	L^{int} [$\text{cm}^{-2} \cdot 10^{34}$]	N	N_{cor}	$\frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}}$	$d\sigma/d\Omega_{pp}^{c.m.} \pm \sigma^{\text{stat}} \pm \sigma^{\text{syst}}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
0,6	$1,41 \pm 0,12$	339	1403	$0,94 \pm 0,05$	$1,72 \pm 0,09 \pm 0,17$
0,7	$1,93 \pm 0,17$	227	872	$0,87 \pm 0,05$	$0,72 \pm 0,05 \pm 0,08$
0,8	$2,38 \pm 0,20$	305	1050	$0,89 \pm 0,04$	$0,72 \pm 0,04 \pm 0,07$
0,95	$1,28 \pm 0,11$	112	337	$0,85 \pm 0,07$	$0,41 \pm 0,04 \pm 0,05$
1,35	$0,69 \pm 0,06$	16	45	$0,79 \pm 0,22$	$0,10 \pm 0,02 \pm 0,03$
1,90	$0,74 \pm 0,07$	9	18	$0,62 \pm 0,27$	$0,03 \pm 0,01 \pm 0,01$

Акцептанс был расчитан, как функция E_{pp} и $\theta_{pp}^{c.m.}$, предполагая равномерное по $\phi_{pp}^{c.m.}$ распределение событий и изотропию в системе двух протонов.

Средняя эффективность детектора составила $\varepsilon \approx 90\%$.

Таблица 4.5. Систематические ошибки дифференциального сечения.

T_p [ГэВ]	σ_L [%]	σ_f [%]	σ_N [%]	σ_A [%]	σ_{tot} [%]
0,6	8,5	2	5,0	2,2	10,3
0,7	8,6	2	6,0	3,2	11,1
0,8	8,6	2	5,0	2,4	10,4
0,95	8,7	2	8,6	4,2	13,0
1,35	8,5	2	27,8	10,6	31,0
1,90	8,8	2	43,5	13,5	46,4

Систематические ошибки различного происхождения представлены в таблице 4.5. В ней показаны неопределённости величины светимости (σ_L), неопределённость коэффициента f , ошибки отношения эффект–фон (σ_N) и поправки на акцептанс установки (σ_A).

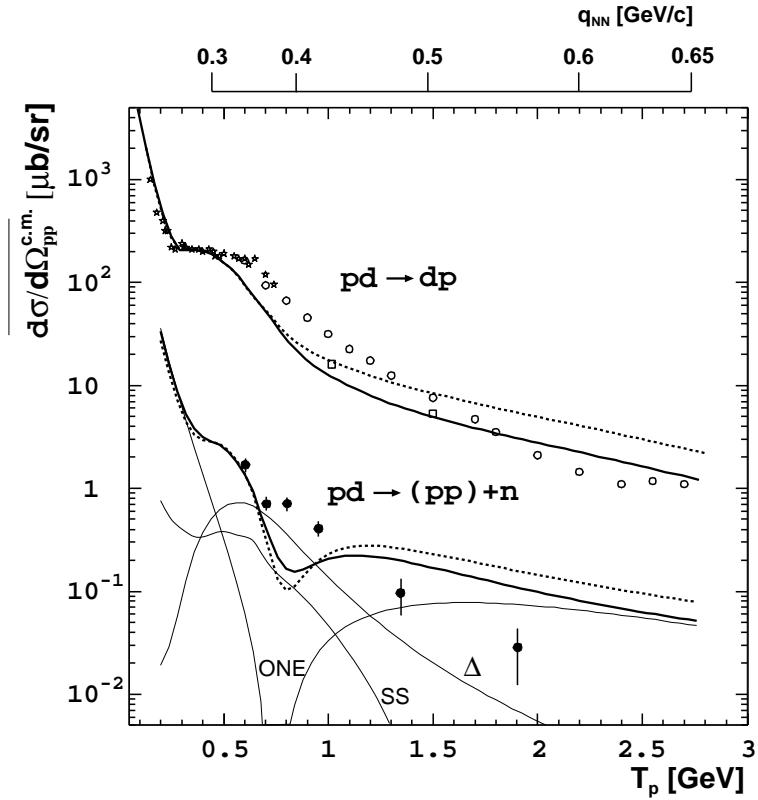


Рис. 4.13. Измеренное сечение процесса $pd \rightarrow (pp) + n$ при $E_{pp} < 3$ МэВ в зависимости от энергии протонного пучка [23]. Ошибки включают в себя статистическую и систематическую ошибку (таблица 4.4). Данные $pd \rightarrow dp$ ($d\sigma/d\Omega_{pp}^{c.m.}$) получены из [30, 29, 28]. Вычисления [23] в рамках модели ONE+SS+ Δ проведены с использованием RSC NN -потенциала (прерывистые кривые) и Парижского потенциала (сплошные) [37] (см. также [92]). Отдельные вклады механизмов ONE+SS+ Δ -модели с Парижским потенциалом показаны сплошными тонкими линиями. Верхняя шкала показывает внутренний импульс нуклонов в дейтроне для механизма ONE в коллинеарной кинематике при $E_{pp} = 3$ МэВ.

4.4.1 Сравнение с теоретическим описанием процесса. Приведённые в таблице 4.4 данные по дифференциальному сечению как функции энергии пучка показаны на рис. 4.13 вместе с данными упругого pd-рассеяния на 180° , взятыми из литературы. Там же приведены результаты расчёта в ONE+SS+ Δ модели с использованием Reid Soft Core (RSC) [90] и парижского [91] NN -потенциалов.

Энергетическая зависимость дифференциального сечения схожа с поведением сечения процесса $pd \rightarrow dp$, но величина почти на два порядка мень-

ше. Величина сечения при 0,6 ГэВ хорошо воспроизводится моделью. Провал в сечении, ожидаемый при 0,8 ГэВ, не наблюдается. Падение сечения при $T_p > 1$ ГэВ происходит значительно быстрее, чем предсказывается этим расчётом. Поведение сечения вблизи 0,7–0,8 ГэВ указывает на то, что Δ -механизм, несмотря на изоспиновое подавление, способен полностью заполнить провал в сечении, вызванный узлом амплитуды NN-рассеяния в ONE механизме. Однако, величина вклада Δ -механизма оказывается недооценённой расчётом, также как определённая недооценка видна и в расчётом сечении $pd \rightarrow dp$ рассеяния при T_p в районе доминирования Δ -механизма. Возможные причины последней недооценки обсуждались в работе [31]. К ним относятся эффекты обмена N^* -изобарой и вклад $\Delta\Delta$ -компоненты дейтрона, вклад перерассеяния pp-пары в промежуточном состоянии с более высокой относительной энергией и "девозбуждением" при перерассеянии на нейтроне в конечном состоянии.

Последние расчёты на основе ONE+SS+ Δ -модели [94] показали, что разумное соответствие расчёта с экспериментом может быть достигнуто уже за счёт использования NN-потенциала, отличающегося от RSC и парижского поведением на малых расстояниях. Таким потенциалом является CD Bonn потенциал [95], наиболее адекватный имеющимся в настоящее время данным о фазовых сдвигах в NN-рассеянии.

