



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИКИ ЧАСТИЦ

на правах рукописи
УДК 539.125

КОРЗЕНЁВ Александр Юрьевич

ИЗМЕРЕНИЕ СПИНОВОЙ СТРУКТУРНОЙ
ФУНКЦИИ g_1^d НА УСТАНОВКЕ COMPASS

Специальность: 01.04.23 – физика
высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
доктор, профессор

М.Г. Сапожников
Д. фон Харрах

ОИЯИ
Дубна, 2007

Аннотация

В работе представлены результаты новых измерений продольной спиновой асимметрии $A_1^d(x, Q^2)$ и спинозависимой структурной функции дейтрона $g_1^d(x, Q^2)$ в кинематической области $1 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$ и $0.004 < x < 0.7$. Набор данных производился экспериментом COMPASS (CERN/SPS) с использованием пучка поляризованных мюонов 160 ГэВ, рассеивавшихся на поляризованной мишени ${}^6\text{LiD}$. В работе приводится подробное описание установки и алгоритмов геометрической реконструкции событий. Результаты физического анализа находятся в согласии с измерениями предыдущих экспериментов. Полученные данные заметно улучшают статистическую точность измеряемых величин в области $0.004 < x < 0.03$. С помощью программы КХД фита, ранее использовавшейся коллаборацией SMC, были получены образующие спин нуклона спинозависимые распределения кварков и глюонов. В КХД анализ были включены все имеющиеся на сегодняшний день данные по $g_1(x, Q^2)$. Это позволило дать количественную оценку значимости данных COMPASS.

Оглавление

1	Введение	1
1.1	Формализм глубоко-неупругого рассеяния	5
1.2	Обзор экспериментов	17
2	Описание установки COMPASS	27
2.1	Мюонный пучок	29
2.2	Поляризованная мишень	30
2.3	Магниты	33
2.4	Координатные детекторы	35
2.4.1	Трековый детектор на основе сцинтилляционных волокон	36
2.4.2	Микростриповый кремниевый детектор	38
2.4.3	MICROMEGAS	39
2.4.4	GEM	39
2.4.5	Многопроволочные газовые координатные детекторы	41
2.5	Адронные калориметры	45
2.6	RICH	47
2.7	Триггер	49
2.8	Система сбора данных	55
3	Геометрическая реконструкция событий	59
3.1	Оффлайн анализ	59
3.2	Восстановление заряженных треков	61
3.2.1	Нахождение сегментов трека	61
3.2.2	Сшивка сегментов трека	63
3.2.3	Фитирование	64
3.2.4	Точность и эффективность восстановления треков	66
3.3	Восстановление вершины взаимодействия	68
3.3.1	Начальная фильтрация треков и оценка положения вершины	68
3.3.2	Фит и фильтр Кальмана	69
3.3.3	Точность реконструкции	72
3.4	Проверка стабильности работы спектрометра во времени	73
4	Получение спиновой асимметрии из "сырых" данных	77
4.1	Коэффициент дилуции	78
4.2	Радиационные поправки	79
4.3	Методы извлечения асимметрии	82
4.4	Разбиение на группы	85
4.5	Отбор событий	87
4.6	Результаты измерения A_1^d и структурной функции g_1^d	91
4.7	Расчет систематической ошибки	95

5	КХД анализ	101
5.1	Программа КХД-фита	101
5.2	Обсуждение результатов	103
6	Заключение	109
A	Кинематика рассеяния на спин-$\frac{1}{2}$ и спин-1 ядрах	119
B	Положение и размеры детекторов	123

Глава 1

Введение

На протяжении последних 30 лет спиновая структура нуклона является одной из широко обсуждаемых тем в физике частиц. Если спинонезависимые эффекты рассеяния на нуклоне можно считать хорошо изученными, то в понимании спинозависимых процессов до сих пор остаются пробелы. Согласно теории сильных взаимодействий (квантовой хромодинамике / КХД), нуклон представляет собой связанное состояние кварков, взаимодействующих посредством глюонов. Не смотря на очевидный успех в описании экспериментальных данных, дать ответ на вопрос, в какой пропорции кварки и глюоны делят спин нуклона между собой, КХД не может. Экспериментальные же данные свидетельствуют в пользу того, что лишь малая часть спина нуклона может быть объяснена суммарным вкладом кварков [1]. Спин нуклона может быть представлен как:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^G, \quad (1.1)$$

где $\Delta\Sigma$ (ΔG) есть разность вероятностей того, что кварки (глюоны) в продольно поляризованном нуклоне выстроены вдоль и против спина нуклона. Весовой коэффициент $\frac{1}{2}$ перед $\Delta\Sigma$ соответствует спину кварков и подчеркивает их отличие от глюонов, имеющих спин 1. Последние два члена, L_z^q и L_z^G , представляют орбитальные моменты кварков и глюонов. Определение доли каждого из членов уравнения (1.1) является одним из ключевых моментов в понимании внутренней структуры нуклона. Находясь в рамках КХД эту задачу решить невозможно. Поэтому эксперимент имеет здесь первостепенное значение.

В наиболее простой модели нуклон состоит из трех, не взаимодействующих между собой кварков. Тогда предполагая, что они неподвижны, получаем состояние нуклона с $\Delta\Sigma = 1$ и $\Delta G = L_z^q = L_z^G = 0$, удовлетворяющее уравнению (1.1). Важный шаг в понимании спина нуклона связан с использованием симметрии ароматов. $\Delta\Sigma$ может быть представлен в виде суммы индивидуальных вкладов кварков различных ароматов $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$. Кварки u , d и s с двумя возможными проекциями спина образуют группу $SU(6) = SU(3)_F \times SU(2)_S$. В рамках этого представления оказалось возможным классифицировать октет барионов $J^P = 1/2^+$, в состав которого входят протон и нейтрон. Измерение времени жизни барионов в их β -распадах позволило получить более точную оценку для кваркового вклада в спин нуклона: $\Delta\Sigma \approx 0.6$ [8]. Дальнейшее развитие стало возможно только с появлением результатов измерений структурных функций в реакциях глубоко-неупругого рассеяния (ГНР).

Исследования эксперимента ЕМС в конце 80-х годов вызвало бурные дискуссии среди ученых. Анализ данных привел к неожиданному результату: $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.09 \pm 0.14$ [38]. При этом было обнаружено существенное нарушение правила Эллиса-Джаффе, предполагающего неполяризованную странность нуклона ($\Delta s = 0$). Для избежания противоречий с результатами гиперонных экспериментов пришлось потребовать $\Delta s = -0.19 \pm 0.03 \pm 0.04$. Результаты измерений ЕМС вошли в обиход как “спиновый кризис”¹. Для разрешения проблемы в веду-

¹Заметим, что “кризис” связан исключительно с нашими интуитивными (наивными) предположениями о ве-

щих лабораториях мира (SLAC, CERN, DESY) были предложены новые эксперименты, способные провести измерения в различных кинематических областях. Новые результаты лишь подтвердили выводы EMC: вклад кварков в спин нуклона действительно мал. КХД анализ всех существующих измерений структурных функций $g_1^{p,n,d}$, полученных в реакциях глубоко-неупругого рассеяния, приводит к значениям $\Delta\Sigma$, лежащим в пределах от 0.2 до 0.35 (см. например [95, 98]). Значимость результатов EMC может быть подтверждена тем фактом, что количество ссылок в базе данных SLAC-SPIRES [4] на работу EMC [38] уже превысило 1300. Среди экспериментальных работ по физике высоких энергий она занимает третье место, уступая только публикации Super-Kamiokande по обнаружению нейтринных осцилляций и двум работам по открытию J/ψ .

Основным источником информации о поляризации кварков и глюонов на сегодняшний день служат реакции глубоко-неупругого рассеяния поляризованного пучка лептонов на поляризованной мишени:

$$\vec{l} + \vec{p}(\vec{n}) \rightarrow \vec{l}' + X. \quad (1.2)$$

В случае продольной поляризации, измерение разности сечений с противоположно направленными спинами лептона и ядра мишени позволяет определить структурную функцию g_1 . Такие измерения проводились для различных точек фазового пространства кинематических переменных (x, Q^2) и предоставили обширный материал для КХД анализа, который связывает между собой структурные функции и партонные плотности. Распределения кварков и глюонов, полученные в ГНР реакциях, являются своего рода универсальными объектами. Они не зависят от процесса, в котором исследуются. Иными словами, с их помощью можно связать структурные функции, найденные в различных реакциях (например в процессах ep или pp рассеяния). Очевидным применением партонных распределений являются программы моделирования физических процессов, где уже накопленная экспериментами точность отражается на точности предсказания генератора.

Разделим эксперименты, работающие с реакциями (1.1), по типу налетающего лептона на две группы: эксперименты на электронных и мюонных пучках. Основное преимущество пучка электронов (SLAC, DESY и JLAB) – высокая светимость. Основной недостаток – ограничение сверху на энергию электронов и, как следствие, ограничение на кинематическую область. Сильная сторона мюонных экспериментов (CERN) заключается в высокой энергии пучка, что позволяет исследовать область малых бьеркеновских x , не выходя за предел ГНР ($Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$). До данного времени эта кинематическая область была доступна только предшественникам COMPASS (диссертация выполнена на данных этого эксперимента), экспериментам EMC и SMC.

COMPASS продолжил череду экспериментов, посвященных измерению спиновой структуры нуклона. Новое поколение прецизионных детекторов, работающих в высоких потоках частиц; быстрая электроника; система сбора данных, способная управлять большими объемами детекторной информации, позволили существенно улучшить точность физических результатов в области малых x . Новые данные получили резонанс среди разных групп теоретиков по всему миру, проводящих КХД анализ структурных функций.

Цели работы

- Расчет инклюзивной продольной асимметрии виртуального фотона A_1^d и спинозависимой структурной функции g_1^d с использованием данных, набранных экспериментом COMPASS в сеансах 2002 и 2003 гг.

личине вклада кварков. Так как полный угловой момент сохраняется, основная часть спина нуклона переносится глюонами и/или переходит в орбитальные моменты.

- Проведение КХД анализа с целью получения образующих спин нуклона распределений кварков и глюонов.
- Методическая работа, которая включает в себя:
 - ◊ Измерение магнитного поля дипольного магнита SM1 установки COMPASS. Включение результатов измерений в программы реконструкции и моделирования событий эксперимента.
 - ◊ Разработка алгоритма восстановления параметров вершины первичного взаимодействия и вершин распада нейтральных частиц.
 - ◊ Разработка процедуры отбора событий, которые удовлетворяют критериям стабильной работы спектрометра.
 - ◊ Анализ эффективности работы триггера, калибровка триггерных годоскопов и разработка алгоритма идентификации рассеянного мюона, основанного на проверке соответствия трека триггерным условиям.

Научная новизна

1. Представлены первые результаты эксперимента COMPASS по определению спиновой асимметрии дейтрона A_1^d и его спинозависимой структурной функции g_1^d в области $Q^2 \in [1; 100]$ ГэВ² и $x \in [0.004; 0.7]$.
2. По сравнению с предыдущими экспериментами ошибка измерений g_1^d для области $x < 0.03$ была уменьшена в 2–3 раза, что повысило точность экстраполяции g_1^d в область $x = 0$.
3. Обнаружено, что для $x < 0.03$ новые измерения g_1^d вполне сопоставимы с нулем и не имеют предрасположенности к отрицательным величинам, как следовало из результатов предыдущего эксперимента SMC.
4. Используя в анализе все имеющиеся на сегодняшний день данные по $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$, с помощью программы КХД фита были рассчитаны спинозависимые распределения кварков и глюонов. Показано, что при включении в фит данных COMPASS ошибка определения кварковой поляризации уменьшилась на 26%.

Практическая ценность

1. Результаты измерений A_1^d и g_1^d в виде таблиц внесены в мировую базу данных (Durham HEPDATA) [2] и могут быть использованы в КХД анализе других групп.
2. Полученные в результате КХД анализа партонные распределения могут быть использованы в программах моделирования процессов поляризованного ГНР.
3. Выполнена методическая работа, результаты которой включены в процедуру стандартного анализа данных, необходимого для расчета A_1^d и g_1^d
 - (a) Проведено измерение магнитного поля дипольного магнита SM1 установки COMPASS.
 - (b) Написан программный пакет реконструкции вершин, выполняющий восстановление параметров вершины первичного взаимодействия и поиск вершин распада долгоживущих нейтральных частиц.
 - (c) Разработана программа отбора событий, которые удовлетворяют критериям стабильной работы спектрометра.

- (d) Для программы восстановления треков разработан алгоритм идентификации рассеяного мюона и алгоритм учета вещества спектрометра для корректного описания многократного рассеяния частиц.

Автор защищает

1. Результаты расчета спиновой асимметрии дейтрона A_1^d и его спинозависимой структурной функции g_1^d в области ГНР.
2. Результаты КХД анализа данных по $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$ с использованием измерений COMPASS.
3. Методическая работа:
 - (a) Результаты измерений магнитного поля дипольного магнита SM1 спектрометра COMPASS.
 - (b) Алгоритм восстановления параметров вершины первичного взаимодействия и вершин распада нейтральных частиц.
 - (c) Процедуру отбора событий, удовлетворяющих критериям стабильной работы спектрометра.
 - (d) Результаты анализа эффективности работы триггера, а также методику калибровки триггерных годоскопов и алгоритм идентификации рассеяного мюона, основанный на проверке соответствия трека триггерным условиям.

Система единиц

В данной диссертации используется система единиц, наиболее удобная для физики элементарных частиц. В ней $\hbar$ есть единица действия, а c – единица скорости. В этом случае энергия, импульс и масса будут иметь одинаковую размерность – эВ.

1.1 Формализм глубоко-неупругого рассеяния

В этой главе приводится формализм глубоко-неупругого рассеяния (ГНР). Взаимодействие мюона с нуклоном является электрослабым и может быть представлено как обмен одним из векторных бозонов: γ^* , $W^\pm$ или Z^0 . Так как в эксперименте регистрируются реакции, где налетающей и рассеянной частицей является мюон, то происходит взаимодействие посредством нейтрального тока, т.е. обмен виртуальным фотоном или Z^0 -бозоном. Процессы, идущие с Z^0 -бозоном в качестве промежуточной частицы, сильно подавлены по причине его большой массы $M_{Z^0} = 91$ ГэВ. Поэтому будем рассматриваются только реакции с γ^* . В этой главе мы также пренебрегаем многофотонными обменами, вклад от которых мал, так как связан с высокими степенями постоянной тонкой структуры $\alpha = 1/137$. Диаграмма процесса однофотонного обмена показана на рис. 1.1.

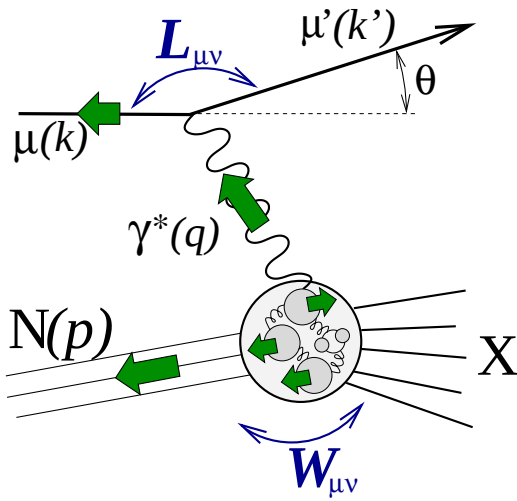


Рис. 1.1: Диаграмма процесса ГНР.

$k = (E, \vec{k})$	4-импульс пучкового мюона
$k' = (E', \vec{k}')$	4-импульс рассеянного мюона
$p = (M, \vec{0})$	4-импульс нуклона
$q = k - k'$	4-импульс γ^*
$-Q^2 = q^2$	Квадрат инвариантной массы γ^*
$\nu = (p \cdot q)/M$	Энергия γ^* в лаб. системе
$y = \frac{(p \cdot q)}{(p \cdot k)} = \frac{\nu}{E}$	Доля энергии первичного мюона перешедшая γ^* в лаб. системе
$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$	Бьеркеновская скейлинговая переменная
$W^2 = (p + q)^2$	Квадрат инвариантной массы γ^*-N системы

Таблица 1.1: 4-импульсы и кинематические переменные используемые в описании ГНР.

Лоренц-инвариантные кинематические переменные используемые в описании ГНР представлены в таблице 1.1. Сечение реакции является функцией любых двух из них. Используя одни лишь соотношения между переменными и зная энергию пучковых мюонов, можно определить кинематическую область, доступную для измерений. Эта область, рассчитанная для энергий COMPASS, показана на рисунке 1.2. Ее границы в пространстве переменных (y, Q^2) или (x, Q^2) определяются с одной стороны кривой, соответствующей нулевому углу рассеяния мюона, и упругим рассеянием на нуклоне с другой стороны. На практике, не имея возможности записывать все события, приходится проводить селекцию уже на уровне триггера (см. главу 2.7). Так, например, события с $y < 0.1$ отбрасываются по причине малого деполяризационного фактора в этой области (см. ниже).

Структурные функции

В приближении однофотонного обмена дифференциальное сечение рассеяния может быть записано в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{Q^4 M} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (1.3)$$

Тензора $L_{\mu\nu}$ и $W^{\mu\nu}$ соответствуют мюонной и адронной вершинам диаграммы, показанной на рис. 1.1. Лептонный тензор $L_{\mu\nu}$ описывает процесс излучения лептоном виртуального фотона

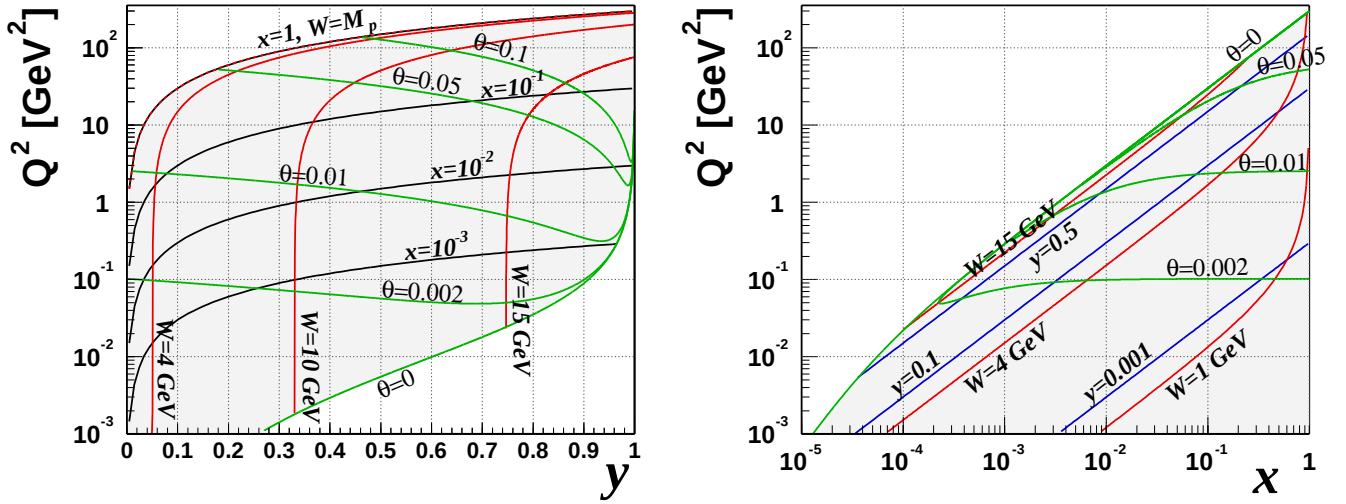


Рис. 1.2: Кинематическая область, доступная для измерений с мюонным пучком энергии 160 ГэВ. Линиям соответствуют положения точек, когда одна из кинематических переменных равна константе (см. надписи).

и рассчитывается в рамках квантовой электродинамики. $L_{\mu\nu}$ может быть представлен в виде суммы двух частей: симметричной и антисимметричной относительно перестановки индексов μ и ν

$$L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^S + i L_{\mu\nu}^A. \quad (1.4)$$

Используя диагональный метрический тензор $g_{\mu\nu}$ и полностью антисимметричный тензор $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$, запишем

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^S &= 2 \left[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} (k \cdot k' - m_l^2) \right] \\ L_{\mu\nu}^A &= 2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho s^\sigma. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Аналогичным образом адронный тензор $W^{\mu\nu}$, содержащий информацию о внутренней структуре ядра мишени, разлагается на симметричную и антисимметричную части:

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^S + i W_{\mu\nu}^A. \quad (1.6)$$

В отличие от $L_{\mu\nu}$, адронный тензор не может быть полностью рассчитан теоретически, так как зависит от динамики взаимодействия, имеющей непертурбативную природу. Соображения ковариантности, сохранения четности и сохранения тока ($q^\mu W_{\mu\nu} = 0$) позволяют сократить количество возможных комбинаций 4-векторов. Так, для нуклона (спин $\frac{1}{2}$) симметричная и антисимметричная части равны:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^S &= -g_{\mu\nu} F_1(x, Q^2) + \frac{p_\mu p_\nu}{M_\nu} F_2(x, Q^2) \\ W_{\mu\nu}^A &= \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \frac{q^\lambda}{\nu} \left[s^\sigma g_1(x, Q^2) + \frac{p \cdot q}{\nu} s^\sigma + \frac{s \cdot q}{\nu} p^\sigma \right] g_2(x, Q^2). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Здесь 4-вектор спина мишени s^μ удовлетворяет следующим условиям: $s^\mu p_\mu = 0$ и $s^2 = -1$. Также опущены члены пропорциональные q^μ , которые не дают вклада в произведение тензоров (ур.1.3) в силу сохранения лептонного тока $q^\mu L_{\mu\nu} = 0$. Структура адрона содержится в 4-х функциях F_1 , F_2 , g_1 и g_2 зависящих от x и Q^2 . Не имея возможности рассчитать их в рамках теории возмущений, измерение этих структурных функций являлось основной задачей многих экспериментов. В КПМ данные функции имеют четкий физический смысл: функции $g_{1,2}$

отвечают за распределение спина кварков в адроне, а $F_{1,2}$ описывают распределение импульса партонів, т.е. суммированы по всем возможным спиновым состояниям.

В случае рассеяния лептона на адроне со спином 1 (например дейтрон) ситуация усложняется. Помимо уже упомянутых 4-х функций, в симметричной части адронного тензора появляются дополнительные четыре. Их принято называть тензорными структурными функциями и обозначать b_1, b_2, b_3 и b_4 . Точные формулы для адронного тензора вынесены в приложение А. В КПМ тензорные функции отвечают за разность спиновых плотностей кварков, соответствующих проекциям спина адрона 0 и ± 1 . Так как b_i находятся в симметричной части адронного тензора, их измерения не зависят от поляризации пучка, и нет ослабления эффекта, связанного с деполяризационным фактором фотона. Дейтрон считается слабосвязанным состоянием протона и нейтрона, т.е. изначально считается что вклад b_i^d в сечение мал [5] и рассеяние происходит одним из нуклонов. Тензорные функции были недавно впервые измерены коллаборацией HERMES [6] и было показано, что возможное искажение в измерении g_1^d , связанное с незнанием b_1^d , не превышает 1%. Далее в анализе данных, мы полностью пренебрегаем этим вкладом и считаем, что рассеяние происходит на протоне, либо нейтроне с единственной поправкой на D-состояние волновой функции дейтрона.

Легко видеть, что в случае продольной поляризации, сумма сечений с сонаправленными ($\sigma^{\uparrow\uparrow}$) и противонаправленными ($\sigma^{\uparrow\downarrow}$) векторами поляризации пучка и мишени пропорциональна свертке симметричных членов лептонного и адронного тензоров: $d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} + d^2\sigma^{\uparrow\uparrow} \propto L_{\mu\nu}^S W^{\mu\nu S}$. В то же время разность сечений пропорциональна свертке антисимметричных членов: $d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} - d^2\sigma^{\uparrow\uparrow} \propto L_{\mu\nu}^A W^{\mu\nu A}$. Запишем эти выражения в явном виде. Для суммы сечений получаем выражение:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} + \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{8\alpha^2 E'^2}{MQ^4} \left[2 \sin^2 \frac{\theta}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{M}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} F_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.8)$$

Выражение для разности сечений имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{MQ^2\nu} \frac{E'}{E} \left[(E + E' \cos \theta) g_1(x, Q^2) + 2xM g_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.9)$$

Таким образом получаем, что спиновая зависимость сечения лептон-нуклонного ГНР может быть определена в измерениях разности сечений с противоположно направленными спинами частиц пучка и мишени.