Этот потенциал соответствует относительной малости высокоимпульсной компоненты волновой функции NN-системы в ${}^3S_1 - {}^3D_1$ и 1S_0 состояниях. Авторами работы [94] показано, что спин-усреднённое дифференциальное сечение реакции развала очень чувствительно к поведению NN-взаимодействия на коротких расстояниях, которое отражается на высокоимпульсных компонентах дейтронной и дипротонной волновых функций. Результирующая величина сечения при энергии $T_p = 2$ ГэВ сильно отличается для RSC, Paris и CD Bonn потенциалов. При этом расчёт с CD Bonn потенциалом оказывается качественно совместим с экспериментальными точками при 1,35 и 1,9

ГэВ (см. Рис. 4.14). Существенно, что волновые функции, соответствующие CD Bonn потенциалу, обеспечивают и значительное увеличение вклада Δ -механизма, практически полностью заполняющего провал ONE-вклада при 0,8 ГэВ.

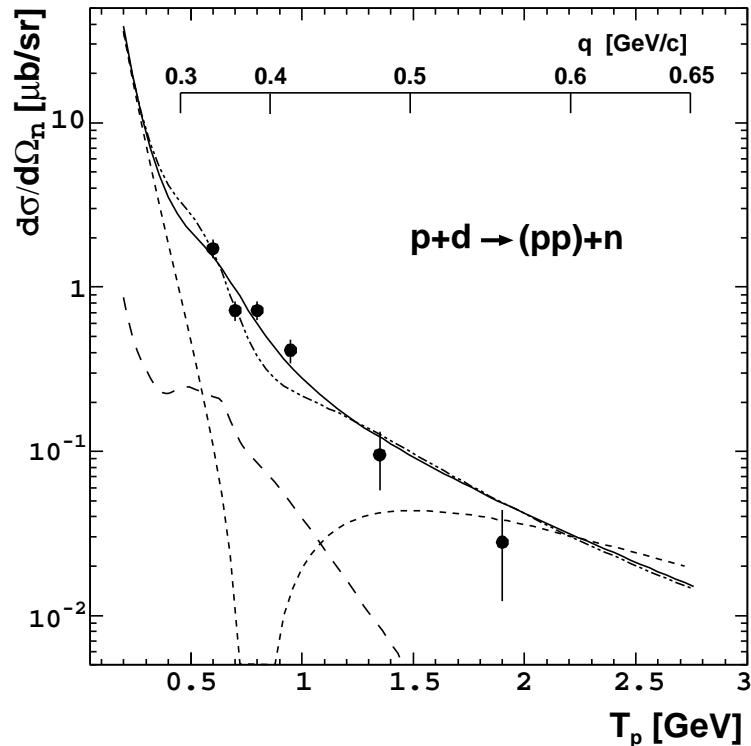


Рис. 4.14. Расчитанные в [94] вклады разных механизмов в СЦМ дифференциальное сечение реакции $p+d \rightarrow (pp)+n$ при углах вылета нейтрона $\theta_n^{c.m.} = 172 - 180^\circ$ и относительной энергии пары вылетающих вперёд протонов $E_{pp} = 0 - 3$ МэВ при использовании CD Bonn NN -потенциала. ONE — короткий пунктир, SS — длинный пунктир, когерентная сумма ONE+ Δ с включением кулоновских эффектов — точка-пунктир. В двух последних случаях возмущения вклада ONE также включены. Верхняя шкала показывает внутренний импульс нуклонов в дейtronе для механизма ONE [94].

Таким образом, полученные экспериментальные данные явно указывают на предпочтительность использования CD Bonn потенциала при описании волновых функций NN -системы на малых расстояниях и вне массовой поверхности. Последнее обстоятельство имеет принципиальный характер, так как эксперименты по рассеянию нуклонов в свободном состоянии дают информацию только о поведении нуклонов, находящихся на массовой поверх-

ности.

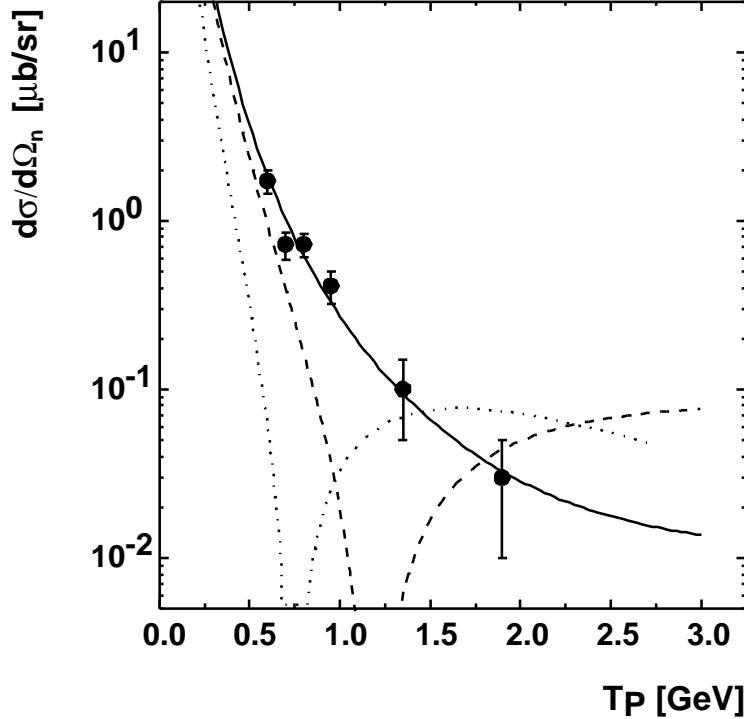


Рис. 4.15. Дифференциальное сечение реакции $pd \rightarrow (pp)_s n$ в системе центра масс как функция кинетической энергии T_p начального протона, проинтегрированное по интервалу $E_{pp} = 0 - 3$ МэВ. Расчёт [96] произведён в ковариантном подходе Бете–Салпетера. Кривая точками соответствует нерелятивистскому случаю, то есть, учтены только ”++” - компоненты в 1S_0 состоянии и лоренцовские эффекты проигнорированы. Пунктирная кривая — результат вычисления с учётом всех релятивистских эффектов в ”++” -компонентах. Сплошная линия отображает результат полного вычисления с учётом всех релятивистских эффектов, включая вклад P -волн в волновую функцию pp -пары. Предполагается, что протоны регистрируются строго под углом 0° . Данные взяты из [23].

Роль релятивистской P -волновой компоненты, связанной с 1S_0 состоянием изучалась в работе [96] в ковариантном подходе Бете–Салпетера. В соответствии с [96], вклад P -волны полностью скрывает провал в сечении $pd \rightarrow (pp)n$ и делает амплитуду рассеяния pp малой, чем достигается согласие с экспериментом при высоких энергиях, как показано на рисунке 4.15. Однако, в этой работе рассматривается только механизм ONE и, кроме того, не учитываются эффекты перерассеяния. Включение вклада Δ -изобары может существенно изменить получаемый результат.

4.5 Векторная анализирующая способность процесса $pd \rightarrow (pp)_sn$

В случае поперечно-поляризованного пучка частиц со спином $\frac{1}{2}$, дифференциальное сечение реакции равно [97]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(\theta)(1 + A_y(\theta)\vec{P} \cdot \vec{n}) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(\theta)(1 + A_y(\theta)P\cos\phi),$$

где $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ — спин-усреднённое сечение, $A_y(\theta)$ — векторная анализирующая способность реакции, \vec{n} — единичный вектор, равный $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$, а \vec{P} — поляризация пучка. Импульсы начального и рассеянного пучков равны $\vec{p}_{in} = \hbar\vec{k}_{in}$ и $\vec{p}_{out} = \hbar\vec{k}_{out}$, соответственно, а ϕ — угол между \vec{P} и \vec{n} . Наблюдаемая асимметрия при этом равна

$$\varepsilon(\theta) = A_y^p(\theta) \cdot P = \frac{1}{\overline{(\cos\phi)}_\theta} \frac{N_\uparrow(\theta)/L_\uparrow - N_\downarrow(\theta)/L_\downarrow}{N_\uparrow(\theta)/L_\uparrow + N_\downarrow(\theta)/L_\downarrow}. \quad (4.2)$$

Здесь $N_\uparrow(\theta)/L_\uparrow$ и $N_\downarrow(\theta)/L_\downarrow$ означают нормированные на светимость количества событий, зарегистрированных при двух ориентациях спина, $\overline{(\cos\phi)}_\theta$ — среднее по событиям в данном интервале угла θ , которое отражает аксептанс детектора по азимутальному углу.

Светимость для каждого направления спина пучка измерялась одновременно с асимметрией путём подсчёта одиночных протонов, испущенных с импульсами от 0,4 до 0,65 ГэВ/с при 0,5 ГэВ (0,6 – 1,05 ГэВ/с при 0,8 ГэВ) и полярными углами, близкими к 0 ($0^\circ < \theta \leq 0,5^\circ$ и $0,5^\circ < \theta \leq 1^\circ$). Дополнительно, одиночные протоны считались под азимутальными углами $\phi = 90^\circ \pm 5^\circ$ и $\phi = 270^\circ \pm 5^\circ$. Величины относительной светимости, определённые этими четырьмя способами, хорошо согласуются в пределах статистических ошибок, составляющих $\sim 0,5\%$ для 1-часового набора данных.

Для определения поляризации пучка при энергии 0,8 ГэВ использовались данные по векторной анализирующей способности $A_y^p(el)$ в упругом $\vec{p}d$ -рассеяние при 0,796 ГэВ [62]. Вторичные дейtron и протон регистрировались при этом в спектаторном телескопе и переднем детекторе, соответственно.

Определённая при 0,8 ГэВ поляризация экспортировалась на 0,5 ГэВ, что позволило определить значение $A_y^p(el)$ при 0,5 ГэВ. Полученная энергетическая зависимость $A_y^p(el)$ использовалась для определения малой поправки $\Delta A_y^p(el) = -0.0024$, компенсирующей разность между энергиями пучка 0,796 и 0,8 ГэВ. В итоге были получены средние значения поляризации

$$P(0,5) = 0,548 \pm 0,003(\text{стат}) \pm 0,010(\text{система})$$

и

$$P(0,8) = 0,578 \pm 0,002(\text{стат}) \pm 0,006(\text{система}).$$

Систематическая ошибка включает ошибку нормализации на данные [62], ошибку угла рассеяния протонов, определяемого по энергии дейтрона, измеренной в спектаторном детекторе и ошибку, вызываемую возможным неравенством поляризаций пучка при двух направлениях спина в пределах известной точности поляризаций.

Идентификация процесса $pd \rightarrow (pp)_s n$ производилась так же, как и в случае расчёта дифференциального сечения. Спектры недостающей массы протонной пары содержат пики при $M_x(pp) = 940,0 \pm 0,5$ МэВ/с² и $939,9 \pm 0,6$ МэВ/с² для $T_p = 0,5$ и 0,8 ГэВ, соответственно. Ширина (RMS) пиков составляет 16 МэВ/с² при 0,5 ГэВ и 19 МэВ/с² при 0,8 ГэВ энергиях пучка. События из пика недостающей массы интегрировались по углам в системе покоя дипротона и по относительной энергии в паре до $E_{pp} = 3$ MeV. Азимутальный угол вылета нейтрона $\phi_n = 180 + \phi_{pp}^{c.m.}$ (см. 4.2.2) был ограничен диапазоном $\pm 45^\circ$. Отношение фон/эффект было определено для каждого интервала $\theta_{pp}^{c.m.}$ и направления спина пучка фитированием соответствующих спектров недостающей массы суммой гауссиана и прямой в окрестности пиков. Для суммарных спектров это отношение составило 2% при 0,5 ГэВ и 6% при 0,8 ГэВ.

Систематическая ошибка анализирующей способности состоит из нескольких частей, складываемых квадратично: *i*) максимальная разница в поляри-

зации пучка $\Delta P = (P_\uparrow - P_\downarrow)/2 = 0,013$ приводит к ошибке A_y^p , не превышающей 0,005, *ii*) неопределенность относительной светимости вносит ошибку, меньшую 0,003, *iii*) наибольшая систематическая ошибка определения угла $\theta_n^{cm} = 180^\circ - \theta_{pp}^{cm}$, равная $0,12^\circ$, вносит в A_y^p ошибку, равную 0,008 при $T_p = 0,5$ ГэВ и 0,002 при $T_p = 0,8$ ГэВ.

Полученные значения векторной анализирующей способности для двух энергий пучка [98] приведены в таблице 4.6 и на рисунке 4.16.

Таблица 4.6. Экспериментальные результаты для A_y^p в $\vec{p}d \rightarrow (pp)n$ [98].

$\theta_n^{c.m.}$ [°]	$A_y^p \pm \sigma_{\text{стат}} \pm \sigma_{\text{систем}}$ ($T_p = 0,5$ ГэВ)	$A_y^p \pm \sigma_{\text{стат}} \pm \sigma_{\text{систем}}$ ($T_p = 0,8$ ГэВ)
167	$0,93 \pm 0,17 \pm 0,020$	$-0,04 \pm 0,15 \pm 0,002$
169	$0,64 \pm 0,09 \pm 0,014$	$0,16 \pm 0,09 \pm 0,003$
171	$0,63 \pm 0,07 \pm 0,014$	$0,04 \pm 0,07 \pm 0,002$
173	$0,44 \pm 0,06 \pm 0,011$	$0,14 \pm 0,07 \pm 0,003$
175	$0,40 \pm 0,06 \pm 0,011$	$0,04 \pm 0,08 \pm 0,002$
177	$0,18 \pm 0,09 \pm 0,009$	$0,03 \pm 0,10 \pm 0,002$
179	$-0,14 \pm 0,18 \pm 0,008$	$0,03 \pm 0,17 \pm 0,002$

Особенностью данных при энергии $T_p = 0,5$ ГэВ является быстрый рост A_y^p до значения около 0,9 в небольшом угловом интервале $180^\circ - 167^\circ$. Следует отметить, что анализирующая способность протон-дейtronного рассеяния назад, измеренная [88, 99, 100] при энергиях протонного пучка 0,425, 0,68, 0,8 и 1,053 ГэВ не превышает 0,12 в том же угловом интервале. Другой специфической чертой данных является резкое уменьшение величины A_y^p от 0,5 до 0,8 ГэВ. Такое поведение реакции развала также сильно отличается от рассеяния $\vec{p}d \rightarrow dp$, в котором анализирующая способность при всех энергиях обычно возрастает до $\sim 0,3$ перед обращением в 0 при $\theta = 180^\circ$. Существует тенденция к смещению этого пика к задним углам при возрастании энергии, но

этот сдвиг происходит плавно, в противоположность картине, наблюдаемой в реакции развала.