Скейлинг

В 1968 году в Станфорде на линейном ускорителе электронов было обнаружено, что в области $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ формфакторы ГНР почти перестают зависеть от переданного 4-импульса:

$$F_1(x, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} F_1(x) \quad F_2(x, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} F_2(x). \quad (1.10)$$

Эффект был интерпретирован как наличие точечной структуры внутри нуклона, на которой и происходило рассеяние электрона. Явление получило название скейлинга Бьеркена, в честь Дж. Бьеркена давшего объяснение, основанное на алгебре токов. Это открытие способствовало развитию партонной модели, согласно которой нуклон состоит из точечных составляющих – партонів. Позднее партоны были отождествлены с кварками. В “наивной” кварк-партонной модели переменная Бьеркена x имеет простой физический смысл. Если рассматривать реакцию в системе Брейта, где импульс нуклона существенно больше характерных импульсов партонів внутри нуклона, то x – это доля импульса нуклона, переносимая кварком участвующим в процессе соударения. Нарушение скейлинга предсказывается КХД, где слабое логарифмическое убывание константы сильного взаимодействия $\alpha_s(Q^2)$ приводит к зависимости функций распределения от Q^2 .

Выражение, аналогичное (1.10), можно также записать для спиновых функций

$$g_1(x, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} g_1(x) \quad g_2(x, Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} g_2(x) . \quad (1.11)$$

Асимметрии сечений взаимодействия

Производя измерения с поляризованным пучком мюонов рассеивающимся на поляризованной мишени и используя уравнения для разности сечений с противоположно направленными спинами частиц пучка и мишени (1.9), мы можем получить структурные функции g_1 и g_2 . Однако на практике ситуация сильно усложняется, так как измерение сечений требует знания акцептанса установки и потока налетающих лептонов. Поэтому в эксперименте измеряются асимметрии сечений, используя которые мы можем избежать проблем связанных с определением акцептанса и потока (см. раздел 4.3). Обозначая стрелками относительное направление поляризаций пучка и мишени, запишем:

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \quad A_{\perp} = \frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow} - \sigma^{\uparrow\leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\rightarrow} + \sigma^{\uparrow\leftarrow}} . \quad (1.12)$$

Здесь, помимо сечений соответствующих продольно поляризованной мишени, мы вводим в рассмотрение сечения $\sigma^{\uparrow\rightarrow}$ и $\sigma^{\uparrow\leftarrow}$, которые соответствуют рассеянию на поляризованной перпендикулярно пучку мишени. Измеряемые в эксперименте лептонные асимметрии могут быть представлены через продольную и поперечную асимметрии виртуального фотона A_1 и A_2 :

$$A_{\parallel} = D (A_1 + \eta A_2) \quad (1.13)$$

$$A_{\perp} = d (A_2 - \xi A_1) , \quad (1.14)$$

где кинематические факторы D , η , d и ξ входящие данные выражения равны

$$\begin{aligned} D &= \frac{y(1 + \gamma^2 y/2)(2 - y)}{y^2(1 + \gamma^2) + 2(1 + R)(1 - y - \gamma^2 y^2/4)} \stackrel{\gamma^2 \ll 1}{\simeq} \frac{y(2 - y)}{2(1 - y)(1 + R) + y^2} \\ \eta &= \gamma \cdot \frac{1 - y - \gamma^2 y^2/4}{(1 - y/2)(1 + \gamma^2 y/2)} \stackrel{\gamma^2 \ll 1}{\simeq} \gamma \cdot \frac{1 - y}{1 - y/2} \\ d &= \frac{\sqrt{1 - y - \gamma^2 y^2/4}}{1 - y/2} D \stackrel{\gamma^2 \ll 1}{\simeq} \frac{\sqrt{1 - y}}{1 - y/2} D \\ \xi &= \gamma \cdot \frac{1 - y/2}{1 + \gamma^2 y/2} \stackrel{\gamma^2 \ll 1}{\simeq} \gamma \cdot (1 - y/2) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Здесь используется обозначение $\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$. В выражение для деполяризационного фактора D входит структурная функция R , являющаяся отношением сечений поглощения фотонов с продольной (σ^L) и поперечной (σ^T) поляризациями: $R = \sigma^L/\sigma^T$. Она может быть выражена через неполяризованные структурные функции $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ следующим образом (приложение А):

$$R = (1 + \gamma^2) \frac{F_2}{2xF_1} - 1 . \quad (1.16)$$

Это выражение справедливо для адронов со спином $\frac{1}{2}$, а также для адронов со спином 1, в случае пренебрежения тензорными функциями. При переходе к бьеркеновскому пределу получаем хорошо известное соотношение Каллана–Гросса [10]: $2xF_1(x) \simeq F_2(x)$.

Важно отметить, что в выражениях (1.15) кинематические факторы η и ξ подавлены на величину γ . Это позволяет пренебрегать вторыми членами в уравнениях для лептонных асимметрий (1.13) и (1.14) при работе в области ГНР. В частности в данной работе мы предполагаем $A_{\parallel} = D A_1$.

Асимметрии фотона A_1 и A_2 представляют большой интерес с физической точки зрения, чем лептонные асимметрии, так как им может быть дана интерпретация в терминах структурных функций адрона. Для нуклонов и дейтрона фотонные асимметрии имеют вид:

$$\boxed{\text{spin } 1/2} \quad A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad \boxed{\text{spin } 1} \quad A_1 = \frac{3}{2} \frac{\sigma_0 - \sigma_2}{\sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2} \quad (1.17)$$

$$A_2 = \frac{2\sigma_{1/2}^{TL}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad A_2 = \frac{3}{2} \frac{\sigma_0^{TL} + \sigma_1^{TL}}{\sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2} \quad (1.18)$$

Здесь σ_J – сечения поглощения виртуального фотона адроном для случаев с проекцией полного углового момента J . Интерференционные члены σ^{TL} являются результатом вклада в сечение амплитуд переворота спинов фотона и ядра в Комптоновском рассеянии. Полное сечение рассеяния поперечного фотона в случае нуклона равно $\sigma_T = (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2})/2$. Для случая дейтрона $\sigma_T = (\sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2)/3$. Тогда используя неравенство $\sigma^{TL} \leq \sqrt{\sigma^L \sigma^T}$ получаем ограничение сверху на A_2 :

$$A_2 = \frac{\sigma^{TL}}{\sigma^T} \leq \sqrt{\frac{\sigma^L \sigma^T}{\sigma^T \sigma^T}} = \sqrt{R} . \quad (1.19)$$

Более жесткое ограничение на абсолютную величину A_2 представлено в работе [7]:

$$|A_2| \leq \sqrt{R(1 + A_1)/2} . \quad (1.20)$$

Это еще раз обосновывает правильность пренебрежения вторым членом в уравнении (1.13), так как в области сравнительно малых Q^2 эксперимента R мало (≈ 0.1).

Измерив лептонные асимметрии и с учетом кинематических факторов рассчитав асимметрии A_1 и A_2 , мы получаем доступ к спинозависимым структурным функциям адрона:

$$A_1 = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \quad (1.21)$$

$$A_2 = \gamma \cdot \frac{g_1 + g_2}{F_1} \quad (1.22)$$

Исключив из уравнений (1.13), (1.21) и (1.22) функцию g_2 , найдем выражение для g_1 , которое в дальнейшем использовалось в этой работе:

$$g_1 = \frac{F_1}{1 + \gamma^2} \left[\frac{A_{\parallel}}{D} + (\gamma - \eta) A_2 \right] \simeq F_1 \frac{A_{\parallel}}{D} . \quad (1.23)$$

Дейтрон как связанное состояние

Дейтрон является слабо-связанным состоянием протона и нейтрона, с энергией связи порядка 2.2 МэВ. В волновой функции дейтрона доминирует пространственно-симметричное состояние S (орбитальное квантовое число $L = 0$), т.е. спины нейтрона и протона сонаправлены, образуя спин дейтрона 1. Так как энергия связи мала, можно пренебречь ядерными эффектами, изменяющими внутреннюю структуру нуклона. Тогда структурная функция дейтрона является полусуммой структурных функций протона и нейтрона: $g_1^d = (g_1^p + g_1^n)/2$. Тем не менее существует малая вероятность $\omega_D \approx 5\%$ [20] обнаружить данную связанную систему в D -состоянии ($L = 2$), где спины нуклонов противоположны орбитальному моменту. Используя коэффициенты Клебша-Гордана запишем:

$$g_1^d = \frac{g_1^p + g_1^n}{2} (1 - \frac{3}{2} \omega_D) . \quad (1.24)$$

Если подставить в эту формулу вероятность найти дейтрон в D -состоянии, получим коэффициент, дающий поправку на связанное состояние нуклонов. Он равен 0.925.

Кварк–партонная модель

Согласно наивной КПМ [9] нуклон состоит из точечных невзаимодействующих между собой объектов, партонов. В качестве партонов выступают три валентных кварка, пары кварк–антикварк (так называемые морские кварки) и глюоны. Кварки являются дираковскими частицами, имеющими дробные заряды. Глюоны, электрически нейтральные, в реакциях не участвуют. Однако они необходимы КПМ, так как переносят порядка 50% импульса нуклона. Их роль переносчиков сильного взаимодействия раскрывается в теории КХД.

Описание ГНР взаимодействия лептона и нуклона производится в системе отсчета, в которой нуклон движется с бесконечно большим импульсом. Таким образом массами партонов можно пренебречь, а направление их движения можно считать коллинеарным импульсу нуклона. Предполагается, что время взаимодействия, порядка $1/\sqrt{Q^2}$, достаточно мало и кварки не успевают провзаимодействовать друг с другом. Реакция является упругим рассеянием лептона на кварке.

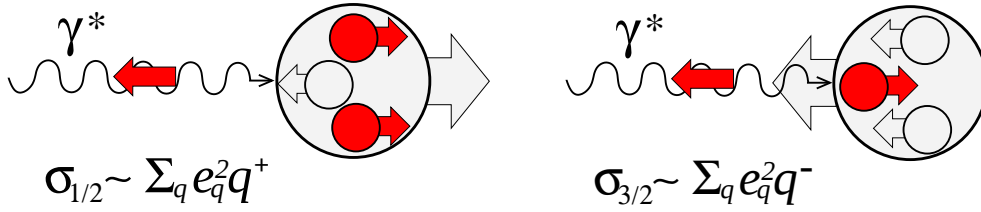


Рис. 1.3: Взаимодействие виртуального фотона с кварками в КПМ. q^+ (q^-) – кварковые плотности для случая, когда спин кварка сонаправлен (противонаправлен) спину нуклона. Взаимодействующие кварки закрашены темным цветом.

Обозначим через q^+ (q^-) кварковые плотности для случая, когда спин кварка сонаправлен (противонаправлен) спину нуклона. В силу закона сохранения углового момента виртуальный фотон может взаимодействовать только лишь с кварком, спин которого направлен в противоположную сторону спину фотона (рис.1.3). Таким образом, меняя взаимную спиновую ориентацию лептона и нуклона, мы можем исследовать либо q^+ , либо q^- . Тогда для спиннезависимой и спинозависимой комбинаций кварковых плотностей запишем:

$$\begin{aligned} q(x) &= q^+(x) + q^-(x) \\ \Delta q(x) &= q^+(x) - q^-(x) . \end{aligned} \quad (1.25)$$

Структурные функции F_1 и g_1 являются линейными комбинациями кварковых плотностей, где вес, с которым каждая плотность входит в сумму, равен квадрату заряда данного кварка:

$$\begin{aligned} F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)] \\ g_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 [\Delta q_i(x) + \Delta \bar{q}_i(x)] . \end{aligned} \quad (1.26)$$

Заметим, что в наивной кварк-партонной модели кварковые плотности зависят только от доли импульса x , переносимой кварком. В лидирующем порядке КХД выражение (1.26) выглядит абсолютно так же, хотя скейлинг нарушается и появляется дополнительная зависимость кварковых плотностей от Q^2 .

Так как в сумму по кварковым ароматам функции распределения входят в комбинации $\Delta q + \Delta \bar{q}$, то измерение g_1 не позволяет разделить спиновые плотности кварков и антикварков. Решением проблемы может быть нахождение асимметрий для событий с ассоциативным рождением адронов (так называемые полу-инклюзивные реакции). В таком случае кварковые плотности входят в сумму с весами пропорциональными вероятности фрагментации данного

кварка в зарегистрированный адрон. В принципе, детектируя в конечном состоянии адроны разных типов, возможно полное разделение кварков и антикварков разных ароматов [54].

Что касается структурных функций F_2 и g_2 , то в КПМ спинезависимая функция F_2 связана с F_1 выражением Каллана–Гросса [10]:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) .$$

В противоположность F_2 , в КПМ $g_2 = 0$. Интерпретация g_2 может быть дана лишь в рамках КХД. Данная функция появляется как вклад от более высоких твистов и есть результат кварк–глюонного взаимодействия.

Кварк-партонная модель и КХД

Описание сильного взаимодействия, которое отвечает за силы, связывающие кварки в адроны, дается квантовой хромодинамикой (КХД). Теория построена на основе принципа локальной калибровочной инвариантности относительно преобразований в трехцветном комплексном пространстве внутренних симметрий. Появившись в начале 70-х годов, КХД существенно расширила возможности кварк-партонной модели, предоставив возможность описания динамики жестких процессов. Так, например, одним из следствий теории является нарушение скейлинга в ГНР, т.е. появление слабой зависимости структурных функций от Q^2 .

При величине константы связи $\alpha_s(Q^2)$ близкой к единице описание взаимодействия кварков и глюонов методом теории возмущений не работает. Для значений Q^2 , при которых это происходит, принято обозначение Λ^2 и название “масштабный параметр КХД”. Величина Λ имеет порядок типичных адронных масс (≈ 200 МэВ). Для того, чтобы иметь возможность интерпретации физических результатов эксперимента в КХД, область малых Q^2 отбрасывается. Традиционно в экспериментах по ГНР используется ограничение $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, хотя вопрос об области применимости КХД является отчасти делом вкуса.

Одним из основополагающих элементов описания жестких процессов является теорема факторизации. Согласно этой теореме, при $Q^2 \rightarrow \infty$ сечение жесткого процесса асимптотически представимо в виде произведения двух множителей, которые делят между собой зависимость от больших (например Q^2) и малых (например массы адронов) переменных. В случае глубоко-неупругого рассеяния лептона на нуклоне сечение задается суммой произведений функций распределения кварков и глюонов в нуклоне на сечение рассеяния лептона на данном партоне. Последнее зависит от Q^2 и раскладывается в ряд по α_s , что соответствует учету поправок за счет испускания глюонов и рождения кварк–антикварковых пар. Функции партонных распределений определяются взаимодействием составляющих адрон партонов на больших расстояниях. Они не вычислимы по теории возмущений и составляют феноменологический элемент схемы.

Измеряемые в эксперименте структурные функции могут быть разложены по партонным распределениям как

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \langle e^2 \rangle \left[C_q^S \otimes \Delta \Sigma + C_q^{NS} \otimes \Delta q^{NS} + 2n_f C_G \otimes \Delta G \right] , \quad (1.27)$$

где средний квадратичный заряд кварков $\langle e^2 \rangle = \frac{1}{n_f} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2$; коэффициентные функции C_q^S , C_q^{NS} и C_G зависят от x и Q^2 и рассчитываются в КХД; $\Delta G(x, Q^2)$ – плотность распределения спина глюонов. Здесь введено обозначение для свертки двух функций

$$(a \otimes b)(x) = \int_x^1 a\left(\frac{x}{y}\right) b(y) \frac{dy}{y} .$$

В уравнении (1.27) кварковые плотности разложены в комбинации согласно группе $SU(3)$, которая описывает симметрию ароматов трех легких кварков u , d и s . Плотности группируются

в синглетную $\Delta\Sigma(x, Q^2)$ и не синглетную $\Delta q^{NS}(x, Q^2)$ комбинации:

$$\begin{aligned}\Delta\Sigma(x, Q^2) &= \sum_{i=1}^{n_f} [\Delta q_i(x, Q^2) + \Delta \bar{q}_i(x, Q^2)] \\ \Delta q^{NS}(x, Q^2) &= \sum_{i=1}^{n_f} \left(\frac{e_i^2}{\langle e^2 \rangle} - 1 \right) [\Delta q_i(x, Q^2) + \Delta \bar{q}_i(x, Q^2)] .\end{aligned}\quad (1.28)$$

Коэффициентные функции C_q^S , C_q^{NS} и C_G рассчитываются в теории возмущений, причем начиная со второго порядка начинают зависеть от схемы перенормировок и количества кварковых ароматов [13]. В лидирующем порядке (ЛП) теории $C_q^S = C_q^{NS} = 1$, а $C_G = 0$. Таким образом в ЛП пропадает зависимость g_1 от глюонной поляризации, и уравнение (1.27) посредством несложных преобразований приводится к виду (1.26).

Эволюция кварковых и глюонных распределений в нуклоне при изменении Q^2 определяется уравнениями ДГЛАП [12]:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \Delta q^{NS} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{qq}^{NS} \otimes \Delta q^{NS} \\ \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \Delta\Sigma \\ \Delta G \end{pmatrix} &= \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq}^S & 2n_f P_{qG}^S \\ P_{Gq}^S & P_{GG}^S \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Delta\Sigma \\ \Delta G \end{pmatrix} ,\end{aligned}\quad (1.29)$$

где $t = \log(Q^2/\Lambda^2)$. Функции $P_{ij}(\frac{x}{y})$ носят название расщепляющих и в ЛП имеют смысл вероятности партону типа i , несущему долю импульса x , быть образованным от партона типа j , несущего долю импульса y . Функции расщепления были рассчитаны в КХД вплоть до второго порядка [14]. Отметим преимущество описания динамики кварков в терминах теории групп: в уравнениях эволюции не происходит смешивания несинглетной комбинации кварковых плотностей с функцией глюонного распределения.

Важно отметить, что используя уравнения кварк–глюонной эволюции и имея измерения структурной функции $g_1(x, Q^2)$ в различных точках фазового пространства, мы можем извлечь партонные распределения. Зависимость партонных распределений от Q^2 определяется КХД, а для описания x -зависимости используется параметризация при каком-либо фиксированном Q_0^2 . Используя уравнения (1.29), $g_1(x, Q^2)$ рассчитывается для всего фазового объема (x, Q^2) измерений. Расчитанные значения сравниваются с измеренными для вычисления χ^2 . Далее выполняется стандартная процедура минимизации, с варьированием параметров начальных партонных распределений в Q_0^2 с целью уменьшения общего χ^2 . К сожалению задача усложняется отсутствием аналитического решения. Поэтому решение системы дифференциальных уравнений требует использование численных методов.

Заметим, что структурные функции g_1 и g_2 появляются в формализме алгебры токов, когда адронный тензор записывается в наиболее общей форме. По сути дела они представляют собой сечения (с учетом кинематических факторов) и, следовательно, могут быть измерены в эксперименте. Партонные же распределения $\Delta\Sigma$, Δq^{NS} и ΔG являются скорее математическими объектами и, помимо кинематических переменных, зависят от схемы вычислений, используемой в КХД. Они и будут являться конечной целью нашего анализа.

Вклад высших твистов

Высшие твисты представляют собой непертурбативный вклад в лептон–нуклонное сечение рассеяния. Они появляются в следствие кварк–кварковой и кварк–глюонной корреляции в нуклоне, т.е. фактически служат описанием когерентного рассеяния лептона на нуклоне. Данный эффект может быть наглядно продемонстрирован с помощью диаграмм Фейнмана (рис. 1.4). Для описания эффекта используется техника операторного разложения [23]. Твисты – это члены в разложении партонных распределений, содержащие в себе зависимость типа $1/Q^n$, где

$n = 0, 1, 2, \dots$ Образно говоря, чем меньше твист, тем корреляцию меньшего количества партонов он описывает. Так, например, твист-2 соответствует рассеянию виртуального фотона на свободных кварках, и используется в расчетах пертурбативной КХД. Как правило, говоря о жестких процессах, подразумевается $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$, что позволяет работать лишь с членами не подавленными на Q (так называемый твист-2, $n = 0$). При работе в кинематической области $Q^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2$ вклад высоких твистов не всегда можно игнорировать.

Структурная функция $g_1(x, Q^2)$ имеет четкую интерпретацию в ЛП КХД в терминах партонных распределений (ур. 1.26). Поправки, связанные с высшими твистами, имеют порядок $\mathcal{O}(1/Q^2)$ и могут быть записаны как [98]

$$g_1(x, Q^2) = g_1(x, Q^2)_{LT} + g_1(x, Q^2)_{HT} \quad (1.30)$$

$$= g_1(x, Q^2)_{LT} + \left[\frac{h^{TMC}(x, Q^2)}{Q^2} + \frac{h(x, Q^2)}{Q^2} \right] + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q^4}\right). \quad (1.31)$$

Здесь введены обозначения для лидирующего твиста LT и первого ненулевого вклада от высших твистов HT . Структурная функция $h(x, Q^2)$ представляет собой твист-4 и есть результат взаимодействия партонов в нуклоне. Сюда же мы добавили член $\frac{h^{TMC}(x, Q^2)}{Q^2}$, который связан с кинематическими поправками на массу нуклона [22]. По сути дела данный вклад не имеет отношения к операторному разложению, но его необходимо учитывать, так как он имеет ту же зависимость от Q^2 . Для того чтобы отличать эти два члена, твисты, полученные в операторном разложении, также иногда называют динамическими твистами.

Другим примером проявления высших твистов может служить структурная функция $g_2(x, Q^2)$. Интерпретация $g_2(x, Q^2)$ осложнена тем, что данная структурная функция содержит вклады как продольных, так и поперечных партонных распределений. Используя технику операторного разложения, Ванзура и Вилчек показали [24], что $g_2(x, Q^2)$ может быть представлена в виде суммы

$$g_2(x, Q^2) = \tilde{g}_2(x, Q^2) + g_2^{WW}(x, Q^2) \quad (1.32)$$

$$= \tilde{g}_2(x, Q^2) + \left[-g_1(x, Q^2) + \int_x^1 \frac{dz}{z} g_1(z, Q^2) \right], \quad (1.33)$$

где второй член $g_2^{WW}(x, Q^2)$ принадлежит твисту-2 и имеет логарифмическую зависимость от Q^2 . Первый член, в пренебрежении массами кварков по сравнению с массой нуклона, является вкладом от твиста-3 и имеет порядок $\mathcal{O}(1/Q)$. Соответствующие структурным функциям протона и дейтрона $g_2^{p,d}$ асимметрии $A_2^{p,d}$ были впервые измерены SMC [25]. Позднее, более точные результаты были получены в экспериментах лаборатории SLAC E143 [47] и E155 [26]. Во всех экспериментах использовалась поперечно-поляризованная мишень.

Первые моменты

Интегралы от кварковых плотностей (первые моменты),

$$\Delta q = \int_0^1 \Delta q(x) dx,$$

играют важную роль в спиновой физике, так как имеют четкую физическую интерпретацию. Интегрируя $\Delta q(x)$ по всему интервалу x мы получаем долю данного типа кварков в спине нуклона. Для первых моментов структурных функций протона и нейтрона в КПМ (ур. 1.26) можем записать:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9}(\Delta u + \Delta \bar{u}) + \frac{1}{9}(\Delta d + \Delta \bar{d}) + \frac{1}{9}(\Delta s + \Delta \bar{s}) \right] \\ \Gamma_1^n &= \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9}(\Delta d + \Delta \bar{d}) + \frac{1}{9}(\Delta u + \Delta \bar{u}) + \frac{1}{9}(\Delta s + \Delta \bar{s}) \right] \end{aligned} \quad (1.34)$$

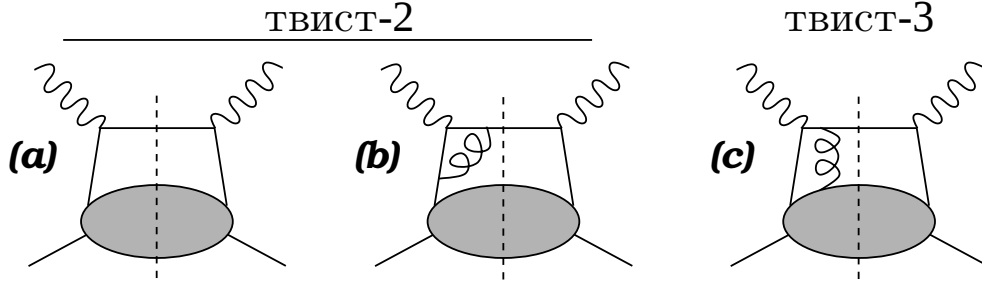


Рис. 1.4: Фейнмановские диаграммы для процессов в лидирующем твисте (*a*, *b*) и диаграмма в твист-3 (*c*), т.е. подавление на фактор M/Q . Диаграмма (*b*) соответствует КХД поправкам к диаграмме (*a*).