На Рис. 4.16 приведено сравнение экспериментальных результатов с расчётом [98] в рамках модели ONE+SS+ Δ [37, 94], проведённым с использованием CD Bonn NN -потенциала. Модель воспроизводит знак A_y^p и уменьшение от 0,5 к 0,8 ГэВ, хотя и совершенно не описывает величину A_y^p при энергии 0,5 ГэВ. Возможным объяснением этому может быть то, что спиновая структура Δ -механизма, существенно проявляющаяся в районе узла ONE [94], при этих энергиях, несмотря на включение вклада Δ^{++} , не полностью учтена в модели. Похожая проблема обнаруживается и при более низких энергиях [101], где роль Δ значительно ниже. Возможный путь для улучшения теоретического описания может заключаться в использовании механизма однопионного обмена (OPE) для определения вклада Δ [32]. В процессе $pd \rightarrow dp$ этот механизм с подпроцессом $pp \rightarrow d\pi^+$ описывал A_y^p вполне успешно. Однако, для применения модели OPE к процессу $pd \rightarrow (pp)_s n$ необходимы данные по процессам $pp \rightarrow (pp)_{1S_0}\pi^0$ и $pn \rightarrow (pp)_{1S_0}\pi^-$ в соответствующих кинематических областях. Эксперименты, планируемые к проведению на ANKE, включают получение таких данных, а также измерение тензорной анализирующей способности T_{20} и других поляризационных наблюдаемых в процессе $pd \rightarrow (pp)_{1S_0}n$.

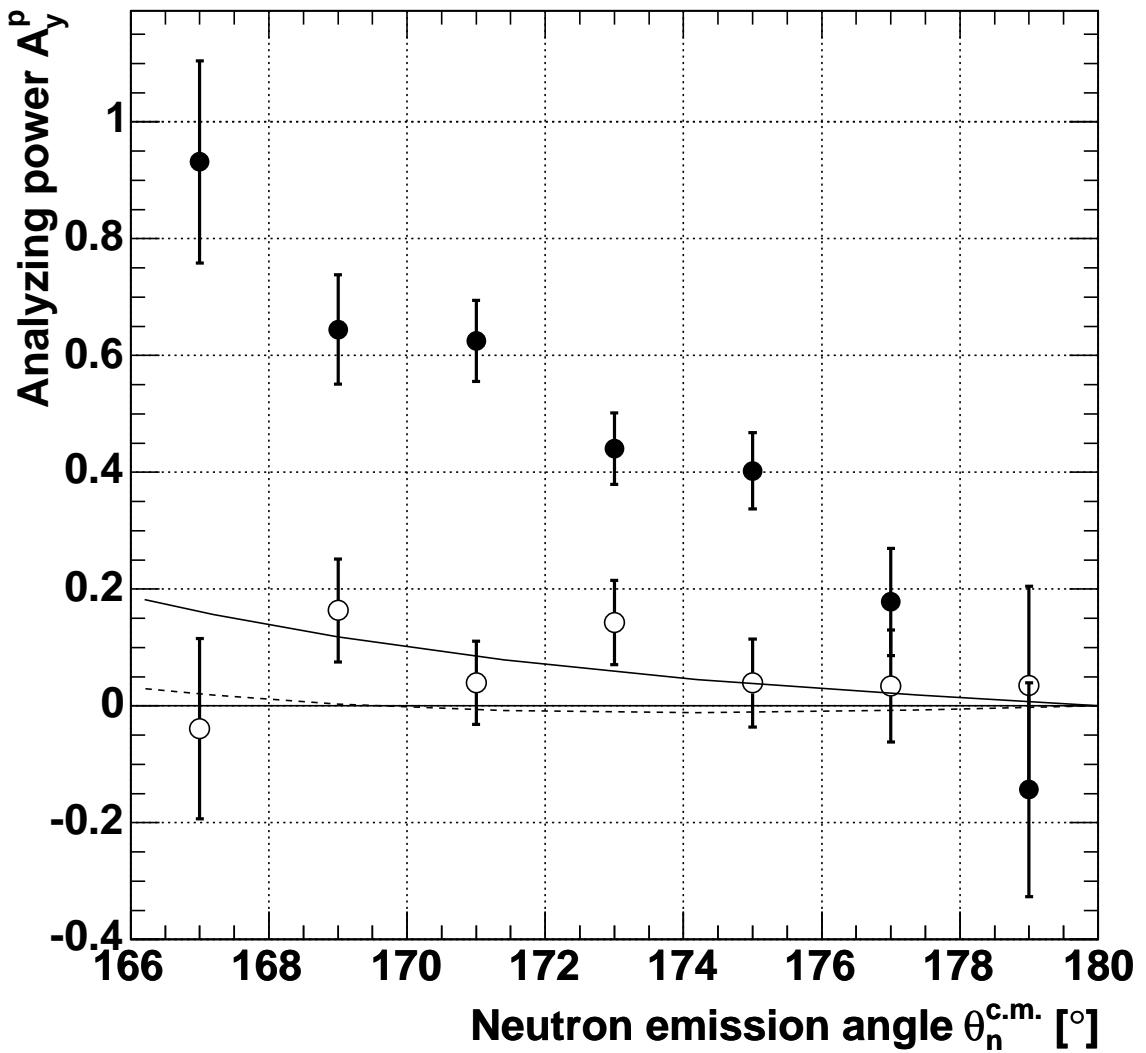


Рис. 4.16. Угловая зависимость анализирующей способности при $T_p = 0.5$ ГэВ (заполненные кружки) и 0,8 ГэВ (пустые кружки) в процессе $\vec{p}d \rightarrow (pp)n$. Сплошной линией показано предсказание модели ONE+SS+ Δ для $T_p = 0.5$ ГэВ, полученное с использованием CD Bonn NN -потенциала, прерывистой — для $T_p = 0.8$ ГэВ. Данные и расчёт опубликованы в [98].