Здесь, при написании Γ_1^n , мы использовали свойство изоспиновой симметрии кварков u и d . Так как массы протона и нейтрона очень близки, то данная симметрия выполняется с высокой точностью. Взяв кварковые распределения протона за базис, использовалось обозначение $\Delta u \equiv \Delta u^p = \Delta d^n$ и $\Delta d \equiv \Delta d^p = \Delta u^n$.

Используя разложение $g_1^p(x, Q^2)$ по партонным функциям (ур.1.27), получим первый момент. Запишем его в терминах синглетного (a_0) и несинглетных (a_3 и a_8) матричных элементов аксиального тока:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p(Q^2) &= \int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx = \frac{C_1^S(Q^2)}{9} a_0(Q^2) + \frac{C_1^{NS}(Q^2)}{12} \left[+a_3 + \frac{1}{3}a_8 \right] \\ \Gamma_1^n(Q^2) &= \int_0^1 g_1^n(x, Q^2) dx = \frac{C_1^S(Q^2)}{9} a_0(Q^2) + \frac{C_1^{NS}(Q^2)}{12} \left[-a_3 + \frac{1}{3}a_8 \right] \end{aligned} \quad (1.35)$$

Матричные элементы a_0 , a_3 и a_8 представляют собой комбинации аксиальных матричных элементов легких кварков a_u , a_d и a_s , собранных согласно представлению группы ароматов $SU(3)$, где $a_{qs\mu} = \langle ps | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | ps \rangle$ для $q = u, d, s$. В наивной КПМ a_q трактуется как Δq . Тогда используя данные обозначения запишем:

$$\begin{aligned} a_0 &= a_u + a_d + a_s \stackrel{\text{КПМ}}{\equiv} \Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} + \Delta s + \Delta \bar{s} \\ a_3 &= a_u - a_d \equiv \Delta u + \Delta \bar{u} - (\Delta d + \Delta \bar{d}) \\ a_8 &= a_u + a_d - 2a_s \equiv \Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}) \end{aligned} \quad (1.36)$$

Так как в ЛП КХД коэффициенты Вильсона $C_1^S = C_1^{NS} = 1$, то подставив ур. (1.36) в (1.35) получим в точности выражение для первого момента (1.34), выведенное в КПМ.

В уравнениях (1.35) мы в явном виде записали зависимость членов от Q^2 , которая появляется в силу элементарных процессов связанных с взаимодействием кварков посредством глюонов. Несинглетные матричные элементы a_3 и a_8 данной зависимости не имеют, так как аномальный вклад от глюонов в асимметричных комбинациях токов сокращается, что к сожалению не происходит в случае суммы токов $a_0 = a_0(Q^2)$. Используя только лишь предположение о $SU(2)$ изоспиновой симметрии u и d кварков, с помощью алгебры токов Бьеркену удалось связать матричный элемент a_3 с константой g_A/g_V , измеряемой в β -распаде нейтрона [16]. Элемент a_8 может быть получен аналогичным образом, но так как он содержит странность, то для его нахождения требуется $SU(3)$ симметрия кварков u , d и s . Он был получен из анализа измерений g_A/g_V в β -распадах барионов октета p , n , Λ , $\Sigma^{0,\pm}$ и $\Xi^{0,-}$ [8]. Таким образом было получено [8, 17]:

$$\begin{aligned} a_3 &= F + D = 1.2695 \pm 0.0029 \\ a_8 &= 3F - D = 0.579 \pm 0.025, \end{aligned} \quad (1.37)$$

где F и D – константы гиперонных распадов.

В ЛП КХД так же, как и в КПМ, a_0 может трактоваться как суммарная поляризация кварков $\Delta\Sigma$ и не зависит от Q^2 . Однако начиная со второго порядка КХД ситуация усложняется, так как появляется вклад от глюонной поляризации ΔG , который приносит с собой зависимость от Q^2 . Кроме того, начиная со второго порядка КХД, появляется неоднозначность в определении партонных распределений, т.е. $\Delta\Sigma$ становится зависимой от используемой в КХД схемы перенормировок. Приведем в качестве примера схемы $\overline{MS}$ и AB :

- При расчетах в калибровочно-инвариантной схеме $\overline{MS}$ [14] глюоны не дают вклада в $\Gamma_1(Q^2)$. Однако в этой схеме нарушается киральная симметрия и аксиальный ток не сохраняется, что также означает $a_0(Q^2) = \Delta\Sigma(Q^2)$.
- При вычислениях в схеме Адлера-Бардина (AB) [15], не нарушающей киральную симметрию, первые моменты кварковых распределений Δq не зависят от Q^2 . В данной схеме имеем:

$$\begin{aligned} a_s(Q^2) &= \Delta s - \frac{1}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2) \\ a_0(Q^2) &= \Delta\Sigma - \frac{n_f}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G(Q^2) \end{aligned} \quad (1.38)$$

Если проводить сравнение с наивной КПМ, то схема AB выглядит предпочтительнее, так как кварковый вклад не зависит от Q^2 .

Зависимость (1.38) получила название **глюонной аксиальной аномалии**. Данный эффект вносит неоднозначность в интерпретацию измерений, так как находящаяся в эксперименте величина a_0 не дает поляризацию кварков как предполагалось в наивной КПМ. Кварковый вклад эффективно экранируется глюонами не может быть подсчитан без знания ΔG . На рис. 1.5 показаны зависимости $\Delta\Sigma$ и Δs от поляризации глюонов ΔG . Если предположить, что глюоны в нуклоне не поляризованы ($\Delta G = 0$), то получим так называемый “спиновый кризис”: $\Delta\Sigma \approx 0.2$ и $\Delta s \approx -0.1$. Однако, к примеру, если поляризация глюонов положительна и равна ≈ 2.5 , то имеем величины предсказываемые КПМ $\Delta\Sigma \approx 0.6$ и $\Delta s \approx 0$.

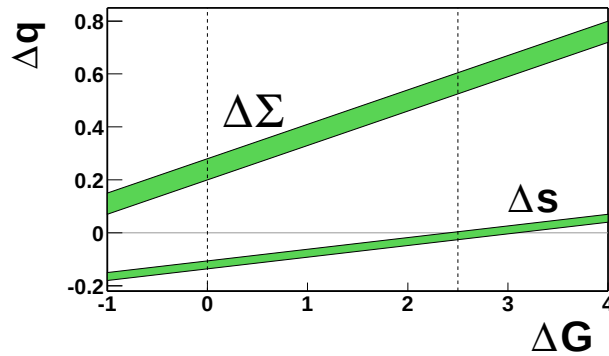


Рис. 1.5: Суммарный вклад кварков $\Delta\Sigma$ и вклад странных кварков Δs в спин нуклона как функции глюонной поляризации ΔG .

Правила сумм

Правилам сумм играют важную роль в спиновой физике. Рассмотрим здесь два из них, связывающих между собой первые моменты спиновых структурных функций нуклона. Вычитая

$\Gamma_1^n(Q^2)$ из $\Gamma_1^p(Q^2)$ получим (ур. 1.35):

$$\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{6} a_3 C^{NS}(Q^2) = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| C_1^{NS}(Q^2). \quad (1.39)$$

Это выражение в КПМ ($C_1^{NS} = 1$) было получено **Бьеркеном** [16] с использованием алгебры токов в предположении изоспиновой симметрии кварков u и d . Являясь модельно-независимым, данное правило связывает между собой в одном уравнении величины разных порядков. С левой стороны стоят первые моменты структурных функций нуклонов, имеющих интерпретацию в ГНР, т.е. область высоких энергий. С правой стороны стоит аксиальный заряд, измеряемый в распаде нейтрона, – область низких энергий. Позднее уравнение (1.39) было получено в КХД, и является фундаментальным предсказанием теории. Экспериментально величина g_A/g_V находится из измерений времени жизни нейтрона и известна с высокой точностью $g_A/g_V = -1.2695 \pm 0.0029$ [17]. Измерение моментов структурных функций нуклонов и проверка правила являлась основной задачей многих экспериментов (раздел 1.2).

Правило **Эллиса–Джаффе** [18] является приближенным, так как предполагает точную симметрию трех легких кварков. Однако в отличие от изоспиновой $SU(2)$ симметрии u и d , $SU(3)$ нарушается по причине заметно большей массы s кварка. Исследование на тему чувствительности кварковых распределений к нарушению $SU(3)$ в КХД анализе структурных функций можно найти в [19]. Подставляя несинглетные элементы a_3 и a_8 , выраженные через гиперонные константы (ур. 1.37), в уравнения для первых моментов (1.35), получим:

$$\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) = \left[+(-) \frac{1}{12} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| + \frac{1}{36} (3F - D) \right] C_1^{NS} + \frac{1}{9} (3F - D) C_1^S + \frac{1}{3} a_s C_1^S. \quad (1.40)$$

Все величины в правой части данного выражения, кроме a_s , нам известны. Если предположить, что странное море неполяризовано $a_s = 0$, то это позволит получить численную оценку для первых моментов $g_1^{p,n}$. Это также будет означать, что $a_0 = a_8 = 3F - D$ и, следовательно, суммарная кварковая поляризация составляет $\Delta\Sigma = a_0 \approx 0.6$.

Γ_1^p был измерен в эксперименте ЕМС, который обнаружил значительное отклонение Γ_1^p от предсказания правила Эллиса–Джаффе, предполагающего неполяризованную странность [38]. Таким образом гипотеза $a_s = 0$ не подтвердилась. Вместо этого a_s стал рассматриваться как свободный параметр и ур. (1.40) использовалось как дополнительное к двум уравнениям (1.37) для нахождения a_s . Подразумевая “наивную” трактовку измеренных матричных элементов аксиального тока, ЕМС обнаружил, что полный кварковый вклад $\Delta\Sigma = a_0 = 0.12 \pm 0.09 \pm 0.14$ [38]. Это стало началом “спинового кризиса” и явилось стимулом к проведению новых экспериментов. На данный момент КХД анализ мировых данных по $g_1^{p,n,d}$ приводит к значениям $\Delta\Sigma$, лежащим в пределах от 0.20 до 0.35 (см. например [95, 98]). Определение $\Delta\Sigma$ и численная оценка вклада результатов измерений COMPASS в точность нахождения $\Delta\Sigma$ являются объектом исследования данной диссертации.

1.2 Обзор экспериментов

В разделе приводится краткое описание экспериментов, проводивших измерения спиновых структурных функций нуклона в инклюзивных реакциях лептон-адронного рассеяния. Акцент делается на техническую сторону вопроса, т.е. изложение экспериментального подхода и особенностей установки. Физические результаты экспериментов и их сравнение с результатами COMPASS будут обсуждаться в главе 5. Здесь приводится описание только экспериментов, проводивших измерения в кинематической области ГНР ($Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$). Все они были выполнены на стационарных мишенях, где роль налетающей частицы играет лептон (электрон или мюон), а роль мишени – ядро атома.

Развитие спиновой физики тесно связано с развитием техники источников поляризованных лептонов. Поэтому особое внимание уделяется механизмам получения поляризации пучка. В зависимости от лаборатории применялись разнообразные механизмы: β -распады адронов, фотоионизация поляризованных атомов, фотоэмиссия полупроводников, спинозависимые эффекты в ускорителях. Также приводится описание эффектов, лежащих в основе поляризации мишени. Не имея возможности углубляться в детали, обсуждаются только характерные особенности экспериментов. Так, например, отличие экспериментов в лаборатории SLAC – высокая интенсивность пучка электронов, а преимущество экспериментов CERN заключается в наличии пучка мюонов высокой энергии, что позволяет исследовать область малых x , не выходя за предел ГНР.

В таблице 1.2 представлены основные характеристики экспериментов: кинематическая область, некоторые параметры пучка и мишени, а также светимость. Эксперименты сгруппированы по лабораториям. В конце каждой строчки дается ссылка на печатную работу, из которой была получена информация.

SLAC

Начнем описание экспериментальных установок с лаборатории SLAC, так как именно в здесь в середине 70-х началось исследование спиновой структуры нуклона в ГНР реакциях. Высокая интенсивность пучка, являющаяся основным достоинством экспериментов этой лаборатории, позволяет осуществлять набор данных в короткие сроки. Обычно программа эксперимента укладывается в несколько месяцев. Детальное описание используемых в SLAC источников поляризованных электронов можно найти в [28].

Первыми экспериментами, целью которых являлось измерение спиновых структурных функций, были E80 [44] и E130 [45]. Для получения поляризованных электронов использовался процесс фотоионизации пучка атомов ^6Li [27]. Сильно неоднородное магнитное поле секступоля использовалось для выделения атомов в состоянии с проекцией углового момента на направление движения $1/2$. Поляризованный пучок электронов получался посредством облучения атомов ^6Li ультрафиолетом с выбиванием электрона с верхней оболочки. Полученная предельная интенсивность в процессе была $2.6 \cdot 10^9 \text{ e}^-/\text{сброс}$ (продолжительность сброса 1.6 мсек и частота 180 сброс/сек). Поляризация пучка на выходе измерялась в процессах моллеровского рассеяния. Максимальная поляризация, которую удалось достичь методом фотоионизации, была 85%.

Хотя использование фотоионизационного источника позволило провести несколько успешных экспериментов, выход электронов в этом процессе был слишком низким. Линейный ускоритель мог функционировать при существенно больших нагрузках. Прогресс наметился, когда в 1978 году в эксплуатацию начинают входить источники, основанные на эффекте фотоэмиссии. Роль фотокатода в этих источниках выполняли соединения GaAs, которые образуют структуру, выращенную методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Так, например, в эксперименте E142 [46] в качестве фотокатода использовался AlGaAs при температуре 0° . Фотоэмиссия

начиналась при облучении поверхности фотокатода циркулярно поляризованным светом импульсного лазера. Используя данный метод, удалось увеличить интенсивность пучка более чем на порядок: $2 \cdot 10^{11} e^-/\text{сброс}$ при продолжительности сброса $\sim 1 \mu\text{сек}$ и частоте 120 сброс/сек. Однако поляризация электронов уменьшилась до 36%.

Следующим существенным шагом стало увеличение поляризации пучка. Исследование показало, что с помощью деформаций решетки GaAs, вызывающих сдвиг энергетических уровней, возможно поднять величину поляризации примерно в два раза. Диаграмма межуровневых переходов показана на рис. 1.6. Имея то же значение поляризации, как и в методе фотоионизации, в то же время сохранялся высокий выход электронов. В следующем за E142 эксперименте E143 [47] средняя поляризация пучка уже составляла 85%.

Во всех экспериментах SLAC, вплоть до E143, энергия пучка варьировалась в пределах от 10 до 30 ГэВ. Модернизация ускорителя позволила увеличить энергию пучка примерно в два раза. В экспериментах E154 [48] и E155 [49] она равнялась 48 ГэВ.

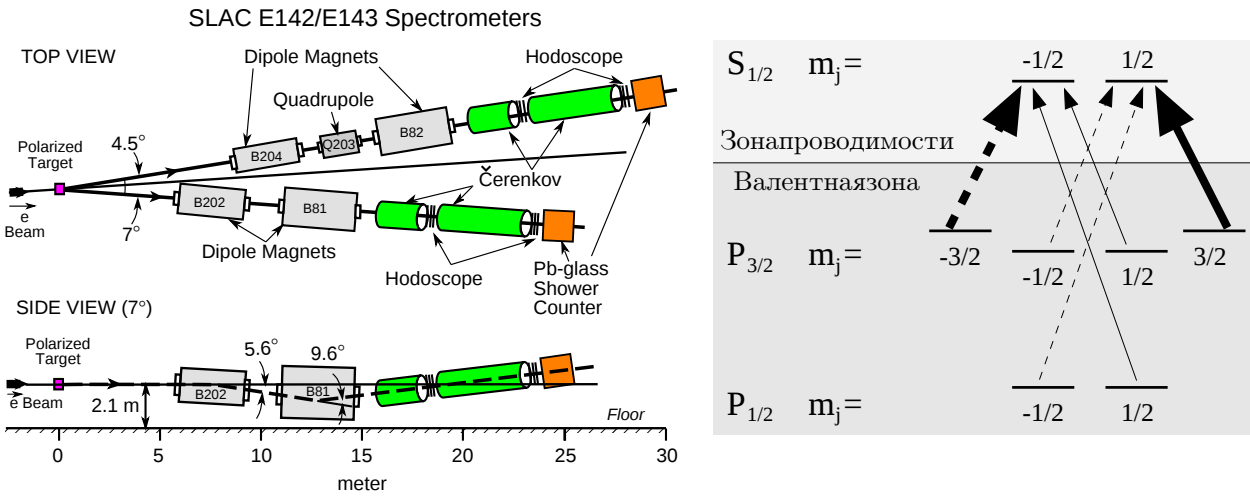


Рис. 1.6: Слева: спектрометры E142/E143 (1992-1993 гг) лаборатории SLAC. Справа: диаграмма межуровневых переходов в фотокатоде GaAs со смещенными, в силу добавок, энергетическими уровнями. Сплошными линиями показаны переходы из валентной зоны в зону проводимости при поглощении фотона со спиральностью -1 , пунктирными линиями – переходы инициированные фотоном со спиральностью $+1$.

Пучок падает на поляризованную мишень, толщиной несколько сантиметров. В первых экспериментах, при изучении спиновых структурных функций протона, в качестве рабочего вещества использовался бутанол. Позднее он был заменен на NH_3 , который обладает более высокой поляризационной способностью и более высоким фактором дилуции² (см. таб. 1.2). Для измерений структурных функций на дейтроне, атомы водорода в бутаноле и аммиаке заменялись на атомы дейтерия. Еще позднее, начиная с эксперимента E155, в качестве материала дейтронной мишени используется ^6LiD . Ядро ^6Li можно рассматривать как не имеющую спина α -частицу и ядро дейтрона, т.е. доля ядер, способных к поляризации, составляет 50%. При рабочей температуре вещества 1 К средняя поляризация составляла 22%. Рабочий материал мишени поляризовался методом динамической поляризации ядер (ДПЯ). Так как этот же метод используется в эксперименте COMPASS, он будет детально описан позднее, в разделе 2.4. Здесь мы более подробно коснемся измерений на нейтронной мишени.

Информация о спиновой структуре нейтрона может быть получена двумя способами. Первый способ заключается в использовании измерений, проведенных на протонной и дейтронной

²Коэффициент дилуции есть отношение сечения рассеяния на поляризованных ядрах рабочего вещества к полному сечению на всех ядрах веществ входящих в мишень (раздел 4.1).

мишенях (использовался в SMC [39]). С учетом поправочного коэффициента на волновое D-состояние, структурная функция дейтрона есть полусумма структурных функций протона и нейтрона. Очевидно, что в этом случае вклад в статистическую ошибку вносят как протонные, так и дейтронные данные. Поэтому более предпочтительным является второй способ. Он заключается в непосредственном измерении. В экспериментах E142 [46] и E154 [48] в качестве поляризованной “нейтронной мишени” использовался ^3He . В доминирующем S-состоянии волновой функции ^3He спины протонов направлены в противоположных направлениях и не вносят вклад в спин ядра, т.е. суммарный спин в основном ($> 87\%$) определяется оставшимся нейтроном. Процесс поляризации ядер ^3He основан на методе оптической накачки лазером [29] с последующей электрон-ядерной передачей спина [30]. В газообразный ^3He с плотностью порядка 10^{20} ядер/см³ подмешиваются атомы рубидия Rb, плотность которых на шесть порядков ниже. При облучении циркулярно поляризованным светом лазера электронная оболочка рубидия поляризуется. В соударениях атомов спин электронов передается ядрам гелия [30]. При использовании данного метода удалось достичь поляризацию порядка 35%.

Все эксперименты SLAC имеют схожие установки. Они, как правило, включают в себя несколько магнитных спектрометров, идентичных по набору детекторов, но с осями направленными под разными углами к оси первичного пучка (рис. 1.6). Так, в установках экспериментов E142 и E143 было по два спектрометра с углами 4.5° и 7.0° , а установки E154 и E155 имели по три спектрометра с углами 2.75° , 5.5° и 10.5° . Углы выбираются таким образом, чтобы оптимально покрыть исследуемую кинематическую область, определенную энергией пучка.

Так как единственной целью эксперимента являются инклюзивные реакции рассеяния, набор детекторов предельно ограничен. Основная задача – идентификация рассеянного электрона. В состав спектрометра входят два магнита–диполя, отклоняющих рассеянные электроны в противоположных направлениях в вертикальной плоскости (рис. 1.6). Тот факт, что отклонение происходит в противоположных направлениях, позволяет заметно расширить импульсный интервал детектируемых электронов. Кроме того система из двух магнитов не позволяет γ -квантам, рождающимся в больших количествах в мишени, проникнуть в расположенные за магнитами детекторы. Далее по пучку находится пара газовых пороговых черенковских счетчиков. Они работают на совпадение друг с другом и служат для подавления фона от рожденных в мишени пионов. По обе стороны от черенковских детекторов расположены годоскопные плоскости и триггерные счетчики. Годоскопы выполняют роль координатных детекторов. Зная положение мишени, а также прямолинейный сегмент трека за магнитами, можно восстановить импульс частицы. В самом конце спектрометра установлен электромагнитный калориметр. Помимо идентификации электронов, он также используется для измерения их энергии. Точность измерения сравнима с импульсным разрешением магнитного спектрометра.

CERN

Родоначальником экспериментов, исследовавших спиновую структуру нуклона в CERN, был EMC [38]. Спектрометр EMC, а также следующие за ним установки экспериментов SMC и COMPASS, располагался на выводном канале M2 ускорителя SPS. Мюоны получались в результате следующей цепи взаимодействий: $p \rightarrow \pi(K) \rightarrow \mu$. Последний распад происходит с нарушением четности, что приводит к образованию поляризации мюонов. К сожалению такой механизм формирования мюонного пучка накладывает сильные ограничения на интенсивность, которая на порядки меньше интенсивности экспериментов SLAC. Однако, имея энергию мюонов на порядок выше, EMC мог исследовать более широкую кинематическую область по x , имея при этом большие Q^2 , что необходимо для интерпретации результатов в рамках КХД. Измерения были проведены для трех энергий пучка 100, 120 и 200 ГэВ.

В EMC была впервые реализована конструкция мишени, состоящей из двух ячеек. Ячейки поляризовались в противоположные стороны, что позволяло существенно уменьшить система-

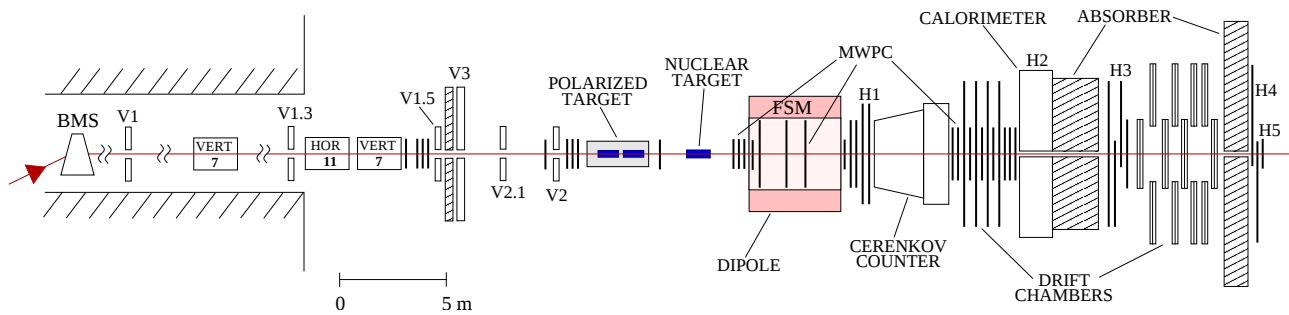


Рис. 1.7: Спектрометр ЕМС (1985 г.) и часть мюонного канала. Показано расположение поляризованной и ядерной (неполяризованной) мишеней. Спиновая программа занимала лишь малую часть времени эксперимента.

тику в расчетах асимметрии. Каждая ячейка представляла собой цилиндр $\varnothing \simeq 6$ см и длиной 36 см. Расстояние между ячейками составляло 22 см. Позднее, в SMC и COMPASS, диаметр ячеек был уменьшен, а длина ячейки увеличена в два раза. Это повысило вероятность адронов, образованных в реакции, покинуть мишень без вторичных взаимодействий. В качестве рабочего материала мишени использовался NH_3 при температуре 0.5 К. С помощью метода ДПЯ, за время порядка 8 часов, веществу сообщалась поляризация 80%. Для борьбы с систематическими ошибками желательного регулярно менять направление спина ячеек на обратное. К сожалению в то время это можно было проделать только с помощью изменения направления поляризации (проекция спина на направление магнитного поля). Поэтому, с учетом затрат времени, необходимого ДПЯ методу на получение необходимого значения поляризации, переворот спина производился лишь раз в неделю.

Результаты измерений ЕМС привели к “спиновому кризису” и явились стимулом к проведению следующего эксперимента с аналогичными физическими задачами и улучшенным спектрометром. С 1992 года начинает набор данных эксперимент SMC [40]. Имея во многом схожий с ЕМС спектрометр, SMC использовал улучшенную конструкцию сверхпроводящего магнита. Проблема частой ротации спина мишени была решена добавлением пары катушек, способных создавать магнитное поле перпендикулярно оси соленоида. Теперь поворот спина не требовал емкого по времени изменения поляризации ячеек мишени по отношению к полю, а осуществлялся за счет переворота магнитного поля на 180° . В то время, когда ток в соленоиде менял направление, поле поддерживалось диполем. Вся процедура поворота занимала по времени не более получаса.

Одно из основных отличий ЕМС и SMC от экспериментов лаборатории SLAC – многоцелевой спектрометр. Кроме основной программы эксперимента (инклюзивные реакции), спектрометр позволял производить измерения, требующие наличия адронов в конечном состоянии. Это существенно расширяло возможности эксперимента в изучении структуры нуклона. Высокая апертура выходного окна мишени, большой размер зазора дипольного магнита спектрометра, а также большое количество пропорциональных и дрейфовых камер с обеих сторон магнита позволяли детектировать довольно мягкие треки адронов (рис. 1.7, 1.8). В состав триггера входили годоскопные плоскости, отделенные от мишени стеной адронного абсорбера. Триггер посылал сигнал на считывание при наличии в событии коррелированного сигнала от годоскопов, который соответствовал присутствию выходящего из мишени мюонного трека. В специальных триггерах, предназначенных для малых углов рассеяния мюона, использовался калориметр. Все те же принципы положены в основу установки COMPASS (глава 2.1).

Для измерения поляризации мюонов в SMC за спектрометром по пучку был установлен поляриметр (рис. 1.8). Использовались два метода [40]. Первый метод заключался в регистрации

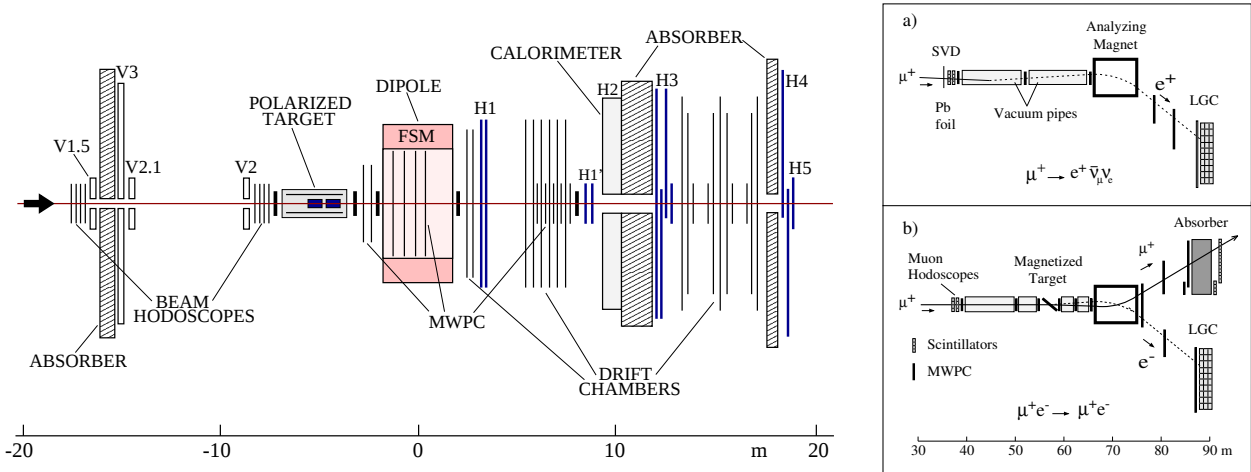


Рис. 1.8: Слева: спектрометр SMC (1992-1996 гг.). Справа: мюонный поляриметр. (а) установка поляриметра, которая использовалась для измерений энергетического спектра позитронов в μ^+ распадах. (b) установка поляриметра для измерения поляризации мюонов через асимметрии сечений упругого μe рассеяния.

позитронов, образованных в результате распада $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$. Измерялся их энергетический спектр, который зависит от мюонной поляризации [33]. Во втором методе поляризация находилась из измерений спинозависимой асимметрии сечений упругого рассеяния мюонного пучка на поляризованных электронах $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^+ e^-$ [34]. Измерения обоих методов подразумевают различный набор детекторов, поэтому они проводились во время сеансов разных лет. Схематический чертеж поляриметра для обоих случаев показан на рисунке 1.8. Результаты измерений хорошо согласуются в пределах статистических ошибок. В физическом анализе использовалась усредненное по двум методам значение поляризации $P_\mu = -0.795 \pm 0.019$ при средней энергии мюонов $E_\mu = 187.4 \text{ ГэВ}$ [39].

DESY

Эксперимент HERMES [52–54] на ускорительном комплексе DESY был предложен для изучения реакций ГНР продольно поляризованного пучка электронов (позитронов) на продольно или поперечно поляризованной мишени. В качестве вещества мишени использовались гелий-3 (1995 г), водород (1996-1997 гг) и дейтерий (1998-2000 гг). Делее, для простоты, упоминая пучок мы говорим о электронах. Однако все утверждения верны также для пучка позитронов.

Электроны ускоряются до энергии 27.5 ГэВ и собираются в накопительном кольце. В силу процессов, связанных с синхротронным излучением, пучок поляризуется перпендикулярно плоскости ускорения. Непосредственно до и после установки HERMES установлены магнитные вращатели спина, изменяющие направление поляризации с поперечного на продольное и обратно (рис. 1.9). В основе образования поляризации электронного пучка лежит эффект Соколова-Тернова. Смысл его заключается в том, что при синхротронном излучении вероятность переворота спина примерно на порядок больше для случая с начальным спином электрона, ориентированным по направлению магнитного поля. Таким образом, первоначально неполяризованный пучок электронов со временем приобретает преимущественную ориентацию спина против магнитного поля.

Рассеяние пучка происходит на внутренней мишени. Вещество в газообразном состоянии инжектируется в большую вакуумную камеру. Для того чтобы увеличить вероятность взаимодействия, атомы газа сначала попадают в трубку длиной 40 см, соосную пучку. Торцы трубки открыты. Это было сделано для того, чтобы создавать как можно меньше препятствий для

проходящих без взаимодействия электронов. Претерпев порядка нескольких сотен соударений со стенками трубки атомы газа вылетают в вакуумную камеру, откуда откачиваются мощными насосами. Если происходит взаимодействие с пучковым электроном, образованные частицы пересекать выходное окно вакуумной камеры, сделанное из стали толщиной 0.3 мм, и попадают в зал с детекторами.

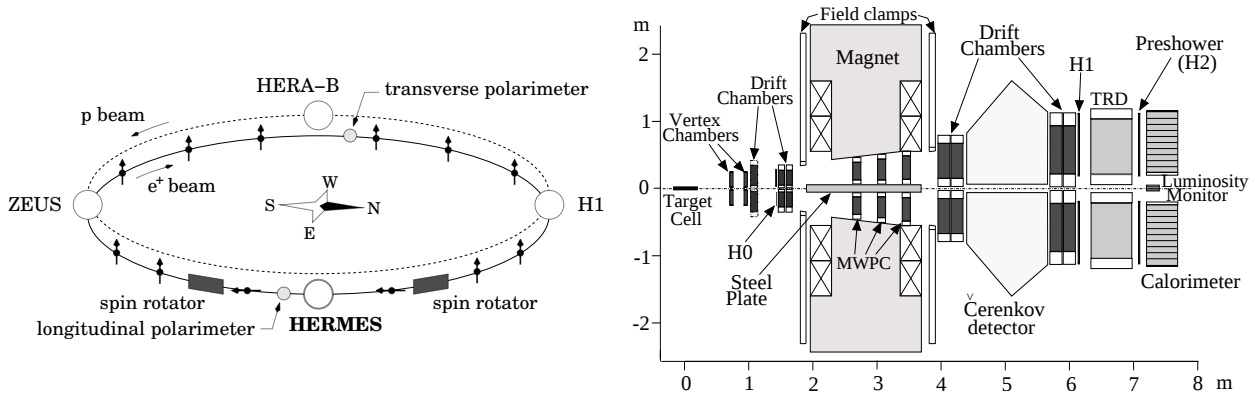


Рис. 1.9: Слева: накопительное кольцо ускорительного комплекса HERA лаборатории DESY. Справа: спектрометр HERMES (1995-2000 гг). Вид сбоку.

В первый год работы эксперимента в качестве вещества мишени использовался ^3He [31]. Поляризация приобреталась следующим образом. Через газовый объем пропусклся слабый электрический разряд, который переводил малую долю атомов ($\approx 10^{-6}$) в мета-стабильное состояние 2^3S_1 . Облучение циркулярно поляризованным светом лазера индуцировало переходы между уровнями 2^3S_1 и 2^3P_0 , с последующей релаксацией и накоплением состояний с определенной проекцией ядерного спина на магнитное поле [32]. Передача поляризации невозбужденным атомам гелия осуществлялась в процессах соударения атомов газа. Поляризация удерживалась слабым магнитным полем 3.4 мТ. Измерение и мониторинг поляризации газа внутри ячейки мишени был основан на детектировании фотонов, которые испускались ядрами гелия, возбужденными в реакциях кулоновского рассеяния проходящего пучка электронов. Поляризация ядер мишени находилась из измерений поляризации фотонов. Средняя поляризация атомов келия составляла 46%.

Начиная с 1996 года в эксплуатацию входит новое мишенное оборудование предназначенное для работы с газами водорода и дейтерия [35]. В основе механизма поляризации лежит эффект Штерна-Герлаха. Атомы газа проходят вдоль оси секступоля, который выполняет роль фильтра, пропуская через себя лишь атомные состояния с проекцией спина электрона либо $+\frac{1}{2}$, либо $-\frac{1}{2}$. Необходимую проекцию спина ядра на направление магнитного поля можно получить изменяя заселенность подуровней сверхтонкой структуры ядра с помощью радиочастотного поля. Варьируя частоту поля можно индуцировать межуровневые переходы, которые обеспечивают однозначное соответствие между спином электрона и спином ядра. Для удержания поляризации атомов водорода и дейтерия величина магнитного поля должна быть существенно выше (350 мТ), чем в случае с ^3He . Измерение поляризации производится на малом образце газа, отводимом из вакуумной камеры мишени по специальной трубке. Механизм измерения поляризации во многом схож с механизмом ее образования [36]. Атомы подвергаются воздействию радиочастотного поля, изменяющего заселенность подуровней сверхтонкой структуры таким образом, чтобы далее проходя секступоль, фильтровались те состояния, доля которых в исследуемом образце должна быть измерена. Кроме этого также мониторируется относительный атомный состав газа.

Приведем краткое описание спектрометра (рис. 1.9) [37]. Важная особенность установки – пучковая линия ускорителя, проходящая вдоль оси спектрометра. Как следствие, область

малых углов рассеяния выпадает из акцептанса установки. Все детекторы состоят из двух одинаковых частей, расположенных симметрично относительно центральной горизонтальной плоскости спектрометра. Дипольный магнит спектрометра тоже разделен на две части “верх” и “низ” стальной пластиной, предназначенной для экранировки пучковой линии от магнитного поля. Аналогично экспериментам в CERN, спектрометр HERMES является многоцелевым. В качестве координатных детекторов используются микроstriповые газовые детекторы MSGC, пропорциональные и дрейфовые камеры. Разделение электронов и адронов, а также идентификация частиц осуществляются электромагнитным калориметром; прешавером, состоящим из свинцовой стенки (2 рад. длины) и годоскопа установленных непосредственно перед электромагнитным калориметром; детектором переходного излучения TRD; черенковским счетчиком. В 1998 году пороговый черенковский счетчик был заменен на детектор распознавания колец черенковского излучения RICH. Триггер в эксперименте формируется сигналами на совпадение от трех годоскопных плоскостей, срабатывающих на присутствие в событии рассеянного электрона, и сигналом о наличии локального энерговыделения в электромагнитном калориметре.

JLAB

В конце 2004 года коллаборация Hall A [51] лаборатории Jefferson Lab опубликовала результаты прецизионных измерениях структурной функции нейтрона в кинематической области высоких x . Статистическая точность измерений была улучшена на порядок по сравнению с результатами предыдущих ГНР экспериментов. Хотя ускоритель функционирует с 1994 года, все измерения до этого момента проводились при малых энергиях пучка в резонансной области и не могли быть использованы для анализа в рамках пертурбативной теории. Ускоритель JLAB представляет собой “промежуточный вариант” между линейным и циклическим ускорителями (рис. 1.10). Прежде чем быть выведенным в зал эксперимента, пучок электронов может пропускаться максимум 5 раз через систему из двух линейных ускорителей. При прохождении участка линейного ускорения энергия электронов увеличивается на 500 МэВ. Завершив полный цикл ускорения, пучок с энергией 5.7 ГэВ выводится в один из экспериментальных залов лаборатории.

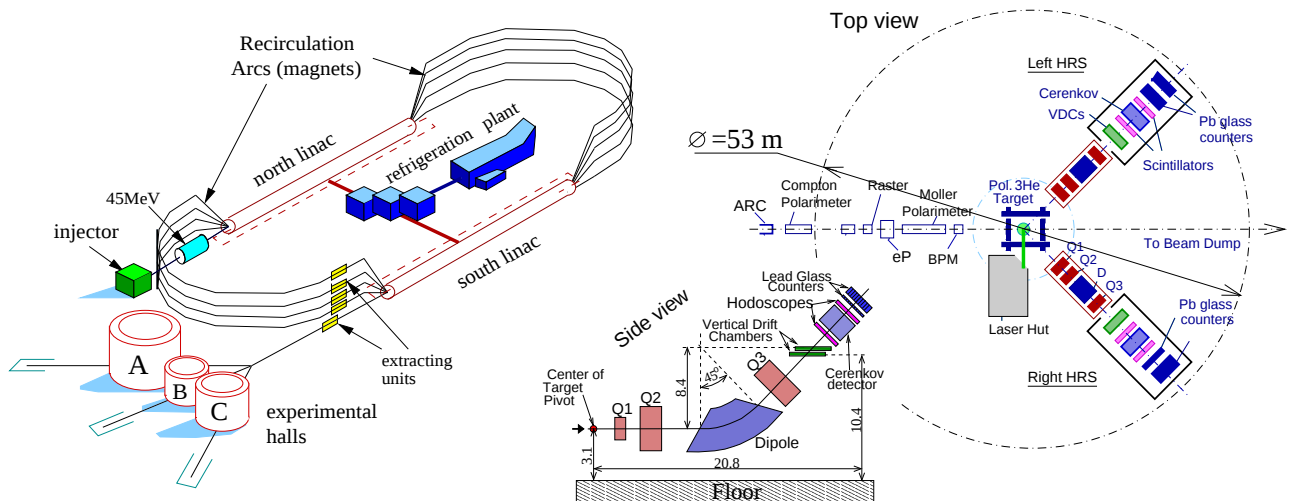


Рис. 1.10: Слева: ускоритель лаборатории JLAB. Справа: установка Hall A (2001 г). Представлен вид сверху, а также вид сбоку на один из спектрометров. Размеры указаны в метрах.

Для получения пучка поляризованных электронов используется аппаратура, аналогичная применяемой экспериментами SLAC. Источником электронов служит полупроводниковый фо-

токарод GaAs со смещенными, в силу добавок, энергетическими уровнями. При облучении фотокатода циркулярно поляризованным светом лазера происходят переходы электронов со строго определенного уровня валентной зоны в зону проводимости. Откуда под действием электрического поля они вытягиваются в окружающий вакуум. Поляризация пучка измеряется в процессах моллеровского рассеяния. В данных, на которых проводился физический анализ, средняя поляризация составляла 80%.

Аналогично экспериментам SLAC и DESY, в роли рабочего вещества мишени использовался газообразный ^3He . Для получения поляризации применялся метод оптической накачки лазером [29], где в качестве посредника между ядром гелия и циркулярно поляризованными фотонами выступали атомы Rb [30]. Газ подавался в цилиндрическую камеру длиной 25 см и $\varnothing=1.9$ см, соосную пучку электронов. Средняя поляризация составляла 40%, а коэффициент дилуции 0.94.

Установка размещается в зале цилиндрической формы и включает в себя два спектрометра, расположенных радиально от центра зала (рис.1.10). Все составные части спектрометра установлены на подвижной платформе, которая может передвигаться по кругу вдоль зала. Это позволяет производить измерения при различных углах рассеяния электрона. Пучок подается в центр зала, где происходит рассеяние. Прежде чем быть зарегистрированным, электрон проходит два квадрупольа, дипольный магнит и третий квадруполь. Все магниты сверхпроводящие. Отклонение частиц происходит в вертикальной плоскости. Сразу за третьим квадруполем расположены дрейфовые камеры, за которыми следует пороговый газовый черенковский счетчик и электромагнитный калориметр. С двух сторон черенковского счетчика размещены триггерные годоскопы. Весь набор детекторов заключен в стальную коробку для подавления фона.

Лаб.	Эксперимент	Год	Q^2 ГэВ ²	x	Пучок			Мишень			$L \times 10^{-32}$ см ² сек	Ссылка
					част.	ГэВ	$\langle P_B \rangle$	материал	$\langle P_T \rangle$	f		
SLAC	E80	75	1.4 – 2.7 (2)	0.2 – 0.33	e^-	10, 13	51%	Н-бутанол	40%	0.11	400	[44]
	E130	80	3.5 – 10 (5)	0.18 – 0.7	e^-	16, 23	81%	Н-бутанол	58%	0.15	400	[45]
	E142	92	1.1 – 5.5 (2)	0.03 – 0.6	e^-	19, 23, 26	36%	³ He	33%	0.35	2000	[46]
	E143	93	0.5 – 9.5 (3)	0.024 – 0.75	e^-	10, 16, 29	85%	¹⁵ NH ₃	70%	0.15	1000	[47]
								¹⁵ ND ₃	25%	0.24	1000	
	E154	95	1 – 17 (5)	0.014 – 0.7	e^-	48	82%	³ He	38%	0.55	3000	[48]
	E155	97	1 – 40 (5)	0.014 – 0.9	e^-	48	81%	¹⁵ NH ₃	90%	0.15	1000	[49]
								⁶ LiD	22%	0.36	1000	
JLAB	Hall A	01	2.7 – 4.8	0.33 – 0.6	e^-	5.7	80%	³ He	40%	0.94	1000	[51]
CERN	EMC	85	3 – 30 (11)	0.01 – 0.7	μ^+	100,120,200	79%	NH ₃	78%	0.16	0.3	[38]
	SMC	92	4.6	0.006 – 0.6	μ^+	100	82%	D-бутанол	40%	0.19	0.3	[39]
		93	1 – 60 (10)	0.003 – 0.7		190	80%	Н-бутанол	86%	0.12	0.6	[40]
		94,95	0.2 – 100	0.0008 – 0.7			81%	D-бутанол	50%	0.2	0.6	[39]
		96					77%	NH ₃	89%	0.16	0.6	
	COMPASS	01-04	1 – 100	0.004 – 0.7	μ^+	160	76%	⁶ LiD	50%	0.37	3	[43]
DESY	HERMES	95	1 – 15 (2.5)	0.023 – 0.6	e^+	28	55%	³ He	46%	1.0	1	[52]
		96-97	0.8 – 20(2.5)	0.021 – 0.85			53%	H	81%	1.0	0.1	[53]
		98	1 – 10	0.033 – 0.45	e^-	28	53%	D	85%	1.0	0.2	[54]
		99-00			e^+	28	53%	D	85%	1.0	0.2	

Таблица 1.2: Эксперименты, проводившие измерения спиновых структурных функций $g_1^{p,n,d}$ в области ГНР (за основу взята таблица из [11]).

Глава 2

Описание установки COMPASS

COMPASS, эксперимент на фиксированной мишени, расположен на мюонном канале М2 ускорителя SPS в европейской лаборатории CERN. Мюоны с энергией 160 ГэВ рассеиваются на дейтронной мишени, находящейся внутри сверхпроводящего магнита. Мишень состоит из двух ячеек, которые поляризуются методом динамической поляризации ядер либо вдоль, либо перпендикулярно направлению движения пучка. Рабочим веществом мишени является ^6LiD , который обладает высокой поляризационной способностью.

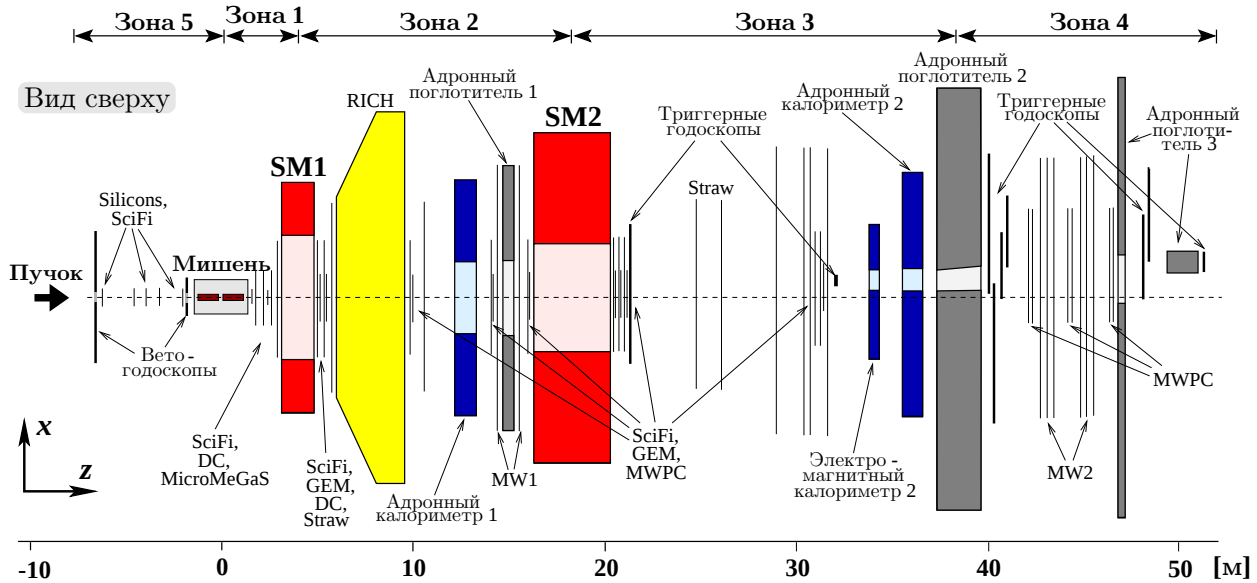


Рис. 2.1: Схематический вид установки COMPASS в конфигурации 2003 года. Сверху отмечено положение зон, которые использовались в программе реконструкции треков (раздел 3.2).

Установка включает в себя два дипольных магнита, SM1 и SM2, расположенных на расстоянии 14 м друг от друга и имеющих интегралы магнитных полей 1 Тм и 4.4 Тм, соответственно. Использование двух диполей продиктовано необходимостью детектировать частицы в широком импульсном и угловом диапазонах. Обладая низкой отклоняющей способностью и большой угловой апертурой, SM1 служит для восстановления импульса мягких адронных треков, исходящих из мишени. Основное предназначение SM2 заключается в определении импульса рассеянного мюона (μ'). По терминологии эксперимента, SM1 и окружающее его детекторы принято называть “первый спектрометр”; соответственно SM2, ближние к нему детекторы и мюонная часть установки носят название “второй спектрометр”.