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Впервые проведены измерение и анализ данных по дифференциальному сечению процесса $p + d \rightarrow (pp)_s(\theta_{pp}) + n$ в диапазоне энергий протонного пучка $T_p = 0,6\text{--}1,9$ ГэВ. Получена энергетическая зависимость дифференциального сечения, проинтегрированного по интервалу относительной энергии в протонной паре от 0 до 3 МэВ и усреднённого в интервале углов θ_{pp}^{cm} от 0° до 8° . Зависимость позволяет сделать вывод о явной предпочтительности использования на малых расстояниях и вне массовой поверхности CD Bonn NN -потенциала перед Парижским и Reid Soft Core потенциалами. Это свидетельствует об относительной малости высокоимпульсной компоненты волновой функции NN -системы в $^3S_1 - ^3D_1$ и 1S_0 состояниях.
2. Впервые измерена векторная анализирующая способность A_y^p в процессе $\vec{p}d \rightarrow (pp)_s n$ при энергиях протонного пучка 0,5 и 0,8 ГэВ в диапазоне углов вылета нейтрона $\theta_n^{cm} = 166 - 180^\circ$. В ходе этого измерения отработана методика поляризационных pd -экспериментов на ANKE, необходимая для дальнейшего получения T_{20} и $C_{y,y}$. Неожиданно большая величина A_y^p при 0,5 ГэВ привела к необходимости использования новых теоретических подходов к описанию этого процесса и мотивировала изучение на ANKE процессов $pp \rightarrow (pp)_{^1S_0}\pi^0$ и $pn \rightarrow (pp)_{^1S_0}\pi^-$ в той же кинематике.
3. Создана система обработки данных, получаемых с помощью переднего детектора спектрометра ANKE (COSY, Юлих, Германия). Система включает в себя определение эффективности регистрации, калибровки импульсной шкалы и гадоскопов счётчиков, восстановление траекторий и импульсов заряженных частиц, а также процедуры on-line контроля процесса измерения.

4. Разработана методика определения геометрических параметров спектрометра с использованием набора калибровочных реакций.
5. Создана методика определения светимости при взаимодействии внутреннего пучка ускорителя COSY со струйной кластерной мишенью спектрометра ANKE.

Эксперимент, результаты которого легли в основу настоящей диссертации, был подготовлен и проведён при поддержке дирекции ОИЯИ. Важнейшую роль при проведении измерения сыграла работа коллектива ускорителя COSY и многих членов коллаборации ANKE. Я благодарен моему научному руководителю Владимиру Ивановичу Комарову за постоянное внимание и помочь в моей работе над диссертацией, а также директору IKP FZ-Jülich Hans Ströher за предоставленную возможность для работы в научном центре Юлих в рамках данного эксперимента. Хочу выразить признательность Анатолию Владимировичу Куликову за ценные замечания по содержанию работы, Юрию Николаевичу Узикову за терпеливую помощь в понимании теоретических основ физической проблемы и Георгию Гивевичу Мачарашвили за высказанные идеи по преодолению сложностей в обработке данных. Особую благодарность я хочу высказать Владимиру Сергеевичу Курбатову, чьё руководство во время моей дипломной работы и дальнейшее сотрудничество помогли мне в освоении методов обработки данных, необходимых для получения этих результатов. Я также благодарю сотрудников FZ-Jülich F. Rathman, H. Seyfarth, R. Schleichert и других членов коллаборации ANKE, принимавших активное участие в этом эксперименте и при подготовке публикаций.

Литература

1. L.L. Frankfurt and M.I. Strikman, Nuclear Physics **A405** (1983) 557.
2. Имамбеков О., Узиков Ю.Н., Ядерная Физика **47** (1988) 695.
3. Имамбеков О., Узиков Ю.Н., Шевченко Л.В., Ядерная Физика **44** (1986) 1459.
4. Имамбеков О., Узиков Ю.Н., Ядерная Физика **52** (1990) 1361
5. Л. А. Кондратюк, Ф. М. Лев, Л. В. Шевченко, Ядерная Физика **33** (1981) 1208.
6. Л. А. Кондратюк, Ф. М. Лев, Ядерная Физика **26** (1977) 294.
7. L.C. Alexa, B.D. Anderson, K.A. Aniol et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1374.
8. M. Garcon et al., Phys. Rev. **C49** v.5 (1994) 2516.
9. R. Gilman and F. Gross, J. Phys. **G28** (2002) R37.
10. C. Boncha et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4576.
11. V. Matveev, R. Muradyan, A. Tavkhelidze, Lett. Nuovo Chim. **7** (1973) 719.
12. S. Brodsky, G. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 153, Phys. Rev. **D11** (1975) 1309.
13. N. Isgur, C.H. Llewellyn Smith, Phys. Rev. Lett. **217** (1989) 535.
14. G.R. Farrar, K. Huleihel, H. Zhang, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 650.
15. Аблеев В. Г. и др., Письма в ЖЭТФ Т. **47** (1988) 558; Краткие сообщения ОИЯИ 4(43)-90 (1990);
 А. А. Novofilov et al., Phys. Lett. **B325** (1994) 327;
 B. Kuehn et al., Phys. Lett. **B334** (1994) 298;
 L. S. Azhgirey et al., Phys. Lett. **B387** (1996) 37.
16. T. Aono et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4997.

17. Л. С. Ажгирей, В. В. Вихров, С. А. Запорожец и др., Ядерная Физика **61** (1998) 494.
18. J. Arvieux et al., Nuclear Physics **A431** (1984) 613.
19. V. Punjabi et al., Phys. Lett. **B350** (1995) 178.
20. N.P. Aleshin et al., Nucl. Phys. **568** (1994) 809.
21. J. Ero, Z. Fodor, P. Konez et al., Phys. Rev. **C50** (1994) 2687.
22. S. L. Belostotski, O. G. Grebenyuk, L. G. Kudin et al., Phys. Rev. **C56** (1997) 50.
23. V. Komarov, S. Dymov et al., *Proton-induced deuteron breakup at GeV energies with forward emission of a fast proton pair*, Phys. Lett. **B 553** (2003) 179;
S. Dymov et al., Physica Scripta Vol. **T104** (2003) 26.
24. A. P. Kobushkin, Phys. Lett. **B421** (1998) 53.
25. S.J. Brodsky and J.R. Hiller, Phys. Rev. **C28** (1983) 475.
26. G. W. Bennet et al., Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 387.
27. E. Coleman et al., Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 761.
28. P. Berthet et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. **8** (1982) L111.
29. A. Boudard, Thesis. CEA-N-2386, Saclay (1984).
30. L. Dubal et al., Phys. Rev. **D9** (1974) 597.
31. Ю. Н. Узиков, *Упругое pd-рассеяние назад при промежуточных энергиях*, ЭЧАЯ **29** (1998), вып. 6.
32. N.S.Craigie, C.Wilkin, Nucl. Phys. **B14** (1969) 477.
33. O. Imambekov, Yu. N. Uzikov, L. V. Shevchenko, Z. Phys. **A332** (1989) 349.
34. A. Matsuyama, T.H. Lee, Phys. Rev. **C32** (1985) 516; **C43** (1986) 1900.
35. A. .V. Smirnov, Yu. N. Uzikov, Phys. Atom. Nucl. **61** (1998) 361.
36. Yu. N. Uzikov, JETP Lett. **75** (2002) 5.