В зависимости от расстояния до мишени и положения по отношению к пучку, использу-

ются различные типы координатных детекторов. Так, для восстановления треков в области пучка, по обе стороны от мишени, используются детекторы, собранные на основе сцинтилляционных волокон SciFi [64]. Дополнительно к ним, в области до мишени, установлены кремниевые микростриповые детекторы [71]. Оба типа имеют высокое пространственное разрешение и обладают устойчивостью к интенсивному потоку частиц, проходящих через активную зону детектора.

По мере удаления от оси пучка интенсивность потока частиц уменьшается, что позволяет использовать микроструктурные газовые камеры. Этот тип координатных детекторов в эксперименте представлен 3-мя станциями MICROMEGAS [66], установленных между мишенью и SM1, и 10-ю станциями GEM [67], расположенными вдоль пучка от SM1. Регистрация частиц в области больших углов рассеяния осуществляется многопроводочными пропорциональными и дрейфовыми камерами. Основная нагрузка по восстановлению траекторий мягких адронов, отклоненных SM1 на большие углы, лежит на “straw”-камерах [68]. Одна из станций “straw” расположена непосредственно за SM1, где она работает в связке с многослойными дрейфовыми камерами, имеющими меньшие размеры. Пропорциональные камеры являются основным трековым детектором во втором спектрометре. Они играют важную роль в восстановлении траекторий μ' в районе триггерных годоскопов, за адронным поглотителем.

Для работы в пучке высокой интенсивности все детекторы, кроме пучковых, имеют либо мертвую зону, либо отверстие в месте их пересечения с мюонами, прошедшими сквозь мишень без взаимодействия. Установка детекторов осуществляется по принципу: детекторы с малой апертурой, как правило более быстрые и прецизионные, закрывают неактивную зону широко-апертурных детекторов. Так, станции GEM закреплялись на один остов с пропорциональными камерами, тем самым закрывая деактивированную зону последних. В свою очередь SciFi регистрируют частицы в центральной мертвой зоне GEM.

И первый, и второй спектрометры включают в себя адронные калориметры. Оба калориметра используются в триггере, а также служат в качестве поглотителя адронов для мюонных детекторов, расположенных за ними. Первый мюонный детектор MW1 состоит из двух станций дрейфовых детекторов (так называемых “Tagossi”-камер) [63] с расположенным между ними слоем железа. Детектор служит для регистрации мюонных треков, не попадающих в апертуру SM2. Второй мюонный детектор MW2 собран из дрейфовых трубок и регистрирует мюоны, проходящие через SM2.

Помимо адронных калориметров, триггерная система включает в себя группы годоскопов [79], которые регистрируют мюон, исходящий из мишени. Чтобы исключить срабатывание триггера от адронов, по крайней мере один из годоскопов группы помещен за адронным поглотителем. Таким образом, сигнал на запуск системы считывания подается триггером при наличии в событии мюона в определенном угловом или энергетическом интервале. Для подавления числа триггерных срабатываний, вызванных мюонами гало (пучковые мюоны, проходящие мимо мишени), перед мишенью были установлены вето-годоскопы, работающие на анти-совпадение с основным триггером.

В первом спектрометре установлен детектор черенковского излучения RICH [72], который производит идентификацию адронов в диапазоне энергий 3–50 ГэВ. Он играет важную роль в физической программе эксперимента, но в данной работе RICH не использовался.

В этой главе мы приводим подробное описание всех составляющих компонент установки.

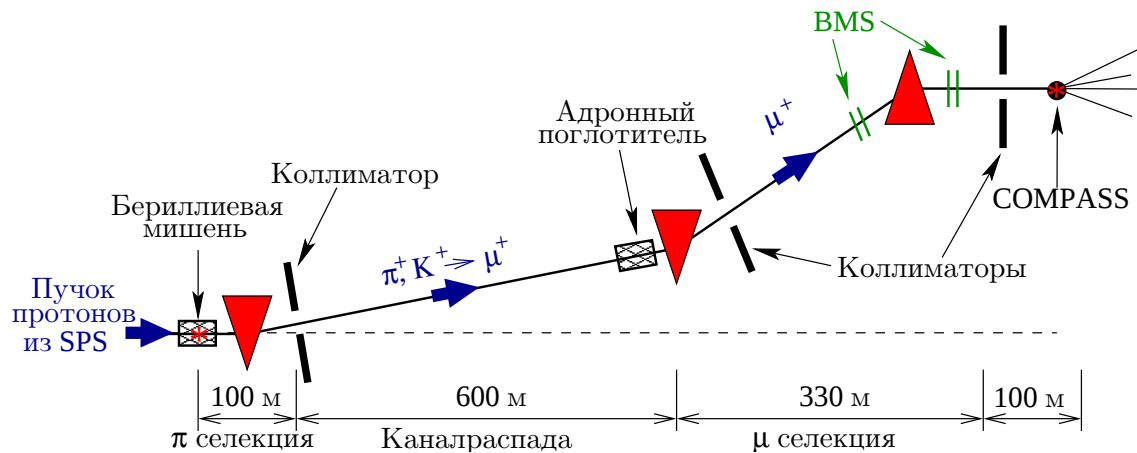


Рис. 2.2: Схематическое представление мюонного канала M2 (SPS/CERN).

2.1 Мюонный пучок

Для получения мюонов используется протонный пучок ускорителя SPS/CERN [56]. Протоны с энергией 400 ГэВ взаимодействуют с бериллиевой мишенью длиной 50 см (расположена под землей на глубине ~ 30 м). Образованные в результате взаимодействия частицы проходят через отклоняющий магнит, отбирающий пионы с энергией 177 ГэВ. Вторичный пучок также содержит каоны, доля которых составляет несколько процентов. Проходя по каналу распада 600 м, примерно 5% адронов распадается на мюон и нейтрино. Оставшиеся адроны поглощаются бериллиевым абсорбером длиной 9.9 м. За абсорбером направление пучка дважды изменяется дипольными магнитами. Тем самым производится отбор мюонов с энергией 160 ГэВ. На протяжении всего пути пучок пересекает несколько раз магнитные коллиматоры, устраняющие гало-компоненты пучка, а также проходит систему квадрупольных линз, в конечном итоге фокусирующих его на мишень COMPASS со среднеквадратическим отклонением 7 мм. Энергия и интенсивность частиц на разных стадиях формирования пучка приведены в таблице 2.1.

	Протоны из SPS	Канал распада (π и K)	Пучок мюонов (зал)
Энергия [ГэВ]	400	177	160
Интен-ть [част./цикл]	$1.1 \cdot 10^{13}$	$3.5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^8$

Таблица 2.1: Энергия и интенсивность частиц в процессе формирования мюонного пучка.

Длительность сброса пучка и цикл ускорителя составляют 4.8 и 16.8 сек, соответственно. Угловая расходимость мюонных треков равна 1 мрад и разброс в импульсном диапазоне $\sigma_p/p \approx 5\%$. Пучок имеет гало – низкоэнергетическую компоненту, интенсивность которой существенна до расстояний порядка метра от оси. Эффекты, связанные с присутствием гало и монохроматичностью мюонов в импульсном диапазоне, имеют непосредственное отношение к триггерной системе эксперимента и будут обсуждаться в разделе 2.7.

Импульс мюонов измерялся BMS (Beam Momentum Station). BMS состоит из пяти* плоскостей сцинтилляционных счетчиков, разделенных последним из отклоняющих диполей (рис. 2.2). Расстояние от магнита до счетчиков составляет примерно 20 м, что позволяет определять импульс трека с точностью $\Delta p/p = 0.003$. Обладая высоким временным разрешением (~ 370 псек

*В 2002 году BMS включала в себя 4 плоскости годоскопов. Для повышения эффективности в 2003 году была добавлена еще одна плоскость.

для каждой из плоскостей), BMS может различать отдельные частицы внутри одного сброса пучка. В процессе реконструкции события привязка измерения BMS к мюонному треку, восстановленному спектрометром, проводится именно по времени трека.

По причине не сохранения четности в слабых взаимодействиях мюоны, образованные в распадах π и K , приобретают поляризацию (рис. 2.3). Для монохроматического пучка поляризация является функцией отношения энергии мюона E_μ к энергии родительского адрона $E_{\pi,K}$:

$$P_\mu = \pm \frac{m_{\pi,K}^2 + (1 - 2E_{\pi,K}/E_\mu)m_\mu^2}{m_{\pi,K}^2 - m_\mu^2},$$

где знаки $-$ и $+$ соответствуют распадам положительных и отрицательных частиц. Видно, что отбирая мюоны с энергией близкой энергии родительского адрона, можно получить высокое значение поляризации. Однако интенсивность пучка I_μ также зависит от отношения $E_{\pi,K}/E_\mu$. Оптимизация параметров пучка должна привести к уменьшению статистической ошибки извлекаемой физической величины. В случае спиновой асимметрии это достигается максимизацией произведения $P_\mu^2 \times I_\mu$.

Вычисление физических асимметрий требует точного знания поляризации пучковых мюонов. Параметризация поляризации была выполнена программой моделирования мюонного канала, которая протягивает пучок через систему магнитов и коллиматоров канала с учетом фазового пространства первичных адронов. Программа тестировалась на данных эксперимента SMC, в котором измерения поляризации проводились. Была определена величина погрешности воспроизведения измеренных значений. Она составила 4%. Для конфигурации мюонного канала COMPASS, расчет поляризации был выполнен в 10 точках интервала энергий мюонов 145–175 ГэВ. Для нахождения значений поляризации между этими точками использовалась интерполяция сплайном третьего порядка. На рис. 2.3 вместе с кривой параметризации представлен энергетический спектр мюонов, проходящих через две половинки мишени COMPASS. Среднему значению энергии пучка 160 ГэВ соответствует поляризация -76%.

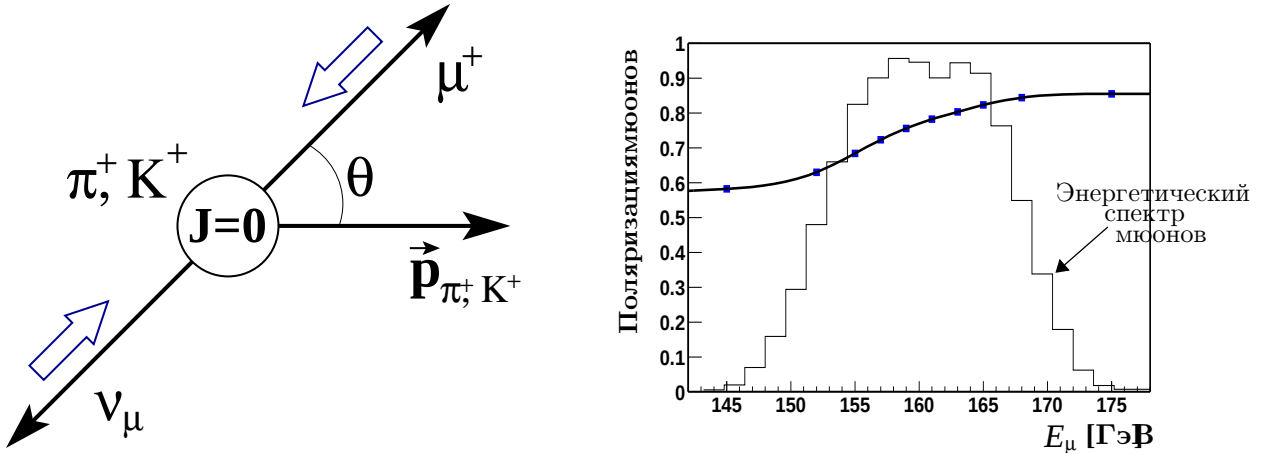


Рис. 2.3: Слева: диаграмма распада $\pi^+(K^+) \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$. Справа: зависимость абсолютного значения поляризации пучкового мюона от его энергии. Параметризация поляризации была получена с помощью программы моделирования мюонного канала.

2.2 Поляризованная мишень

Одной из основных компонент эксперимента является поляризованная мишень [58]. Мишень представляет из себя два цилиндра с осями, совмещенными с осью установки, которые нахо-

дятся на расстоянии 10 см друг от друга. Длина каждого цилиндра 60 см и радиус 1.5 см. В качестве рабочего материала мишени использовался ^6LiD . Две половинки мишени поляризуются в противоположные стороны методом динамической поляризации ядер ДПЯ [61]. Детальный обзор техники поляризованных мишеней представлен в [57]. Вид сбоку на мишень показан на рис. 2.4. Основные компоненты системы: криогенное оборудование, сверхпроводящий магнит, два многомодовых СВЧ-резонатора и приспособление для измерения поляризации (Q-метр).

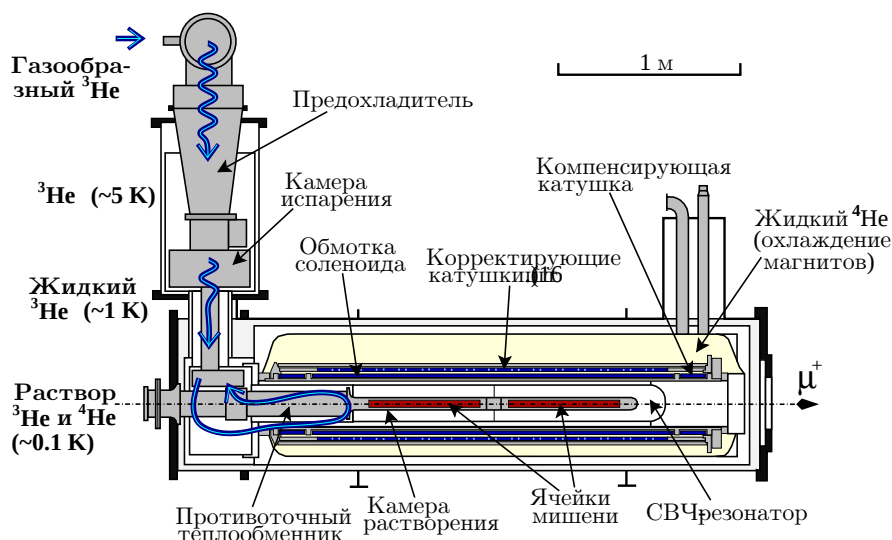


Рис. 2.4: Схематический вид сбоку на поляризованную мишень COMPASS. Стрелками показан маршрут циркуляции хладагента ^3He внутри установки.

Принципы охлаждения

Приведем основные принципы получения сверхнизких температур, необходимых ДПЯ. Циркуляция хладагента ^3He показана стрелками на рис. 2.4. ^3He в газообразном состоянии при комнатной температуре закачивается в камеру предохладителя, где охлаждается до температуры сжиженного ^4He $\sim 5\text{ K}$. После этого ^3He попадает в камеру испарения, в которой температура газа опускается до 1 K, и он сжижается. Данный эффект достигается путем откачивания паров газа из камеры. Тем самым уменьшается давление над жидкостью и, как следствие, понижается температура ее кипения. На следующем этапе ^3He переходит в рефрижератор растворения, который служит для получения температур порядка нескольких десятков мK. ^3He сохраняет конечную растворимость (около 6%) в жидком ^4He вплоть до абсолютного нуля температуры. При образовании раствора $^3\text{He}/^4\text{He}$ поглощается энергия, и температура понижается. Циркуляция и удаление атомов ^3He из раствора осуществляется за счет разности асимметрических давлений ^3He и ^4He . Таким образом в камере растворения, куда помещены ячейки мишени, температуру опускают до $\sim 60\text{ mK}$.

Для охлаждения СВЧ-резонатора, а также для поддержания обмоток магнита в состоянии сверхпроводимости используется жидкий ^4He .

Магнитное поле

Магнитное поле 2.5 T создается сверхпроводящим соленоидом, до этого уже использовавшимся в эксперименте SMC[†]. Для поддержания однородности поля на уровне 10^{-4} по всей длине

[†] Специально для COMPASS была разработана новая конструкция соленоида. Его диаметр в два раза больше диаметра соленоида SMC. К сожалению новый соленоид вступил в эксплуатацию только в 2006 году.

соленоида, поверх обмотки, были установлены 16 корректирующих катушек и две компенсирующие катушки по краям. В процессе переворота спина мишени, а также в физических измерениях на мишени, поляризованной перпендикулярно пучку, появляется необходимость в вертикально направленном поле. Поле 0.5 Т создается диполем, состоящим из пары катушек седловидной формы установленных сверху и снизу по отношению к соленоиду. Требование к однородности вертикального поля намного ниже. Однородность порядка 10^{-2} считается достаточной. Магнит находится в гелиевой ванне и отделен от внешней среды многослойной изоляцией.

Материал мишени

Выбор рабочего материала мишени обусловлен высокой поляризационной способностью ядра молекулы ${}^6\text{LiD}$. Ядро ${}^6\text{Li}$ может быть представлено как неимеющая спина α -частица, плюс ядро дейтрона. Таким образом доля ядер, способных к поляризации, в ${}^6\text{LiD}$ -молекуле составляет 50% [60]. Для создания парамагнитной примеси, необходимой для ДПЯ, материал мишени облучался электронным пучком 20 МэВ. Для избежания рекомбинации, образованных таким образом свободных радикалов, с момента облучения вещество содержалось при температуре жидкого азота. Плотность парамагнитных центров составляет 10^{-4} – 10^{-3} на молекулу. Материал содержится в виде гранул, плотно упакованных в цилиндрическую форму ячейки.

Поляризация ядер методом динамического охлаждения

Суть метода ДПЯ заключается в передаче поляризации электронных спинов парамагнитной примеси ядрам вещества в результате спин-орбитального взаимодействия. Процедура выполняется в следующей последовательности. Вещество мишени охлаждается до температуры 0.5 К. Находясь в магнитном поле соленоида, все свободные электроны примеси полностью поляризуются против направления магнитного поля соленоида, а энергия спин-спинового взаимодействия соответствует нижним энергетическим уровням. В этот момент подается СВЧ излучение, и начинают происходить вынужденные квантовые переходы между уровнями. Последовательность квантовых переходов изображена на рис. 2.5. СВЧ частота ~ 70 ГГц соответствует ларморовской частоте электронов. Время релаксации спина ядра порядка секунды. Вместе с тем, для перехода электрона на нижний уровень, необходимое время на три порядка меньше, поэтому происходит накопление состояний с ненулевой средней проекцией спина ядра на направление магнитного поля, т.е. ядро приобретает поляризацию. В зависимости от того выше, либо ниже ларморовской частоты переданная СВЧ энергия, ядра поляризуются либо против, либо по магнитному полю. Обычно поляризация 40% достигается в течении суток, далее процесс роста замедляется. Средняя величина поляризации в эксперименте во время набора данных составляла 50%.

При переходе в область сверхнизких температур время ядерной спин-решеточной релаксации увеличивается, поэтому температуру мишени опускают до значения ниже 90 мК, при которой поляризация "замораживается". При этом СВЧ накачка останавливается, потому что поглощаемая СВЧ энергия не позволяет уменьшить температуру системы ниже 0.5 К. В таком режиме время релаксации ядерных спинов составляет несколько месяцев. Это вполне соответствует потребностям эксперимента, так как во время технических перерывов (24 часа в неделю) потери поляризации могут быть восполнены.

Каждые 8-12 часов направление спинов двух половинок мишени меняется на обратное. Процесс ротации занимает полчаса. За это время магнитное поле поворачивают на 180° . Для того чтоб удержать поляризацию, достаточно иметь 0.5 Т. Поэтому в момент когда соленоидальная компонента становится меньше этой величины, включают диполь. Он поддерживает поле 0.5 Т в вертикальном направлении, пока соленоидальная компонента не достигнет необходимого значения в направлении противоположном начальному. При расчете физической

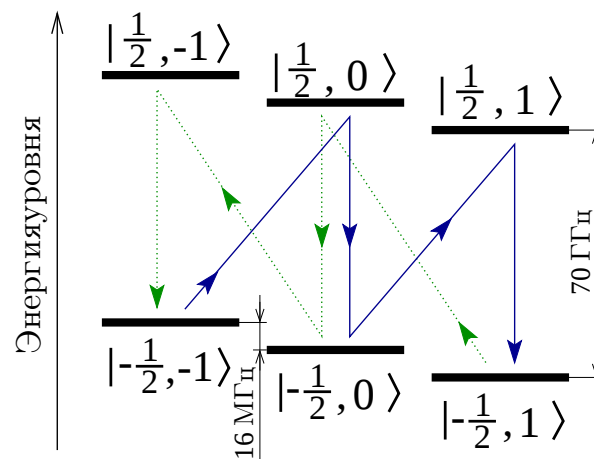


Рис. 2.5: Расщепление энергетических уровней дейтерия в следствии взаимодействия спинов электрона и ядра. Сплошная и пунктирная линии соответствуют направлениям квантовых переходов в разных половинках мишени. Первая цифра в функции состояния обозначает проекцию спина электрона на направление магнитного поля $s_z = \pm 1/2$, вторая цифра – проекция спина дейтрона $s_z = -1, 0, +1$.

асимметрии используются числа взаимодействий мюонов в двух половинках мишени до и после поворота спина. Это позволяет сократить эффект геометрического аксептанса.

Измерение поляризации ядер

Измерение поляризации ядер мишени основано на применении эффекта ядерного магнитного резонанса. Для измерения использовался так называемый последовательный Q-метр. Приемный датчик Q-метра представляет собой намотанный по периметру цилиндра ячейки виток, который индуктивно связан с магнитными моментами ядер. Производится сканирование частоты в районе 16 МГц (ларморовская частота дейтрона в поле 2.5 Т и температуре 90 мК). В момент, когда частота генератора совпадает с частотой перехода между энергетическими уровнями дейтрона, наблюдается сильное поглощение электромагнитного поля, и добротность контура Q-метра падает. Сигнал на выходе прибора пропорционален поглощению. Константа пропорциональности находится калибровкой по сигналу от ядер с известной поляризацией. Калибровка производилась на образцах ^7Li и ^6Li , находящихся в состоянии термического равновесия. При таких условиях, зная температуру образца и величину магнитного поля, поляризация дейтрона рассчитывается аналитически. Мониторинг поляризации проводится по всей длине мишени. Для этого к каждому из цилиндров по длине подключены 5 приемных датчиков. Относительная ошибка определения поляризации одного Q-метра равна 2%. Показания всех датчиков каждой из ячеек усредняются. Измерения проводятся каждые 5-10 минут. Более частые измерения могут привести к быстрой потере поляризации.

2.3 Магниты

Спектрометр COMPASS имеет два дипольных магнита SM1 и SM2. Они производят отклонение заряженных частиц в горизонтальной плоскости. Размеры магнитов представлены на рис. 2.6. Импульс частицы может быть определен по отклонению ее траектории в магнитном

поле с помощью следующей формулы:

$$p = 0.3 \int B dl / \theta, \quad (2.1)$$

где p – импульс частицы, выраженный в ГэВ, θ – угол отклонения трека в рад и B – магнитное поле в Тесла. Вертикальная компонента поля направлена сверху вниз. Оба магнита отклоняют частицу в одну сторону.

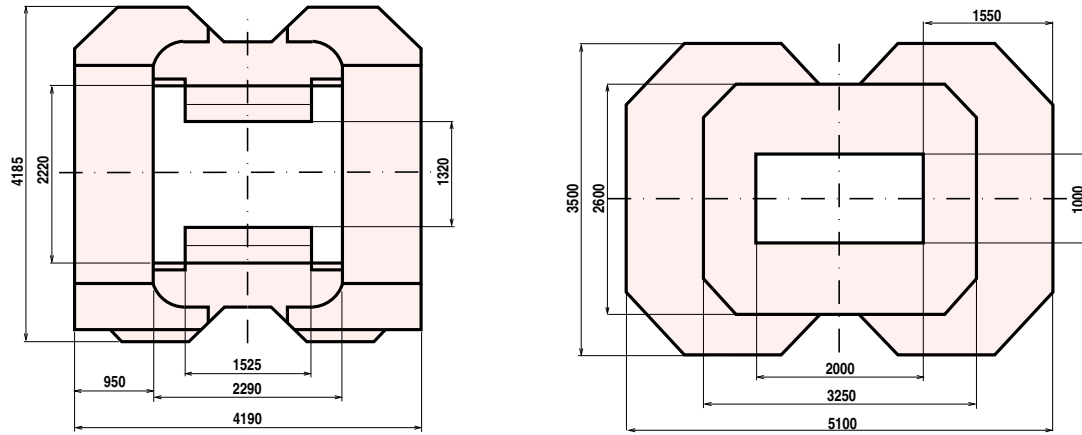


Рис. 2.6: Вид спереди на магниты SM1 (слева) и SM2 (справа).