37. Yu. N. Uzikov, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002) B13.
38. R. Maier, *Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives.*, NIM **A 390** (1997) 1.
39. S. Barsov, S. Dymov et al., *ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich.*, NIM **A 462** (2001) 364.
40. R. Santo et al., NIM **A 386** (1997) 228.
41. A. Khoukaz et al., Eur. Phys. J. **D 5** (1999) 275.
42. A. Boukharov et al., Annual report 1997, IKP, FZ-Jülich, p.63.
43. H. Seyfarth, in: A. Gute, St. Lorenz, E. Steffens (Eds.), Proceedings of 7th International Workshop on Pol. Sources and targets (PST99). Erlangen, 1999, Universität Erlangen-Nürnberg (2000) p. 196
44. S. Barsov, S. Dymov et al, *Near-threshold production of ω mesons in the $pn \rightarrow d\omega$ reaction*, Eur.Phys.J. **A 21** (2004) 521.
45. V. Kleber , S. Dymov et al, $a_0^+(980)$ -resonance production in $pp \rightarrow dK^+\overline{K}^0$ reactions close to threshold, Phys.Rev.Lett. **91** (2003) 172304.
46. R. Schleichert et al., *Development of a constant fraction discriminator and meantimer*, IKP Annual Report 1995, Forschungszentrum Jülich, Jülich, 1996, p.65.
47. A. Kacharava et al., NIM **A376** (1996) 356.
48. B. Zh. Zalikhanov et al., *Development of the forward detector for the 0° -facility*, IKP FZ-Jülich Annual report 1993, IKP Jüл-2879, Jülich, 1994, p.57.
49. B. Zh. Zalikhanov et al., *First module of the forward proportional chamber of the ANKE spectrometer*, IKP FZ-Jülich Annual report 1995, IKP Jüл-3200, Jülich, 1996, p.67.
50. A. Yu. Petrus, B. Zh. Zalikhanov, *Electro-mechanical properties of narrow-gap multiwire proportional chambers*, NIM **A485** (2002) 399.
51. H. Kalmar et al., NIM **A307** (1991) 279.

52. A. Yu. Petrus, *Multiwire proportional chamber with a dielectric film. Numerical study*, JINR Communication E13-2002-14 (2002).
53. G. Borchert et al., *An economic wire chamber readout and data acquisition system for ANKE*, IKP FZ-Jülich Annual report 1997, IKP Jül-3505, Jülich, 1998, p.59.
54. *Study of near-threshold π^0 - and η -meson production in proton-neutron collisions at ANKE*, COSY Proposal #94, 2000.
55. *Near Threshold η Production in $dd \rightarrow {}^4He\eta$* , COSY Proposal #107, 2002.
56. *The polarized charge exchange reaction $d(\text{pol.}) + p \rightarrow (pp)_{1s0} + n$* , COSY Proposal #125, 2003.
57. V. Koptev, S. Dymov et al., *Observation of K^+d correlations from pA collisions*, Eur.Phys.J. **A 17** (2003) 235.
58. I. Lehmann et al., *Spectator Detection for the Measurement of Proton-Neutron Interactions at ANKE*, NIM **A 530** (2004) 275.
59. CERN program library <http://www.asdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/cernlib.html>.
60. R. Gebel, Private communication.
61. S. N. Dymov et al., *Trigger electronics for the forward and backward hodoscopes of ANKE*, E10-2002-19, Communication of the JINR. Dubna, 2002.
62. F. Irom et al., Phys. Rev. **C 28** (1983) 2380.
63. R. E. Pollock et al., Phys. Rev. **E 55** (1997) 7606.
64. F. Rathmann, S. Dymov et al. *Beam-polarization measurement for the ANKE deuteron break-up experiment*, IKP FZ-Jülich Annual Report 2001.
65. D. Chiladze, S. Dymov et al., *Determination of Deuteron Beam Polarization at COSY*, Phys. Rev. ST-AB, **9** (2006) 050101
66. *GEANT — Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, 1993.

67. B. Chiladze, S. Dymov et al., *The forward detector of the ANKE spectrometer. Scintillation and Cherenkov hodoscopes*, Particles and Nuclei, Letters **4**[113] (2002) 95.
68. S. Dymov et al, *The forward detector of the ANKE spectrometer. Tracking system and its use in the data analysis*, Particles and Nuclei, Letters. **2**[119] (2004) 40.
69. S. Dymov. Proceedings of Workshop on Proton-Deuteron Interaction Studies, Dubna (2002). Berichte des Forschungszentrum Jülich, Jül-4012, (2002) p. 53.
70. Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, NIM **A 389** (1997) 81-86; <http://root.cern.ch/>.
71. P. Fedorets, S. Dymov et al., *Efficiency of the second scintillator plane of the ANKE forward detector*, IKP FZ-Jülich Annual report 2001
72. A. D. Volkov et al., NIM **A 306** (1991) 278.
73. S. N. Sokolov, I. N. Silin, Preprint JINR D-810, Dubna (1961); CERN Program Library, D510, FUMILI.
74. Dymov S. N. , Kurbatov V. S., Silin I. N., Yaschenko S. V., *Constrained minimization in C++ environment*, NIM **A 440** (2000) 431.
75. CN/ASD Group, *MINUIT – Users Guide*, Program Library Q100, CERN, 1993.
76. George B. Arfken, Hans J. Weber, *Mathematical methods for physicists*, fourth edition, Academical press, Inc., 1995, p. 530.
77. Myrheim J., Bugge L., *A fast Runge-Kutta method for fitting tracks in a magnetic field*, NIM **160** (1979) 43-48.
78. *Review of Particle Physics*. Eur. Phys. J. **C 3** (1998) 144.
79. V.Abaev, S. Dymov et al, *Spin-Triplet Final-State Dominance in the $pp \rightarrow pn\pi^+$ reaction at 492 MeV*, Phys. Lett. **B 521** (2001) 158.

80. Yu. Uzikov, IKP FZ-Jülich Annual Report 2001, Jü–3978, Jülich, 2002.
81. V. Franco, R. J. Glauber, Phys. Rev. **142** (1966) 1195.
82. E. T. Boschitz et al., Phys. Rev. **C 6** (1972) 457.
83. O. G. Grebenjuk et al., Nucl. Phys. **A 500** (1989) 637.
84. F. Irom et al., Phys. Rev. **C 28** (1983) 2380.
85. N. Dalkhazhav et al., Sov. J. Nucl. Phys. **8** (1969) 196.
86. B. S. Aladashvili et al., J. Phys. **G 3** (1977) 7.
87. J. C. Alder et al., Phys. Rev. **C 6** (1972) 2010.
88. E. Winkelmann et al., Phys. Rev **C 21** (1980) 2535.
89. K.M. Watson, Phys. Rev. **88** (1952) 1163;
A.B. Migdal, Sov. Phys. JETP **1** (1955) 2.
90. J. R. V. Reid, Ann. Phys. (NY) **50** (1968) 411.
91. M. Lacombe et al., Phys. Lett. **B 101** (1981) 139.
92. В соответствии с [93], коэффициент 0.8 в амплитуде ONE, связанный с возмущением плоской волны в начальном и конечном состояниях, использован для совпадения величины сечения $pd \rightarrow dp$ при $T_p < 0.3$ ГэВ.
93. L. A. Kondratyuk, F. M. Lev, L. V. Shevchenko, Phys. Lett. **B 100** (1981) 448.
94. J. Haidenbauer, Yu. N. Uzikov, Phys. Lett. **B 562** (2003) 227.
95. R. Machleidt, Phys. Rev. **C 61** 024001 (2001).
96. L. Kaptari et al., Eur. Phys. J. **A 19** (2004) 301-306.
97. G. G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35** (1972) 717.
98. S. Yaschenko, S. Dymov et al., *Measurement of the analyzing power in $p(p\text{pol})p \rightarrow (pp)n$ with a fast forward 1S_0 -diproton*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 072304.
99. N. E. Booth et al., Phys. Rev. **D 4** (1971) 1261.
100. E. Biegert et al., Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1098.
101. H. Sakai et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5288.

Приложение А

Кинематика процесса $PD \rightarrow PPN$

Для описания реакции с двумя частицами в начальном и тремя в конечном состояниях ($A + B \rightarrow 1 + 2 + 3$), необходимо задать $3 \times (2 + 3)$ компонент импульса. Законы сохранения энергии и импульса определяют четыре уравнения связи между компонентами импульсов начальных и конечных частиц. Вдобавок, при описании реакции в системе центра масс выполняются три уравнения для частиц в начальном состоянии $\mathbf{p}_A^{c.m.} + \mathbf{p}_B^{c.m.} = 0$ и три уравнения для частиц в конечном состоянии $\mathbf{p}_1^{c.m.} + \mathbf{p}_2^{c.m.} + \mathbf{p}_3^{c.m.} = 0$ (жирным шрифтом будем обозначать 3-х вектор импульса \mathbf{p}). Таким образом, кинематика реакции определяется с помощью $3 \times (2 + 3) - 4 - 3 - 3 = 5$ независимых переменных. Если фиксировать 4 из них, например углы θ_1, ϕ_1 и θ_2, ϕ_2 вылета двух частиц, кинематика события определяется значением одной из оставшихся кинематических переменных, например, значением модуля импульса p_1 одной из оставшихся частиц. Тогда модуль импульса p_2 второй частицы оказывается однозначной функцией p_1 . Этим и объясняются импульсные корреляции, обсуждаемые в разделе 3.7.2.

Для описания реакции развала дейтрона $pd \rightarrow (pp)n$ нами используется следующий набор переменных: относительная энергия в протонной паре в конечном состоянии E_{pp} , полярный $\theta_{pp}^{c.m.}$ и азимутальный $\phi_{pp}^{c.m.}$ углы суммарного импульса протонной пары в системе центра масс реакции (с.м.), а также полярный $\theta_k^{c.m.}$ и азимутальный $\phi_k^{c.m.}$ углы протонов в системе центра масс протонной пары, отсчитываемые от направления движения пары в с.м. (Fig. A.1). Анализирующая способность выражается как функция угла рассения нейтрона $\theta_n^{c.m.} = \pi - \theta_{pp}^{c.m.}$. Для полного восстановления кинематики каждого регистрируемого события достаточно знать 3-х импульс падающего протона \mathbf{p} (т. е. энергию протонного пучка и его направление в точке пересечения с мишенью) и измерить 3-х импульсы $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ протонов, испускаемых

из мишени.

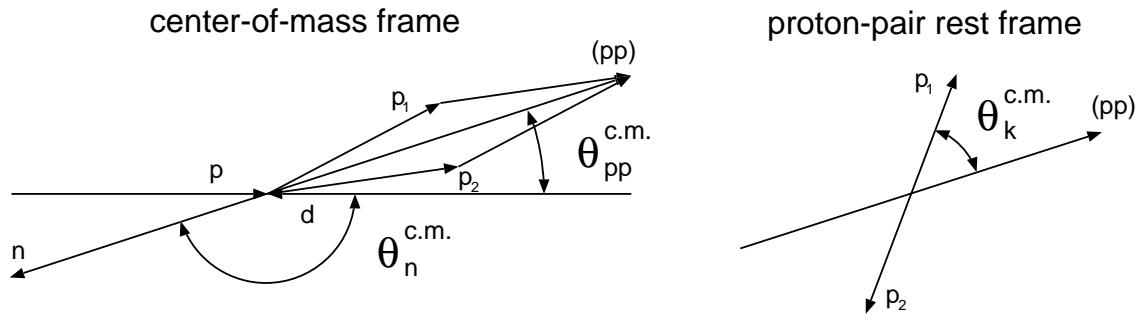


Рис. А.1. Векторы импульсов частиц в реакции $pd \rightarrow (pp)n$ в системе центра масс реакции и системе центра масс протонной пары.

Относительная энергия в протонной паре определяется как

$$E_{pp} = \sqrt{(E_{p_1} + E_{p_2})^2 - (\mathbf{p}_{p_1} + \mathbf{p}_{p_2})^2} - 2m_p,$$

где E_{p_1} , E_{p_2} — значения энергии, а \mathbf{p}_{p_1} , \mathbf{p}_{p_2} — 3-х импульсы протонов, m_p — протонная масса. Относительная энергия E_{pp} Лоренц-инвариантна.

Недостающая масса в конечном состоянии, определяемом регистрацией двух протонов, может быть вычислена как

$$M_x(pp) = \sqrt{(E_p + m_d - E_{p_1} - E_{p_2})^2 - (\mathbf{p}_p - \mathbf{p}_{p_1} - \mathbf{p}_{p_2})^2},$$

где энергия и импульс конечных протонов $E_{p_{1,2}}$ и $\mathbf{p}_{p_{1,2}}$ взяты в лабораторной системе, E_p и \mathbf{p}_p — энергия и импульс налетающего протона, а m_d — масса дейtron'a.

Приложение В

Вероятность истинности найденного трека

Рассмотрим совокупность отсчётов на чувствительных плоскостях пропорциональных камер, для которой удовлетворяется геометрическая модель трека. (В нашем случае, это означает допустимый уровень доверительной вероятности фитирования этих отсчётов пространственной прямой.) Найдём вероятность того, что эта совокупность соответствует действительно прошедшему через них треку, а не образована из случайных шумовых кластеров.