Целью предыдущих COMPASS мюонных экспериментов в CERN (EMC, NMC, BCDMS, SMC) являлись инклюзивные реакции рассеяния, где в конечном состоянии регистрировалась лишь одна частица – рассеянный мюон. Он имеет высокую энергию > 20 ГэВ, поэтому для определения импульса использовались сильные магниты с малыми зазорами между полюсами (например SM2 использовался в эксперименте SMC). Целью COMPASS является изучение реакций ассоциативного рождения адронов, т.е. помимо быстрого рассеяного мюона, необходимо также реконструировать мягкие адронные треки. Поэтому специально для эксперимента был собран широкоапертурный магнит, SM1, с размером зазора 2.29×1.52 м². SM1 расположен на расстоянии примерно 3-х метров от выходного окна мишени и имеет интеграл поля 1 Тм для проходящих вдоль оси магнита частиц. Это эквивалентно приобретению частицей поперечного импульса $p_t = 300$ МэВ. Величина поля в центре зазора 0.5 Т. Распределение вертикальной компоненты поля вдоль оси пучка и зависимость интеграла поля от пройденного частицей расстояния представлены на рис. 2.7. Для того чтобы пересечь SM1 и быть восстановленным по обе стороны от магнита, импульс трека должен быть $\gtrsim 0.4$ ГэВ. Обсуждение магнитного поля SM1 и связанных с ним особенностей в реконструкции треков можно найти в [62].

Для эффективной работы программы восстановления треков необходима однородность магнитного поля. Кроме того, при сшивке реконструированных до и после магнита сегментов трека, желательно, чтобы оба сегмента лежали в одной плоскости. Данное условие выполняется в случае, когда траектория трека перпендикулярна направлению поля. Так как SM1 расположен всего в 3-х метрах от мишени, полюса магнита имеют форму клина. Это позволяет изогнуть магнитные линии, делая их ортогональными к траекториям частиц, исходящих из мишени.

Второй диполь, SM2, расположен на расстоянии 14 м от SM1 по пучку. SM2 находится в эксплуатации уже на протяжении 20 лет и перешел в COMPASS из предыдущего эксперимента. Интеграл поля равен 4.4 Тм. Величина поля в центре магнита составляет примерно 1.6 Т. Центральный зазор равен 2×1 м². Для подавления рассеяного поля спереди и сзади SM2 прикреплены металлические экраны с отверстиями, соответствующими зазору магнита. Для того

чтоб пересечь SM2 импульс частицы должен быть $\gtrsim 4$ ГэВ. Основные параметры магнитов представлены в Таб. 2.2.

	Позиция вдоль пучка (м)	Размер зазора (м ²)	Угловая апертура $\Delta\theta_y$ (мрад)	Ток (А)	Поле в центре (Т)	Интеграл поля (Тм)
SM1	3.63	2.29×1.52	± 191	2500	0.5	1
SM2	17.97	2×1	± 26	4000	1.6	4.4

Таблица 2.2: Параметры дипольных магнитов.

SM1 был собран в 1999 году и перенесен в экспериментальный зал до того момента, как там был установлен первый детектор. Это позволило провести измерения поля в зазоре магнита и на расстоянии до нескольких метров за его пределами. Измерения проводились с помощью магнитометра, в измерительной головке которого располагались датчики Холла. Они крепились на каждой из граней 4-х кубиков (размер $15 \times 15 \times 15$ мм³), т.е. использовались 24 датчика. Расстояние между центрами кубиков составляло 4 см. Показания всех датчиков снимались одновременно, с последующей передачей и записью на персональный компьютер (ПК). Измерения датчиков, расположенных на противоположных гранях одного кубика, усреднялись, давая значение поля в центре кубика. Механическое приспособление для прецизионного перемещения измерительной головки состояло из балки длиной 5.8 м, по которой с шагом 8 см передвигалась каретка. Каретка также позволяла передвигать головку в вертикальном направлении с шагом 8 см при помощи двух направляющих. Все перемещения совершались автоматически по команде с ПК.

Магнитное поле SM2 не измерялось. В программы реконструкции и моделирования спектрометра была включена параметризация поля полиномами, которая использовалась в предыдущем эксперименте.

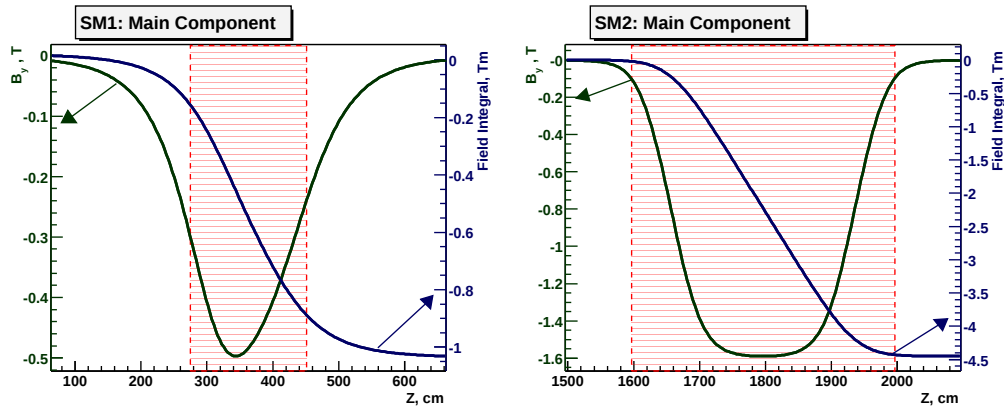


Рис. 2.7: Величина вертикальной компоненты и интеграл поля магнитов SM1 (слева) и SM2 (справа), рассчитанные для проходящих вдоль оси магнитов частиц.

2.4 Координатные детекторы

Координатные (трековые) детекторы используются для определения траекторий заряженных частиц. В экспериментах на выведенных пучках ускорителей интенсивность потока частиц резко возрастает при приближении к оси пучка. Как следствие, в зависимости от положения и размера активной области, требуется эксплуатация детекторов разных типов (таб. 2.3, рис. 2.8).

Ниже для каждого типа детекторов приводится описание принципа действия, а также основные характеристики: геометрия, расположение, пространственное и временное разрешения.

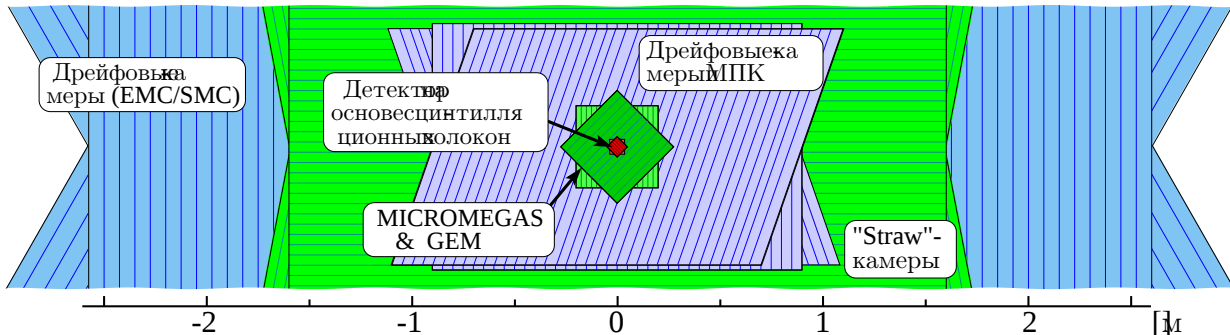


Рис. 2.8: Схематическое представление используемых в эксперименте координатных детекторов. Шкала внизу показывает примерный масштаб размеров детекторов.

2.4.1 Трековый детектор на основе сцинтилляционных волокон

Восстановление траекторий пучковых мюонов в COMPASS осуществляется детекторами, собранными на основе сцинтилляционных волокон (Scintillating fibre hodoscope, SciFi или FI) [64]. Детекторы проектировались специально для работы в условиях интенсивного потока частиц и обладают высокой радиационной устойчивостью. Имея временное разрешение 400 псек, детекторы успешно работают при потоке частиц порядка 10^6 Гц на один слой световодов. В эксперименте производством SciFi занимались независимо две группы: из университета города Nagoya и немецкая группа из Бонна.

Детектор состоит из сцинтилляционных волокон с диаметром световода 0.5 или 1 мм, склеенных между собой. Размер рабочей области детектора и диаметр сцинтилляционного волокна зависят от положения SciFi вдоль оси пучка. Ближние к мишени детекторы имеют размер $4 \times 4 \text{ см}^2$ и диаметр волокна $\varnothing = 0.5 \text{ мм}$. Самый дальний модуль, расположенный в районе HCAL2, имеет размер $12 \times 12 \text{ см}^2$ и диаметр волокна $\varnothing = 1 \text{ мм}$. Всего в эксперименте было установлено 8 модулей SciFi: 5 модулей, измеряющих проекции x и y , и 3 модуля, имеющих дополнительно наклонную проекцию 45° .

Так как высокоэнергетические мюоны обладают слабой ионизирующей способностью, для увеличения эффективности детектора было решено группировать волокна в несколько слоев. Как компромисс между недостаточным световыделением в волокне и количеством вещества на пучке, в эксперименте использовались 4-хслойные SciFi. Каждый слой состоит из двух рядов волокон, сдвинутых друг относительно друга на пол шага (рис.2.9). Свет с одной колонны (4 световода) собирается на один пиксель мультянодной трубки ФЭУ. При прохождении мюона через детектор и последующей передаче света на расстояние 1.5 м на фотоумножителе выделяется порядка 30 электронов для волокон с диаметром 1 мм.

В связи с тем, что детектор находится в зоне высокой интенсивности пучка, немаловажным требованием является сведение к минимуму количества оборудования/материала, сопутствующего детектору. Поэтому вся электроника была вынесена на расстояние порядка одного метра от оси пучка. При переносе ФЭУ на большую дистанцию потери света при передаче становятся существенными.

Сокращ. название	Полное название	Шаг, в мм	Простр. разр. (мм)	Времен. разр. (нсек)
FI	Детектор на основе сцинтилляционных волокон	0.4 - 0.7	0.12 - 0.2	0.3
HI, HM, HL, HO	триггерные счетчики	5.4 - 140	1.6 - 40.4	0.5
DC	Планарные дрейфовые камеры (Saclay)	7	0.20	-
ST	“Straw”-камеры	6, 10	0.27	-
PS, PA, PB	Многопроволочные пропор- циональные камеры (МПК)	2	0.58	-
DW	Планарные дрейфовые камеры (EMC/SMC)	40	2	-
MA	“Tagossi”-камеры Мюонный детектор 1	10	2.9	-
MB	Стальные дрейфовые трубки Мюонный детектор 2	33.5	2	-
MM	Micro-Mesh Gaseous Structure (MICROMEGAS)	0.36, 0.42	0.07	10
GM	Газовый электронный умно- житель (ГЭУ или GEM)	0.4	0.07	15
SI	Кремниевые микро- стриповые детекторы	0.05	0.015	1.7

Таблица 2.3: Номенклатура координатных детекторов, принятая в COMPASS. Детекторы разбиты по типам. Приводится информация о их пространственном и временном разрешениях. Полная информация о размерах и положении детекторов содержится в приложении В.

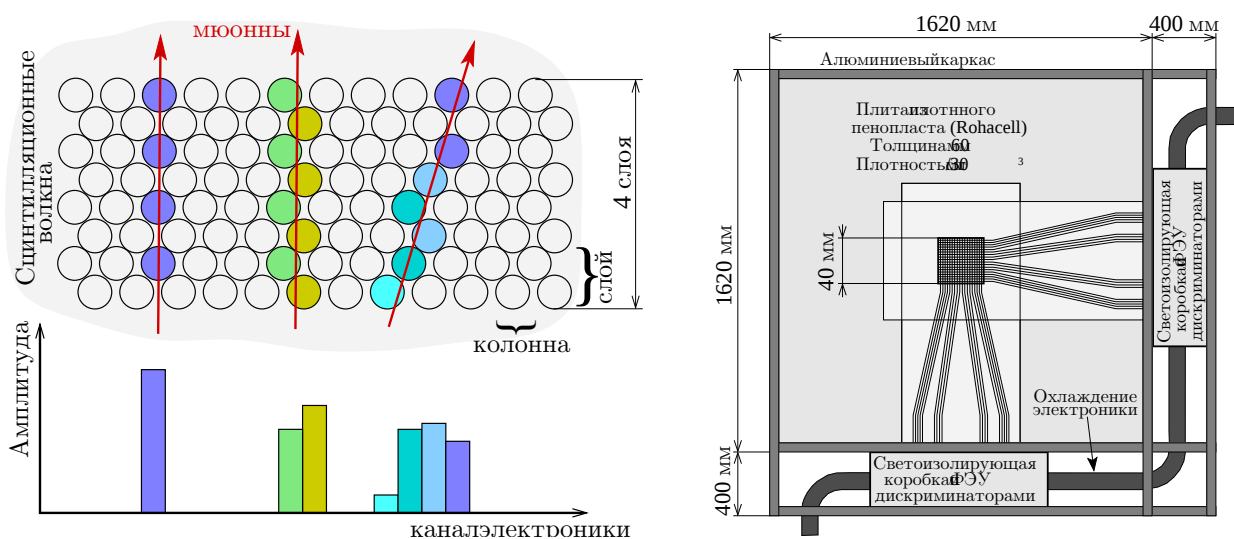


Рис. 2.9: Трековый детектор на основе сцинтилляционных волокон. Слева: пример отклика детектора на прохождение мюонных треков. Справа: схематический вид на детектор и поддерживающую структуру.

2.4.2 Микростриповый кремниевый детектор

В полупроводниках при облучении электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. Тем самым полупроводник приобретает способность проводить ток. Этот эффект лег в основу Микрострипового Кремневого Детектора, МКД (Silicon Micro-Strip Detector, используемое сокращение SI). Конструкция детектора представляет собой диодную структуру, работающую в режиме обратного смещения (рис. 2.10). Объем кремневой пластины находится в электрическом поле и носит название – область пространственного заряда (ОПЗ). Функции электродов выполняют p^+ - и n^+ -области. Частица при прохождении детектора производит ионизацию в кристалле кремния. Разделение носителей заряда в электрическом поле ОПЗ и последующий дрейф их к электродам вызывают в регистрирующей цепи импульс тока.

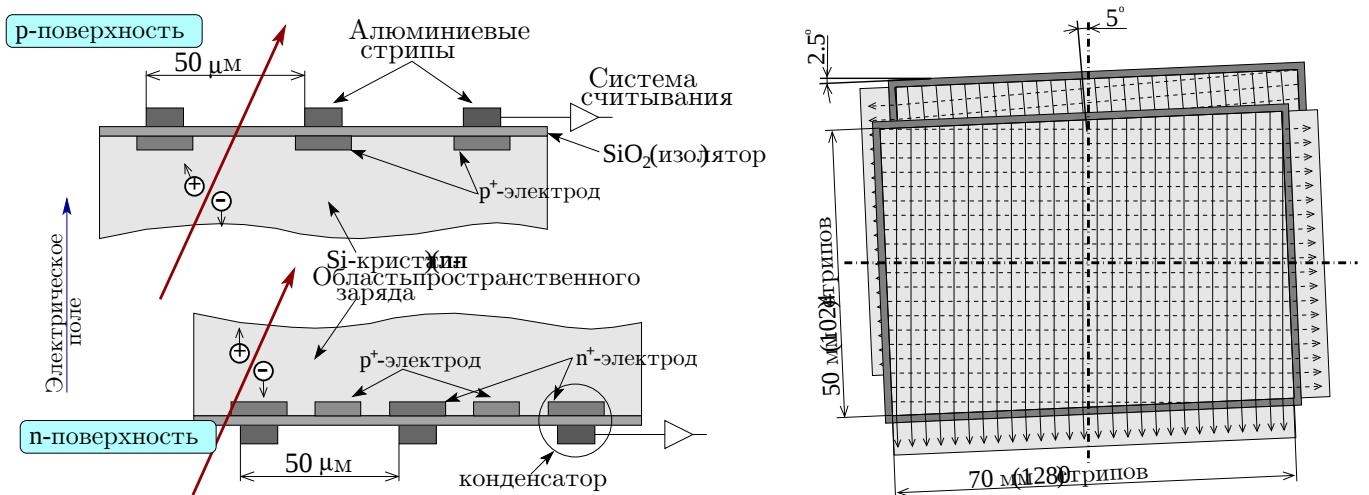


Рис. 2.10: Структурная схема микрострипового кремневого детектора. *Слева*: схематический вид поперечного сечения МКД. Стрипы на p - и n -поверхностях находятся под прямым углом к друг другу. *Справа*: одна станция МКД. Две координатные плоскости повернуты на угол 2.5° к вертикальной оси. Стрипы нанесены с обеих сторон плоскости ортогонально друг другу.

С 2002 года в спектрометре используются несколько станций МКД [71]. Обладая пространственным разрешением $16 \mu\text{м}$, МКД являлся самым точным детектором в эксперименте. Станции располагаются непосредственно перед мишенью с целью измерения траекторий входящих мюонов. Временное разрешение детектора составляет 3 нсек, что с учетом интенсивности потока мюонов через поверхность детектора не позволяет различать отдельные треки. Однако МКД находятся между двумя модулями SciFi, дающими восстановленному треку временную привязку порядка 0.4 нсек, в то время как точность восстановления геометрических параметров обеспечивается МКД.

Размер рабочей поверхности детектора $5 \times 7 \text{ см}^2$ выбран таким образом, чтобы соответствовать поперечному размеру пучка. Одна станция МКД состоит из двух координатных плоскостей, имеющих угол 2.5° с вертикальной плоскостью (рис. 2.10). Координатной плоскостью является кремневая пластина толщиной $300 \mu\text{м}$, что соответствует 0.3% радиационной длины для частицы пересекающей ее под прямым углом. На каждую из поверхностей пластины ортогонально друг другу нанесены стрипы с шагом $50 \mu\text{м}$. p - и n -стороны пластины имеют по 1024 и 1280 стрипов, соответственно. Считывание происходит с двух поверхностей одновременно.

До 2005 года все МКД функционировали при температуре порядка 50°C . Однако начиная с 2006 года планируется эксплуатировать детектор охлажденным до температуры 130 К. При таких условиях радиационный износ детектора сильно уменьшается. Явление носит на-

звание “эффекта Лазаря”[‡]. Детектор заключен в криостат из которого откачивается воздух до давления порядка 10^{-4} мбар. Исключив таким образом возможность оледенения, по двум капиллярам, имеющим контакт с кремневой пластиной, подается жидкий азот. До 2005 года по капиллярам продувались пары азота, т.е. данная система использовалась исключительно для охлаждения электроники.

2.4.3 MICROMEGAS

При приближении к оси пучка интенсивность растет и использование проволочных камер становится неэффективным, поэтому в непосредственной близости ~ 20 см от оси пучка трекинг осуществляется новым типом координатных детекторов – микроструктурными газовыми камерами [65]. Помимо способности работать в режиме большой загрузки, эти детекторы обладают высоким временным и пространственным разрешением. Так, в области между мишенью и магнитом SM1 были размещены три станции MICROMEGAS (MICRO-MEsh-GAseous Structure) [66]. Ответственной за сборку и проектирование детектора являлась группа из DAPNIA, Saclay.

Одна из основных проблем, с которой сталкиваются создатели камер, – это время сбора положительно заряженных ионов на катоде. Именно эта величина определяет временное разрешение и загрузочную способность камеры. Уменьшая расстояние между катодом и анодом, мы тем самым сокращаем путь дрейфа, уменьшая время сбора ионов. Дополнительное преимущество от сокращения пути дрейфа – пространственное разрешение. На коротких промежутках лавина не успевает разрастись в поперечном направлении, что позволяет локализовать с высокой точностью место прохождения частицы. В случае MICROMEGAS проблема решается посредством разбиения объема детектора на две области: область дрейфа и область газового усиления. Структурная схема поперечного сечения MICROMEGAS представлена на рис. 2.11. На верхний электрод подается отрицательное напряжение порядка -800 В. На расстоянии 3 мм от него располагается сеточный электрод, имеющий также отрицательное напряжение -500 В. Однородное электрическое поле, созданное таким образом, обеспечивает дрейф электронов в область газового усиления. Напряженность поля в дрейфовом зазоре составляет 0.1 кВ/мм. Пересекая сеточный электрод электрон попадает в зону высокой напряженности 5 кВ/мм, где происходит образование лавины. Пройдя зазор 0.1 мм, лавина осаждается на аноде. Анод состоит из стрипов, нанесенных на печатную плату с периодом 0.4 мм. Коэффициент газового усиления (КГУ), который удалось достичь при таких условиях, равнялся 6400 . Было получено также пространственное разрешение порядка 70 μ м и временное разрешение порядка 10 нсек.

Всего в спектрометре было установлено три станции MICROMEGAS. Каждая состоит из четырех камер с проекциями x , y и $\pm 45^\circ$. Все камеры имели одинаковую структуру, а разные проекции получались при помощи поворота камер вокруг оси спектрометра. Станции располагались в области высокой концентрации адронных треков, непосредственно после мишени. Площадь активной зоны камеры составляла 40×40 см² с отключенной центральной зоной $\varnothing = 5$ см. Шаг, с которым анодные стрипы нанесены на подложку, зависел от удаленности стрипа от оси пучка. Для центральной области каждой из камер он равнялся 0.36 мм, а для более удаленной части камеры – 0.42 мм. MICROMEGAS являлись основным трековыми детекторами в области между мишенью и магнитом SM1.

2.4.4 GEM

Второй представитель семейства микроструктурных газовых камер, активно используемый в эксперименте, – газовый электронный умножитель ГЭУ (Gas Electron Multiplier, GEM) [67]. Схематический вид поперечного сечения детектора представлен на рис. 2.12. В ГЭУ, область

[‡]В честь одного из героев Библии, который воскрес из мертвых.

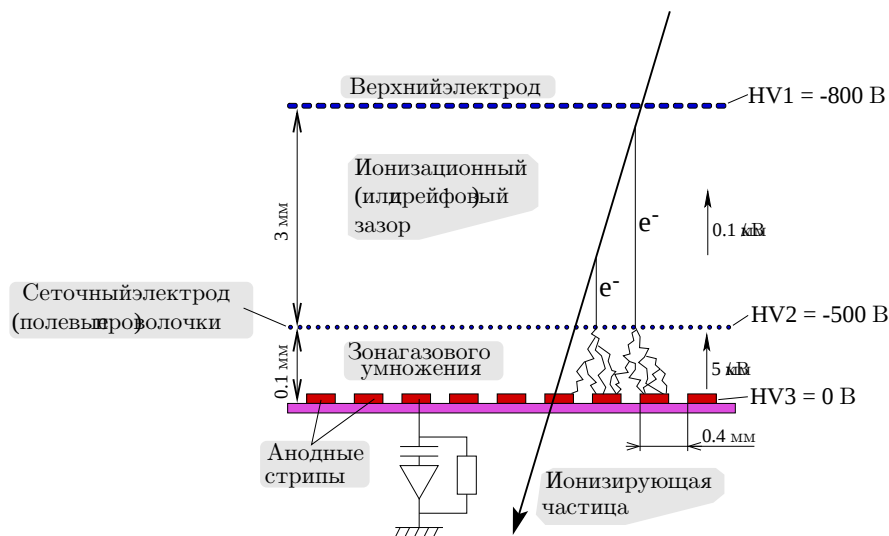


Рис. 2.11: Структурная схема поперечного сечения MICROMEGAS.

газового усиления разделена на отсеки фольгой, состоящей из покрытого с двух сторон проводящим слоем полиимида. Фольга имеет круглые отверстия диаметром $\varnothing = 70 \mu\text{м}$, расположенные с шагом $140 \mu\text{м}$. Толщина медного слоя и диэлектрика равны $5 \mu\text{м}$ и $50 \mu\text{м}$, соответственно. Изготовление проходит по технологии, основанной на фотолитографии с последующим травлением. Собственно эта фольга и называется ГЭУ, хотя как правило данная аббревиатура используется как синоним для детектора в целом.