Введём следующие обозначения для i -й плоскости:

- Δ_i — ширина коридора, в котором может находиться кластер из этой совокупности при сохранении согласия с геометрической моделью трека,
- координата прохождения кандидата в трек через плоскость i : x_i
- частота появления треков в событии $f_{tr} = \partial N_{tr} / \partial \tau$, где N_{tr} — количество треков, образующихся за время τ . Распределение плотности f_{tr} на плоскости i : $T_i(x_i) = \partial f_{tr} / \partial x_i$,
- плотность частоты появления шумовых отсчётов на плоскости i :

$$S_i(x_i) = \partial N_{noise} / \partial \tau \partial x_i$$
- частота появления треков в Δ_i : $t_i = \int_{\Delta_i} T_i(x_i) dx_i$
- частота появления шумовых кластеров в Δ_i : $s_i = \int_{\Delta_i} S_i(x_i) dx_i$
- эффективность плоскости в точке её пересечения (предполагаемым) треком $\varepsilon_i(x_i)$.

При этом будем использовать следующие предположения:

1. распределения трековых и шумовых кластеров независимы,
2. возможные треки, отличные от упомянутых выше, составляют шум и вносят вклад в s_i (случай многотрековых событий)

3. это означает, что только один трек может соответствовать данному набору кластеров с событием, а t_i — вероятность прохождения именно этого трека
4. s_i достаточно мало, что позволяет рассматривать его как вероятность возникновения шумового кластера, пренебрегая случаем появления нескольких таких кластеров в Δ_i ,
5. шум на проволочных и стриповых плоскостях одной камеры возникает нескоррелированно, в противоположность трековым срабатываниям

Как показал анализ экспериментальных данных, для используемых пропорциональных камер эффективность срабатывания каждой стриповой плоскости на треке зависит от факта срабатывания соответствующей ей проволочной плоскости. В дальнейших выкладках под ε_i для стриповой плоскости подразумевается именно условная эффективность, взятая в зависимости от срабатывания проволочной плоскости.

Тогда, доля событий с образованем кластера в Δ_i равна

$$t_i \varepsilon_i + s_i - t_i \varepsilon_i s_i,$$

а доля событий, в которых через Δ_i прошел трек и образовался (возможно шумовой) кластер

$$t_i \varepsilon_i + t_i(1 - \varepsilon_i)s_i.$$

То есть, при наличии кластера, вероятность того, что через данные кластеры проходил трек, равна:

$$P_i^{cl} = \frac{t_i \varepsilon_i + t_i(1 - \varepsilon_i)s_i}{t_i \varepsilon_i + s_i - t_i \varepsilon_i s_i}.$$

С другой стороны, доля событий без кластера равна

$$(1 - t_i \varepsilon_i)(1 - s_i),$$

а событий с прошедшим треком, но без образования кластера

$$t_i(1 - \varepsilon_i)(1 - s_i).$$

В итоге, для случая отсутствия кластера, вероятность прохождения трека составляет

$$P_i^{no} = \frac{t_i(1 - \varepsilon_i)(1 - s_i)}{(1 - t_i\varepsilon_i)(1 - s_i)}.$$

Таким образом, обозначив набор сработавших плоскостей \mathcal{F} , а несработавших — \mathcal{M} , получим вероятность того, что через набор отсчётов проходил трек:

$$P = \prod_{i=1}^{\mathcal{F}} P_i^{cl} \prod_{i=1}^{\mathcal{M}} P_i^{no} = \prod_{i=1}^{\mathcal{F}} \frac{t_i\varepsilon_i + t_i(1 - \varepsilon_i)s_i}{t_i\varepsilon_i + s_i - t_i\varepsilon_i s_i} \prod_{i=1}^{\mathcal{M}} \frac{t_i(1 - \varepsilon_i)(1 - s_i)}{(1 - t_i\varepsilon_i)(1 - s_i)}. \quad (\text{B.1})$$

Из этого выражения видно, что корректная оценка распределений T_i , S_i на каждой плоскости необходима для оценки вероятности для каждого конкретного кандидата в трек. Получение такой оценки является сложной задачей даже для S_i , а распределение T_i сильно зависит от предварительного отбора событий.

Однако, как видно из B.1, вероятность прохождения трека пропорциональна величине $\bar{E} = \prod^{\mathcal{M}} (1 - \varepsilon_i)$, не зависящей от распределения треков и шума. Кроме того, поскольку \bar{E} может только уменьшаться при включении новых плоскостей в трек, на ней возможно вводить обрезание уже для неполного трека, что существенно облегчает перебор кандидатов в трек. Сравнение эффективности оценок трека по B.1 и отдельно по \bar{E} показало сильную корреляцию и практически равную эффективность оценок в экспериментальных событиях.

Приложение С

Определение светимости и акцептанса

Поясним здесь применяемые определения светимости и акцептанса.

Светимость $L(t)$ является характеристикой области взаимодействия пучка с мишенью в момент времени t . Она равна произведению поверхностной плотности ядер мишени $N_T(t)$ и интенсивности $I_b(t)$ потока частиц через область перекрытия пучка и мишени:

$$L(t)[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] = N_T(t)[\text{cm}^{-2}] \cdot I_b(t)[\text{s}^{-1}].$$

Величины N_T и I_b обычно трудно измеримы непосредственно с нужной точностью. Поэтому широко используется измерение $L(t)$ путём регистрации вторичных частиц, возникающих при взаимодействии пучок-мишень. Число $N(t)$ регистрируемых в единицу времени вторичных частиц, испускаемых в процессе с известным дифференциальным сечением $d\sigma/d\Omega$ в телесный угол $d\Omega$ определяется формулой

$$N(t)[\text{s}^{-1}] = N_T(t)[\text{cm}^{-2}] \cdot I_b(t)[\text{s}^{-1}] \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}[\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}] \cdot d\Omega[\text{sr}] \cdot Ac(d\Omega) \cdot \varepsilon_d,$$

где $Ac(d\Omega) \cdot \varepsilon_d$ — вероятность регистрации частицы, испущенной в телесный угол $d\Omega$ детектором с эффективностью ε_d . Поэтому светимость $L(t)$ равна

$$L(t)[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] = \frac{N(t)[\text{s}^{-1}]}{d\Omega[\text{sr}]} \cdot \frac{Ac(d\Omega) \cdot \varepsilon_d}{\frac{d\sigma}{d\Omega}[\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}]}.$$

Разумеется, измеряемая таким образом светимость не зависит ни от типа используемого процесса, ни от условий регистрации частиц. Безразмерная величина $Ac(d\Omega)$ определяется чисто геометрическим акцептантом установки, если регистрируемая частица не взаимодействует с каким-либо веществом или электромагнитным полем на пути от мишени до детектора и отсутствуют корреляции с какой-либо другой частицей, также регистрируемой в установке. Поэтому, для удобства, мы используем для этой величины термин акцептанс. В присутствии заметного взаимодействия регистрируемой частицы с

веществом на пути от мишени до детектора, величина $Ac(d\Omega)$ модифицируется потерями частиц в нём, а при наличии магнитного поля, выходом части потока из геометрического аксептанса. В этом случае величина Ac становится также и функцией импульса частицы.

Интегральная светимость за время измерения T_m определяется как

$$L^{\text{int}}[\text{cm}^{-2}] = \int_0^{T_m} L(t)[\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}] \cdot dt.$$