Принцип работы детектора заключается в следующем. Между двумя сторонами фольги создается разность потенциалов. Силовые линии электрического поля концентрируются в отверстиях, тем самым создавая область высокой напряженности. Конфигурация электрического поля в отверстиях фольги ГЭУ показана на рис. 2.12. Проходя через отверстие, электрон порождает ливень. Образованные электроны дрейфуют до следующего перекрытия, где процесс повторяется. Основное отличие ГЭУ от MICROMEGAS заключается в том, что газовое умножение происходит только в отверстиях фольги, в то время как газовый зазор, ближайший к анодным стрипам, служит исключительно для сбора сигнала. Количество областей, на которые делится зона газового умножения, может быть разным. Например в COMPASS используются трехкаскадные ГЭУ. В общем случае, с увеличением разбиений, растет КГУ и уменьшается вероятность пробоя. Это является немаловажным фактором при долговременной эксплуатации детектора. КГУ, который удалось достичь при трехкаскадном усилении, составлял $50 \times 23 \times 8.5 = 9775$, где каждый из трех множителей соответствует усилению электронной лавины при пересечении фольги.

Анод детектора состоит из стрипов, нанесенных на печатную плату с шагом 0.4 мм . Причем внутри одного газового объема расположены стрипы с ортогональной по отношению друг к другу ориентацией. Это позволяет одной камере измерять две проекции одновременно. Стрипы разделяются тонкой диэлектрической прослойкой в месте пересечения. Пространственное разрешение, полученное в эксперименте, составляло $70 \mu\text{м}$ и временное разрешение – 15 нсек .

Всего в эксперименте использовалось 10 станции ГЭУ (11 в 2004 году). Каждая состоит из двух камер, повернутых друг относительно друга на 45° . Таким образом, так же, как и в случае MICROMEGAS, одна станция измеряет четыре проекции x , y и $\pm 45^\circ$. Станции располагались вдоль пучка, начиная от области за SM1. Основное назначение ГЭУ заключалось в восстановлении высокоэнергетических треков, выходящих из мишени под малыми углами. Площадь рабочей зоны камеры составляла $32 \times 32 \text{ см}^2$ с отключенной центральной областью

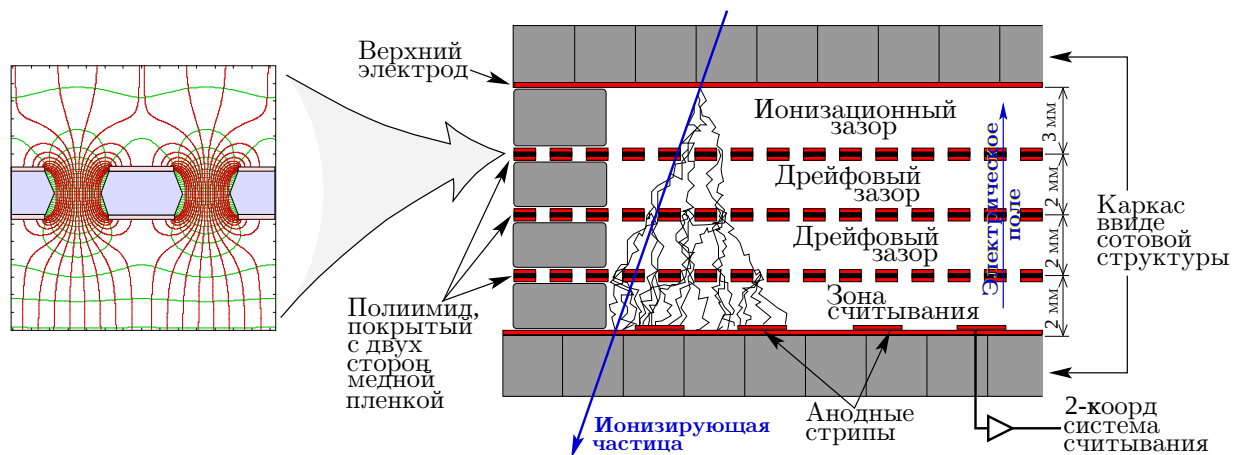


Рис. 2.12: Слева: электрическое поле в отверстиях фольги ГЭУ. Справа: схематический вид поперечного сечения трехкаскадного ГЭУ, используемого в COMPASS.

$\varnothing=5$ см. Механически ГЭУ крепились на один остов с МПК, закрывая тем самым центральную деактивированную зону МПК.

Так как ГЭУ находятся в зоне прохождения адронов, исходящих из вершины взаимодействия, важно чтобы детектор содержал минимум вещества. Поэтому жесткость камеры обеспечивается легким каркасом, имеющим сотовую структуру.

2.4.5 Многопроволочные газовые координатные детекторы

Многопроволочные газовые координатные детекторы (МГКД) являются одним из самых используемых типов камер в COMPASS. Основное назначение этих детекторов заключается в трекинге частиц, рассеянных под большими углами. Принцип работы детектора состоит в следующем. Электроны, образованные в результате ионизации газа проходящей частицей, дрейфуют к анодной проволоке без размножения. Вторичная ионизация происходит лишь в малой области вокруг анода. Поэтому любой первичный электрон вызывает вблизи проволоки электронную лавину фиксированной мощности. Таким образом получаем, что сигнал в МГКД пропорционален энергии потерянной проходящей частицей в первичной ионизации. Типичный коэффициент газового усиления МГКД составляет $\sim 10^4$.

Детекторы этого типа имеют довольно большое мертвое время, которое определяется временем дрейфа положительных ионов к катоду. Учитывая высокую интенсивность пучка все МГКД имеют либо мертвую зону, либо отверстие в месте пересечения с пучком. Используются два типа камер: с планарной геометрией (анодные проволоки натянуты в одной плоскости и находятся в одном газовом объеме) и с коаксиальной геометрией (катодом служит цилиндр, а анодом тонкая нить, натянутая по оси цилиндра). Ниже приводится краткое описание каждого из типов.

Многопроволочные пропорциональные камеры

Благодаря простоте и дешевости конструкции уже на протяжении сорока лет многопроволочные пропорциональные камеры (МПК) остаются одним из самых широко используемых детекторов в ускорительной физике. Всего в эксперименте было установлено 13 МПК. До того как попасть в COMPASS все они использовались в спектрометре OMEGA, вплоть до 1996 года.

Все камеры собраны по одинаковой технологии. Плоскость имеет 760 проволок, натянутых с шагом 2 мм. Отличие состоит лишь в количестве слоев проволок внутри камеры, которые

могут быть ориентированы по разному. Так, PS камера имеет проекции y , 10° , x и -10° ; 7 камер PA имеют 10° , x и -10° ; а 6 PB камер имеют лишь две ориентации проволок 10° и x . Пространственное разрешение получаем как $2 \text{ мм}/\sqrt{12}=0.58 \text{ мм}$.

PB камеры располагались в самом конце установки, за бетонным абсорбером, и предназначались для усиления трекинга центральной области мюонных камер. В половине из них только наклонная плоскость была снаряжена электроникой. Они использовались как дополнение к оставшимся трем PB камерам недостающей проекцией -10° .

“Таросси”-камеры (Первая мюонная стенка)

“Таросси”-камеры или PST (Plastic streamer tube) [63] использовались в эксперименте в качестве мюонного детектора (аббревиатура МА). Детектор располагался за адронным калориметром HCAL1, который в данном случае выполняет функцию адронного абсорбера. Камеры собирались в ОИЯИ, ЛЯП.

Одна ячейка камеры имеет размер $1 \times 1 \text{ см}^2$ (рис. 2.13). По центру ячейки натянута вольфрамовая проволока с золотым покрытием $\varnothing=50 \text{ мкм}$. Тот факт, что объемы анодных проволок изолированы друг от друга, способствует уменьшению наведенных сигналов.

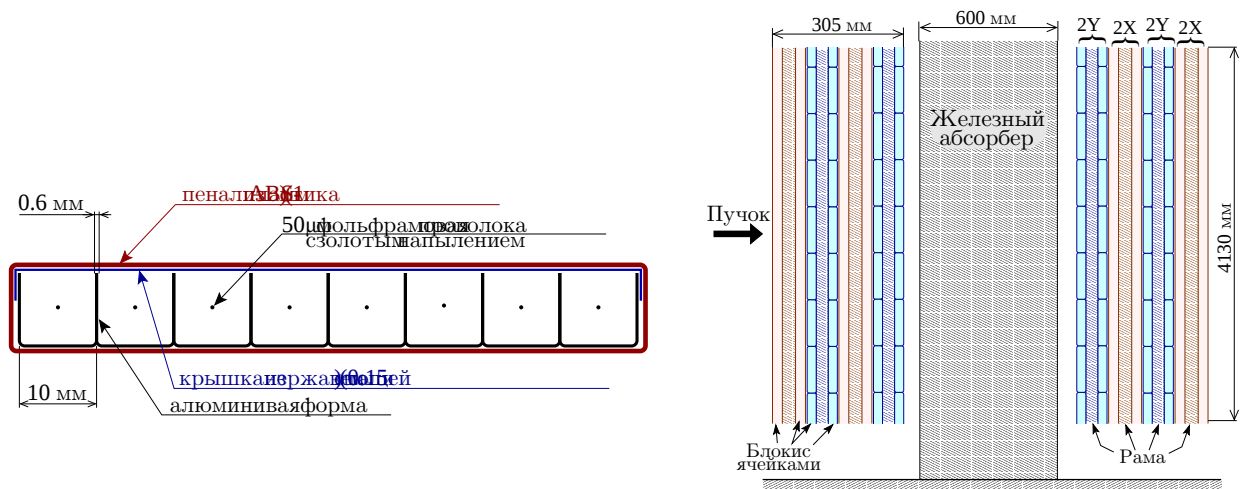


Рис. 2.13: Слева: схематический вид поперечного сечения одного блока “Таросси”-камеры. Справа: вид сбоку на МА. Детектор разделен на две части железным абсорбером.

Одна координатная плоскость собирается из блоков по 8 ячеек. Блок представляет собой алюминиевую форму с толщиной стенок 0.6 мм. С одной стороны форма накрыта пластиной из нержавеющей стали. Поверх всего надевается пластиковый кожух для уменьшения утечек газа. Блоки крепятся с двух сторон на раму, образуя один модуль. Детектор разделен на две части железной стенкой толщиной 60 см, по 4 модуля с каждой стороны (4 x и 4 y плоскости). Детектор не имеет наклонных проекций. Размер модуля $4.8 \times 4.13 \text{ м}^2$. Он имеет большое отверстие $1.45 \times 0.89 \text{ м}^2$ в месте прохождения пучка и большей части адронных треков.

В программе реконструкции “Таросси”-камеры рассматривались как МПК, т.е. временная информация не использовалась. Простой расчет дает пространственное разрешение 2.9 мм. Этого оказалось достаточно, так как в силу многократного рассеяния в HCAL1 часть трека, восстановленная в МА, вносит лишь малый вклад в точность параметров трека. Детектор используется исключительно для идентификации мюонов.

Планарные дрейфовые камеры

Мы переходим к следующему типу многопроволочных газовых координатных детекторов – дрейфовым камерам (ДК). В этих детекторах координата пересечения траектории частицы с камерой определяется на основании измерения времени дрейфа электронов от места пролета частицы до сигнальных электродов. В COMPASS дрейфовые детекторы представлены планарными дрейфовыми камерами и детекторами из дрейфовых трубок. В данном разделе речь пойдет о планарных камерах. В эксперименте за часть из них отвечала группа из Saclay (Saclay Drift Chambers, SDC [69]). Также, начиная с 2003 года, стали использоваться восстановленные камеры экспериментов EMC/SMC (аббревиатура DW [70]).

Три модуля SDC установлены непосредственно возле SM1: один до и два после магнита. Размер рабочей поверхности детектора $1.8 \times 1.3 \text{ м}^2$. Катодная плоскость ДК сегментирована, что позволяет отключать высокое напряжение с центральной зоны детектора ($\varnothing = 30 \text{ см}$) во время набора данных. Трекинг в этой области обеспечивается более быстрым типом детекторов – микроструктурными газовыми камерами. При наборе данных с пучком низкой интенсивности (на пример для процедуры выстройки) центральная зона активировалась.

Внутри модуль SDC содержит 8 слоев анодных проволок, разделенных катодными плоскостями. Слои идут по два: $2x$, $2y$, $2 \cdot -20^\circ$, $2 \cdot 20^\circ$. Два измеряющих одну координату слоя сдвинуты относительно друг друга таким образом, что потенциальные проволоки одного слоя располагаются напротив сигнальных проволок другого. Таким образом, при пересечении частицей двух плоскостей, электроны в них будут дрейфовать к сигнальной проволоке в противоположные стороны. Это позволяет избежать неоднозначности “лево-право” в определении координаты относительно сигнальной проволоки. Расстояние между слоями анодных проволок одного направления 8 мм, а при переходе к другой ориентации увеличено до 18 мм.

Через детектор продувается газовая смесь $Ar : C_2H_6 : CF_4 = 46 : 44 : 10 \%$. При разности потенциалов 1750 В коэффициент газового усиления составлял примерно 20000, а пространственное разрешение – 200 мкм .

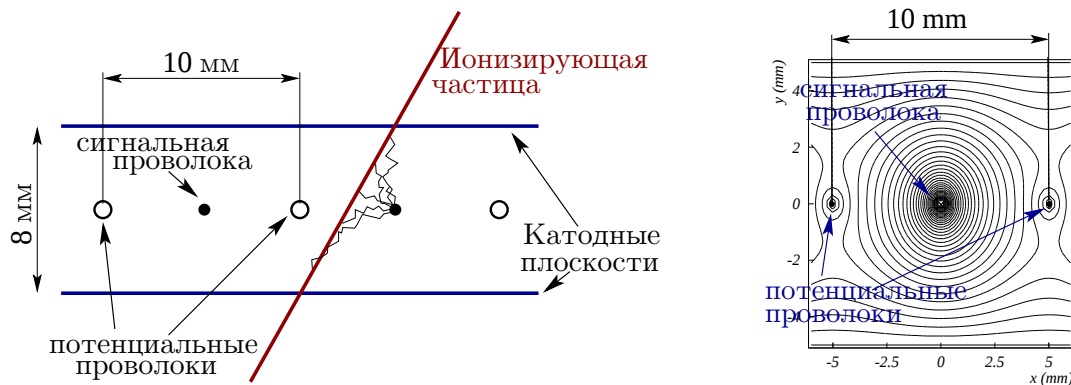


Рис. 2.14: Принцип работы ДК. Слева: схематический вид поперечного сечения ДК. Справа: расположение экипотенциальных линий для одной ячейки ДК.

DW имеют схожую структуру, но отличаются существенно большими размерами. Рабочая площадь камер составляет $5.2 \times 2.6 \text{ м}^2$. Мертвая зона в центральной области камер при реставрации была увеличена до 0.5 или 1 м. В 2003 году в эксплуатации находились 4 станции DW. Каждая имеет по 4 слоя анодных проволок: 2 вертикальных и 2 наклоненных на 30° , либо -30° . Как и в случае SDC, слои сдвинуты на пол шага относительно друг друга. Станции располагались в 10 м за SM2, перед электромагнитным калориметром ECAL2. Основное назначение SDC заключалось в трекинге частиц (в основном рассеянных мюонов), прошедших SM2 и отклоненных на большой угол. Размер дрейфовой ячейки DW равен 4 см. Пространственное

разрешение детектора 2 мм.

Дрейфовые трубки (Вторая мюонная стенка)

Детектор установлен в самом конце спектрометра, в области триггерных счетчиков. Он служит для восстановления мюонных треков, рассеянных в мишени под большими углами. В номенклатуре эксперимента детектор значится как “вторая мюонная стенка”, аббревиатура МВ. Детектор расположен за бетонной стеной толщиной 2.4 м, которая выполняет роль мюонного фильтра. МВ состоит из стальных трубок $\varnothing=3$ см. В отличие от описанных выше детекторов цилиндрическая геометрия газового объема обеспечивает оптимальное время сбора сигнала. За сборку детектора в COMPASS отвечала группа из Протвино.

МВ состоит из двух слоев трубок, сдвинутых друг относительно друга на радиус трубки. Это позволяет бороться с неоднозначностью в определении координаты. Прежде чем быть закрепленными на раме, трубки группируются в кассеты (порядка 20 трубок на слой). Детектор, в свою очередь, собирается из кассет. Так как поворот детектора как целое означал бы несимметричное изменение в аксептансе, для измерения наклонной проекции -15° было решено сдвинуть кассеты по длине как показано на рисунке 2.15. Активная область детектора составляет $4.4 \times 2.1 \text{ м}^2$ с отверстием $0.9 \times 0.7 \text{ м}^2$ в месте пересечения с пучком.

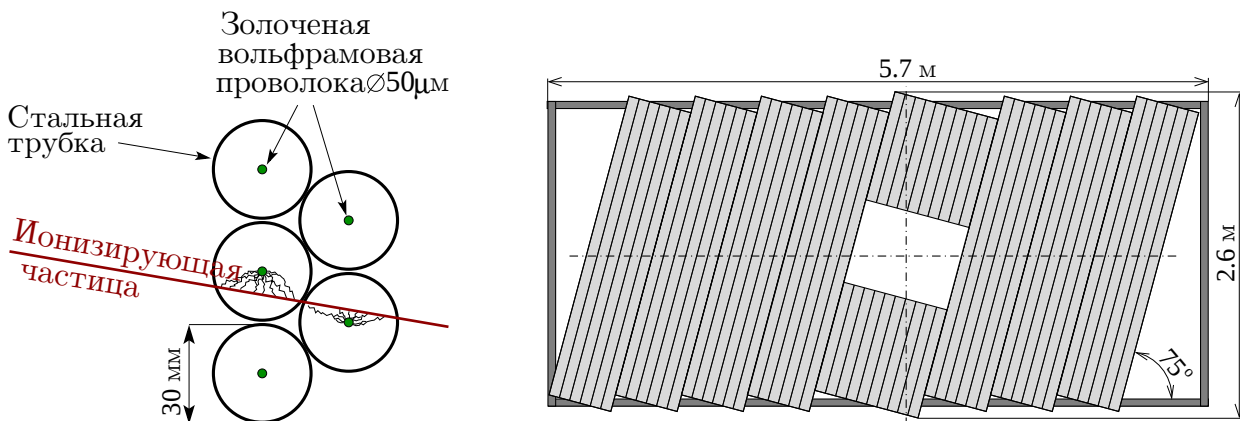


Рис. 2.15: Слева: принципиальная схема детектора дрейфовых трубок. Справа: вид на наклонную плоскость МВ.

В эксперименте были установлены две станции МВ. Обе станции включают в себя по три детектора с направлением трубок $x, y, -15^\circ$. Они крепятся на расстоянии примерно 30 см друг от друга. Расстояние между станциями 2 м.

Газовая смесь, циркулирующая по детектору: $Ar : CH_4 = 75 : 25 \%$. Ей соответствует величина дрейфовой скорости $67 \text{ мм}/\mu\text{сек}$. Таким образом, получаем максимальное время дрейфа через трубку $15 \text{ мм} / 67 \text{ мм}/\mu\text{сек} = 225 \text{ нсек}$. Величина пространственного разрешения детектора, измеренная в эксперименте, составляет $350 \mu\text{м}$. Мертвое время трубки равно 400 нсек . Максимально допустимая нагрузка детектора $1 \text{ кГц}/\text{см}^2$.

“Straw”-камеры

Последний представитель семейства дрейфовые камер, используемый в COMPASS, – “straw”-камеры. Детектор представляет собой сборку из тонкостенных пленочных трубок, которые склеиваются вместе в координатные плоскости и крепятся в алюминиевом каркасе. Трубки сворачиваются из полиимидной пленки, имеющей проводящее покрытие с внутренней стороны. Как следствие детектор обладает малой радиационной длиной, что имеет первостепенное значение для трекинга мягких адронов. По оси трубки натянута золоченая вольфрамовая

провода $\varnothing=30\text{ }\mu\text{м}$, которая выполняет функции анода. Детекторы изготавливались в ОИЯИ, ЛФЧ [68].

Всего для эксперимента было изготовлено 5 модулей “straw”. Каждый модуль собирается из 3-х двухслойных камер, имеющих ориентацию трубок x , y и 10° . Наклонная плоскость получается поворотом x -плоскости вокруг своей оси. Второй слой трубок сдвинут относительно первого на пол диаметра. Два модуля, соединенных вместе, установлены на расстоянии порядка метра за магнитом SM1, перед детектором RICH. Расположенные в данном месте они несут основную нагрузку по реконструкции мягких адронных треков, отклоненных магнитом SM1 на большой угол. Другие три модуля находятся дальше по пучку, до и после SM2.

Площадь чувствительной области детектора $3.2 \times 2.5\text{ м}^2$. Отверстие для пучка расположено по центру камеры и имеет размер $20 \times 20\text{ см}^2$. Учитывая тот факт, что поток частиц спадает при удалении от оси пучка, краевая часть камеры собирается из трубок с большим диаметром, чем центральная (рис.2.16). Диаметр трубок в центре 6 мм, по краям – 10 мм. Детектор является самым точным из широко-апертурных детекторов эксперимента. Усредненное по поверхности камеры пространственное разрешение составляет $270\text{ }\mu\text{м}$.

На рис.2.16 показан пример зависимости времени дрейфа ионов от расстояния до анодной проволоки. Данный график параметризуется и в дальнейшем используется в программе реконструкции для точного определения точки пересечения трека с поверхностью детектора.

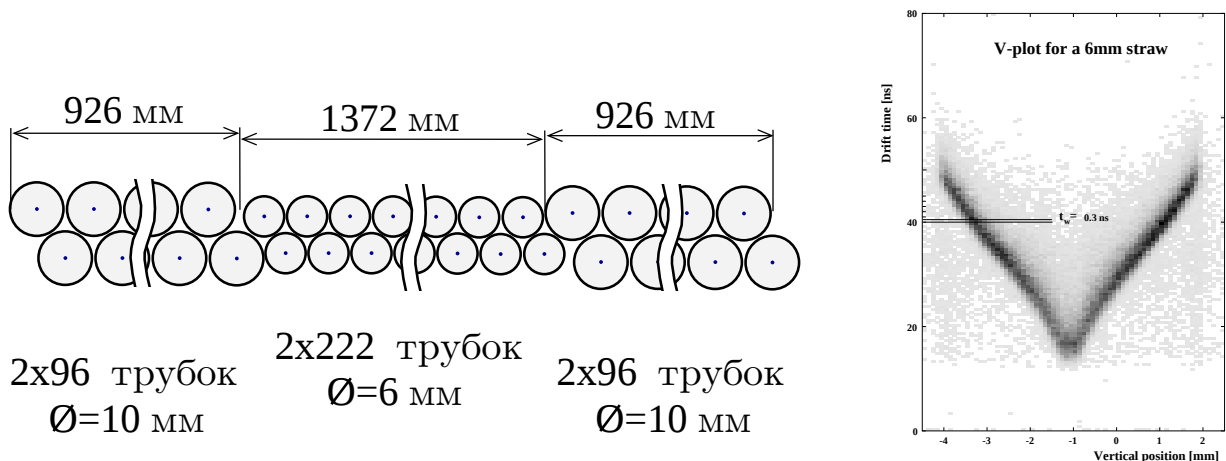


Рис. 2.16: Слева: сечение x -плоскости “straw”-камеры. Справа: зависимость времени дрейфа от расстояния до анодной проволоки (V-plot).

В первом спектрометре “straw” – единственный детектор способный производить измерения за пределами 2-х метров от оси пучка. Наиболее проблематичной в понимании детектора оказалась краевая часть плоскости камер. Помимо проблемы “зеркальных кластеров”, в этой области появляется проблема параллакса. Частицы проходят в плоскости, не ортогональной анодной проволоке, что ухудшает пространственное разрешение трубок.

2.5 Адронные калориметры

Для регистрации адронов в эксперименте используются два адронных железо-сцинтилляционных калориметра HCAL1(Дубна) и HCAL2(Протвино), размещенные в первом и втором спектрометрах, соответственно. При попадании адрона в детектор происходит развитие ядерно-фотонной лавины. Ливневые частицы оставляют часть энергии в сцинтилляторе в виде световой вспышки, регистрируемой ФЭУ. Амплитуда импульса ФЭУ пропорциональна энергии потерянной частицами ливня и, как следствие, энергии первичной частицы.

	Позиция вдоль пучка (м)	Размер модуля (м ³)	Поперечн. размеры		Центр. отверстие	
			Модули	м ²	Модули	м ²
HCAL1	3.64	0.15×0.15×1	28×20	4.2×3	8×4	1.2×0.6
HCAL2	17.97	0.2×0.2×1	22×10	4.4×2	4×4	0.4×0.4

Таблица 2.4: Геометрические характеристики адронных калориметров.

Каждый калориметр состоит из модулей сложенных в матрицу, закрепленную на подвижной платформе, которая позволяет сдвигать детектор с оси пучка. Это упрощает индивидуальный доступ к фотоумножителям каждого из модулей. В области пересечения калориметра с пучком часть модулей была вынута для избежания поражения материала. Калориметры расположены таким образом, чтобы центральная зона HCAL1, лишенная детектирующих модулей, покрывалась поверхностью более удаленного от мишени HCAL2. Это позволяет иметь достаточно высокое угловое разрешение при сравнительно больших размерах модуля. Геометрические характеристики калориметров представлены в Таб. 2.4.

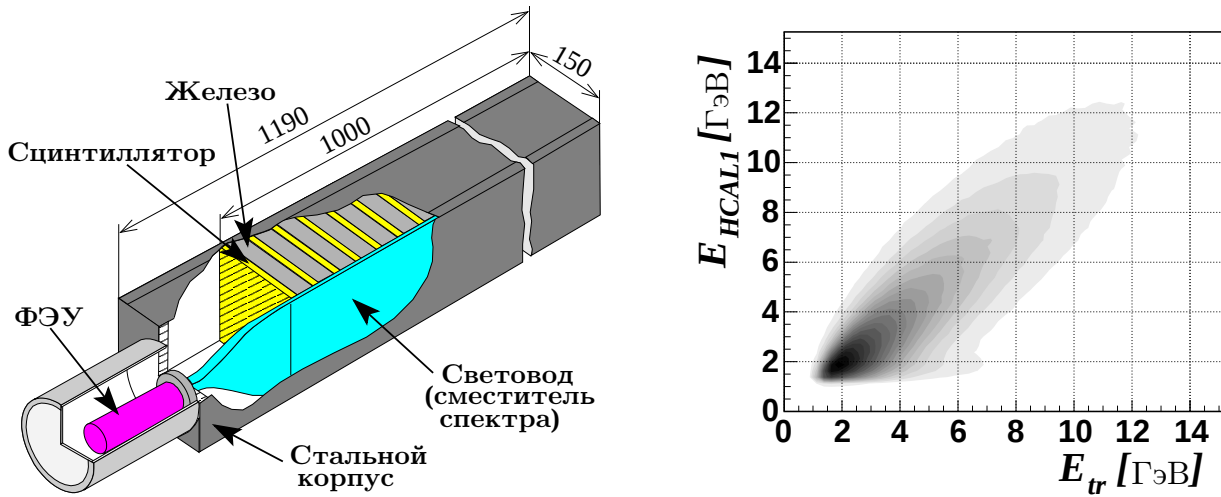


Рис. 2.17: Слева: схематический вид на модуль адронного калориметра HCAL1. Справа: корреляция энергосодержания в калориметре и восстановленного спектрометром импульса трека.

Поперечный размер модулей равен $15 \times 15 \text{ см}^2$ и $20 \times 20 \text{ см}^2$ для HCAL1 и HCAL2, соответственно. Они имеют слоистую структуру типа "сэндвич" (рис. 2.17): последовательность чередующихся слоев поглотителя (железо) с высоким значением Z и активных слоев сцинтиллятора, светосбор с которых осуществляется с помощью световодов. В случае HCAL1 роль световодов выполняют сместители спектра, в которых свет от сцинтиллятора поглощается и затем вновь излучается люминесцирующей добавкой, но уже в области больших длин волн. В качестве материала для переизлучателя использовалось оргстекло с поверхностным нанесением люминофора. Внешняя сторона световода покрыта металлизированным майларом для уменьшения потерь света. Пройдя по световоду, γ -квант детектируется фотоумножителем, расположенным в конце каждого модуля и закрытым светонепроницаемым кожухом. Всего модуль содержит примерно 40 слоев железо-сцинтиллятор. Толщина железной пластинки составляет 20 мм, сцинтилляционной – 5 мм. Вес одного модуля равен 150 кг. Эффективная длина калориметра примерно 5 ядерных длин.

Энергетическое разрешение калориметров для адронов и электронов в интервале энергий 10-100 ГэВ было измерено на тестовых пучках и составляет: $\sigma_E^\pi/E = 7.5 \oplus 60\%/\sqrt{E}$ и $\sigma_E^e/E =$

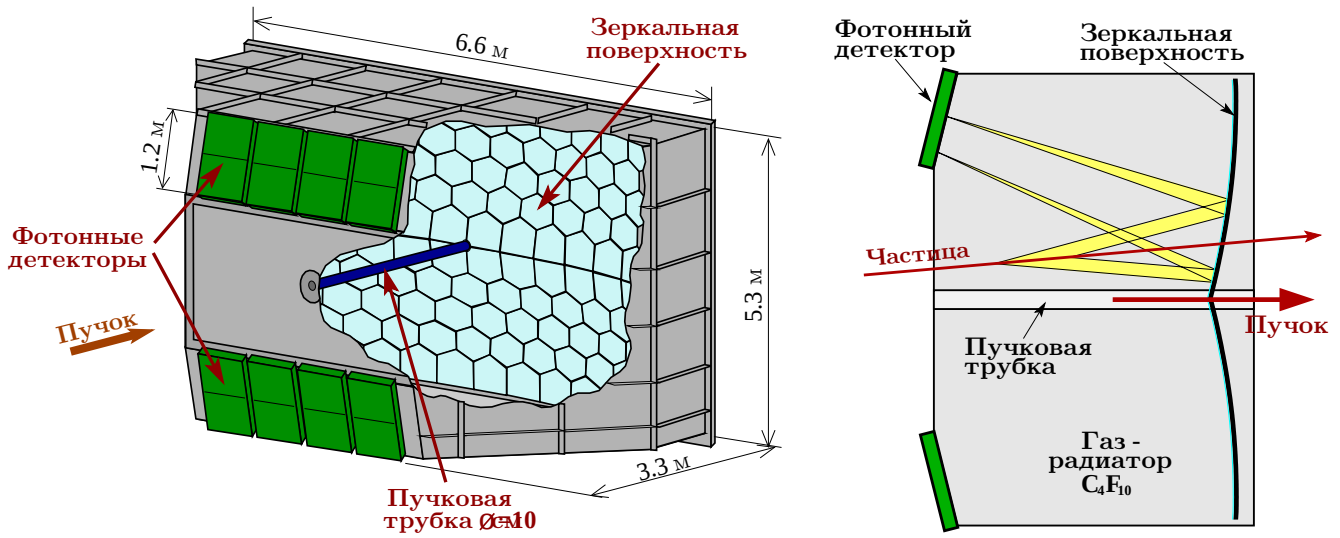


Рис. 2.18: Слева: основные компоненты детектора RICH. Справа: принцип работы детектора (вид сбоку).

$0.7 \oplus 30\%/\sqrt{E}$. Пространственное разрешение примерно 2 см.

Оба калориметра оснащены светодиодной системой мониторинга. К световоду каждого модуля подводится сигнал от светодиода, имеющий всегда строго-фиксированную величину. В процессе сеанса высокое напряжение на фотоумножителе может меняться и, как следствие, соотношение энергия $\leftrightarrow$ АЦП-канал не постоянно. Тот факт, что энергия подводимая от светодиода не изменяется, позволяет отслеживать нежелательные флуктуации напряжения.

Основная функциональная нагрузка калориметров в эксперименте заключается в использовании их для нужд триггера. По причине того, что большая часть кинематической области COMPASS соответствует малым углам рассеяния мюона, триггер, единственной целью которого является поиск трека рассеянного мюона, имел бы сильный фон. Этот фон в основном связан с событиями, не содержащими адронов в конечном состоянии. Поэтому требование иметь энерговыделение в калориметрах, которое превышает мюонный порог, существенно увеличивает долю полезных событий (подробнее в разделе 2.7).

2.6 RICH

Идентификация заряженных частиц в эксперименте осуществляется детектором RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter) [72]. Принцип работы RICH основан на регистрации излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при движении частицы в среде со скоростью v , превышающей скорость распространения света в этой среде. Косинус угла выхода черенковских фотонов к направлению движения частицы выражается простой формулой:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.2)$$

где $\beta = v/c$ и n – показатель преломления среды. Частица начинает излучать лишь в том случае, когда $\beta > 1/n$. Таким образом пороговая скорость зависит только от показателя преломления среды.

Показатель преломления среды, а следовательно и угол θ_C , являются функциями частоты. Поэтому имеет смысл выделять достаточно узкий диапазон частот, где n можно считать постоянным. Так, например, в COMPASS RICH оптимизирован на ультрафиолетовый диапазон $\lambda \approx 165$ нм. Для этого из газа-радиатора были удалены с высокой степенью чистоты примеси

кислорода и водяных паров. Зеркала также обладают высокой отражающей способностью в этом диапазоне.

Для эксперимента COMPASS детектор был разработан и собран группой из города Trieste, Италия [72]. RICH расположен в первом спектрометре на расстоянии примерно 1.5 м за SM1 и имеет ту же угловую апертуру, что и SM1. Размеры корпуса в поперечном пучке составляют $6.6 \times 5.3 \text{ м}^2$, длина – 3.3 м. Объем резервуара $\sim 80 \text{ м}^3$. Основные компоненты RICH и принцип работы представлены на рис.2.18.

К задней стенке детектора крепятся две сферических зеркальных поверхности, отражающих черенковский свет вверх и вниз на фоточувствительные камеры. Радиус кривизны поверхностей составляет примерно 6.6 м. Они собираются из отдельных зеркал, плотно подогнанных к друг другу. Большинство зеркал имеет шестиугольную форму с размером стороны 261 мм. Однако, чтобы придать поверхности прямоугольную форму, на границах, а также на стыке верхней и нижней частей, устанавливаются зеркала пятиугольной формы. В общей сложности мозаика из 116 зеркал покрывает площадь $\sim 21 \text{ м}^2$. Перед тем как RICH был заполнен рабочим газом, была произведена индивидуальная юстировка каждого зеркала.

Проходя сквозь объем детектора, заведомо релятивистские пучковые мюоны излучают черенковские фотоны, создавая сильный фон. Это может усложнить работу программы реконструкции. Поэтому в месте прохождения пучковых мюонов, сквозь корпус детектора от входного окна до задней стенки, протянута алюминиевая трубка $\varnothing=10 \text{ см}$. Диаметр трубки является результатом компромисса между улучшением, связанным с подавлением фона, и эффектом ослабления сигнала в силу образования тени от трубки.

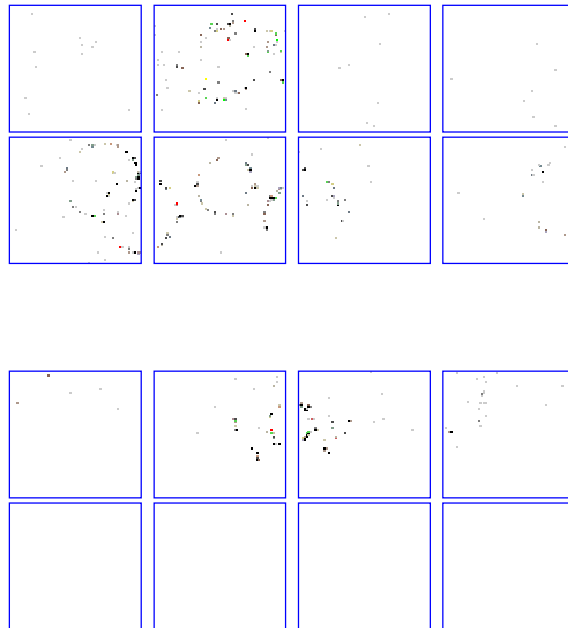


Рис. 2.19: Пример отклика фотонных детекторов для одного из событий. Каждый квадрат соответствует одной фотокатодной плоскости МПК размера $60 \times 60 \text{ см}^2$. Для удобства презентации расстояние между верхней и нижней группами МПК уменьшено.

Отраженный от зеркальной поверхности свет проецируется на фотонные детекторы. Они представляют собой многопроволочные пропорциональные камеры (МПК), где анодные проволоки натянуты с шагом 4 мм. В качестве фотокатода выступает сегментированная поверхность CsI. Размер одного пикселя составляет $8 \times 8 \text{ мм}^2$. Таким образом, при общей площади активной зоны фотонных детекторов 5.3 м^2 , получаем порядка 84 000 каналов электроники. Каждый соединен с аналоговой системой считывания. Для уменьшения фона, вызванного прохожде-

нием частиц, камеры были вынесены на расстояние 1.4 м вверх и вниз от оси пучка. Всего использовалось 8 МПК, по 4 сверху и снизу. Рабочая площадь камеры $60 \times 120 \text{ см}^2$, причем фотокатодная плоскость каждой из камер разделена на две равные части. От радиатора МПК отделяются кварцевым окном, пропускающим ультрафиолет.

В качестве радиатора использовался тяжелый газ C_4F_{10} при атмосферном давлении и температуре 25°C . Показатель преломления газа $n = 1.00153$. Однако величина $n - 1$ является очень чувствительной даже к слабым изменениям давления и температуры. При анализе данных были обнаружены четкие флуктуации n , связанные с временем суток. Это требовало регулярной калибровки показателя преломления.

RICH способен проводить идентификацию частиц в импульсном диапазоне 2.5–50 ГэВ. Пороговые импульсы, при которых частица начинает излучать черенковские фотоны, равны 2.5, 8.9 и 17.0 ГэВ для π , K и p , соответственно.

2.7 Триггер

Сигнал на запуск системы считывания подается триггером, включающим в себя набор сцинтилляционных счетчиков (годоскопов) и два адронных калориметра [79]. Для большинства триггеров срабатывание связано с наличием в событии рассеянного мюона в определенном угловом или энергетическом интервале. Роль калориметров заключается в подавлении фона от событий, не имеющих адронной составляющей в конечном состоянии. Принципиальная схема работы триггера представлена на рис. 2.20.

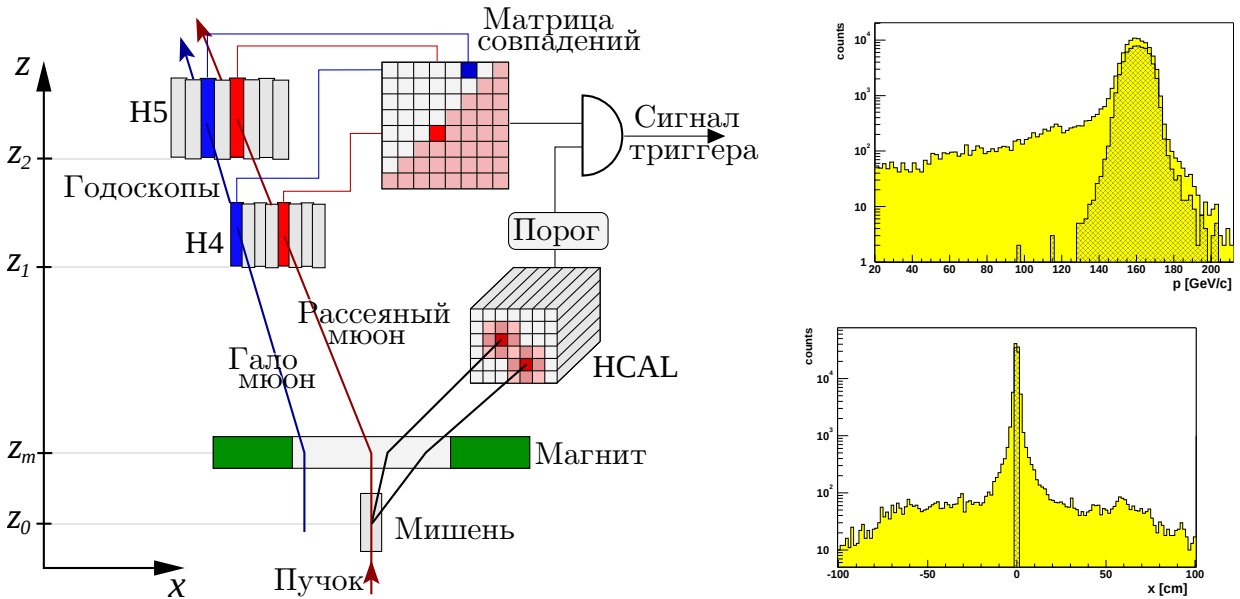


Рис. 2.20: Слева: принцип работы триггера. Справа: импульсное и пространственное распределения налетающих мюонов. Заштрихованная область соответствует мюонам, проходящим через обе ячейки мишени ($\varnothing = 3 \text{ см}$).

Информация о мюонном пучке была представлена в разделе 2.1. Основную проблему для триггера составляет гало пучка, которое образуется в результате прохождения частиц через систему отклоняющих и фокусирующих магнитов. Немалую роль в образовании гало треков также играет немонахроматичность родительского адронного пучка (мюоны образуются из распадов вторичных π и K). На рис. 2.20 показаны импульсное и пространственное распределения налетающих на мишень мюонов. Мюоны, проходящие через ячейки мишени, имеют

средний импульс 160 ГэВ и разброс 8 ГэВ. Полное распределение имеет асимметричную форму, спадая в область низких значений импульса. Как правило, низкие энергии соответствуют отстоящим от оси пучка трекам. На долю мюонного гало приходится примерно 30% налетающих частиц.

Принято различать два класса событий, которые имеют различную триггерную логику:

- Область глубоко-неупругого рассеяния ($Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$)
 - Направление траектории мюонного трека определяется годоскопами, установленными в области за SM2. Мюоны рассеиваются на большие углы, и максимальный угол ограничен размером магнитного зазора SM2, равного $2 \times 1 \text{ м}^2$. Учитывая, что расстояние от мишени составляет порядка 20 м, находим верхний предел на переданный четырех-импульс $Q^2 \lesssim 20 \text{ ГэВ}^2$. Триггера, в которых накладываются условия только на траекторию рассеянного мюона, в дальнейшем будем называть “инклюзивными”.
 - Начиная с 2003 года, в эксперименте применяется “калориметрический” триггер. В нем годоскопы не используются, а сигнал формируется двумя адронными калориметрами. Срабатывание происходит в случае локального энерговыделения, превышающего 9 раз среднюю потерю энергии мюона при прохождении калориметра. Триггер позволяет поднять предел на переданный четырех-импульс мюона до 100 ГэВ^2 .
- Обмен квази-реальным фотоном ($Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$)
 - В триггерах, соответствующих данной области, используется как отклик годоскопов, так и адронных калориметров. Малые углы рассеяния не позволяют полагаться лишь на измерение направления траектории мюона по причине высокого фона, создаваемого проходящими через мишень без взаимодействия мюонами. Поэтому дополнительно к сигналу годоскопов требуется наличие локального энерговыделения в калориметрах, превышающего в 3 раза среднюю потерю энергии мюона в калориметре. В дальнейшем такие триггера будем называть “полуинклюзивными”.

Отметим, что деление триггеров на область ГНР и квази-упругие реакции несколько условное. Очевидно между триггерами существует перекрытие. К этому вопросу еще вернемся в разделе 4.5, где будет обсуждаться кинематическая область, отобранных для анализа данных.

Направление траектории мюонного трека определяется двумя годоскопами, включенными в триггер “на совпадение”. Чтобы исключить срабатывание годоскопов от адронных треков, по крайней мере один из них помещен за адронным абсорбером. Каждый годоскоп состоит из сцинтилляционных счетчиков, расположенных параллельно друг другу. Ширина счетчика и, как следствие, пространственное разрешение годоскопа, зависят от его положения по отношению к пучку. Счетчики расположенных на периферии годоскопов имеют ширину 15 см, а ширина счетчиков центральных годоскопов равна 0.6 см (таб. 2.5). Имея высокое временное разрешение, система из двух годоскопов позволяет с хорошей точностью идентифицировать трек и определить его направление в измеряемой проекции.

В случае триггеров, соответствующих большим углам рассеяния, используются счетчики с горизонтальной ориентацией. Корреляция сработавших элементов должна указывать на исходящий из мишени мюон. Для категории треков, вышедших из мишени под малыми углами, появляется неопределенность, связанная с поперечными размерами мишени ($\varnothing=3 \text{ см}$). Так как информация о положении точки взаимодействия внутри мишени отсутствует, то пропадает смысл в измерении вертикальной проекции. Поэтому все триггера, работающие в кинематической области малых Q^2 , имеют вертикально расположенные счетчики и производят идентификацию рассеянного мюона, основываясь на измерении его импульса. Действительно, в приближении малых углов, выходящий из мишени трек при прохождении через магнитное

поле приобретает поперечный импульс $\Delta p_x = 0.3 \int B dl$. Тогда величина обратная импульсу мюона p' равна

$$\frac{1}{p'} = \frac{1}{\Delta p_x} \frac{x_1 z_2 - x_2 z_1}{z_m(z_2 - z_1)},$$

где z_m – эффективная позиция магнита (SM1+SM2), z_i – координата годоскопа i по пучку и x_i – измерение, произведенное им в горизонтальной плоскости (рис. 2.20). В данной формуле неизвестной величиной является только p' . Поэтому, задав в триггерной логике возможные корреляции между счетчиками двух годоскопов, можно установить ограничение на импульс рассеянного мюона, тем самым отделив его от мюонного гало. Тем не менее по причине немономохроматичности пучка, многократного рассеяния, а также неопределенностей, связанных с конечными размерами элемента годоскопа и мишени, данное ограничение выполняется лишь с определенной точностью.

На поверхность сцинтиллирующего вещества счетчика накладывается алюминиевая фольга, которая обладает высокой отражающей способностью. Поверх фольги наматывается светонепроницаемая лента. Для того чтобы избежать потерь эффективности в местах соприкосновения счетчиков, элементы годоскопа собираются в нахлестку.

Система триггерных годоскопов

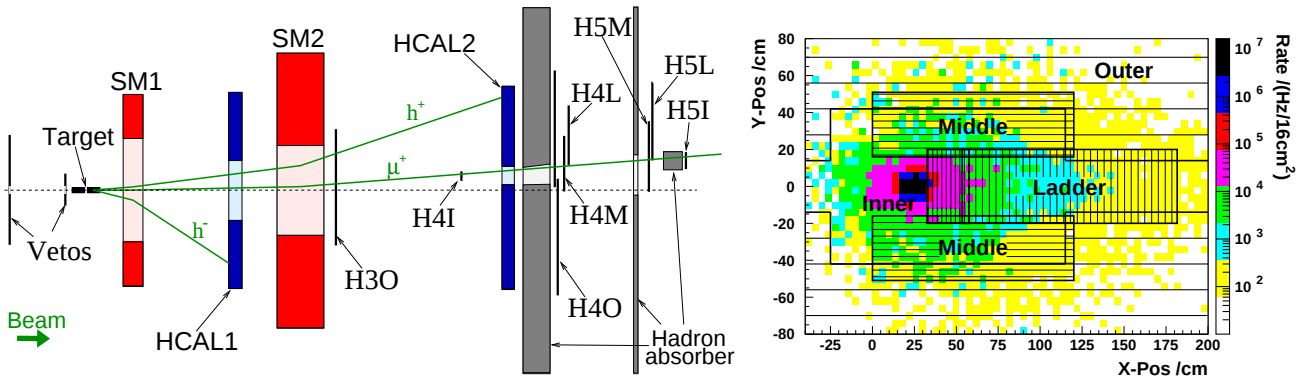


Рис. 2.21: Расположение триггерных годоскопов. *Слева*: вид сверху. На рисунке представлены только элементы установки, имеющие отношение к триггерной системе. *Справа*: интенсивность мюонного потока в $z=40$ м. Также показан поперечный разрез годоскопов.

Система триггерных годоскопов делится на четыре части (рис. 2.21, таб. 2.5). Годоскопы групп Inner и Ladder имеют вертикальную ориентацию счетчиков и предназначены для работы в области малых углов рассеяния. Их угловая апертура составляет ± 5 мрад. Ближе всего к пучку расположены годоскопы группы Inner. Имея малый размер, они позволяют производить детектирование μ' в интервале относительных передач энергии $0.2 < y < 0.5$. Для повышения чувствительности годоскопы разнесены на расстояние 20 м. Для уменьшения неопределенностей, связанных с многократным рассеянием, ближний к мишени годоскоп не имеет адронной защиты. В отличие от Inner, оба годоскопа группы Ladder находятся за бетонной стеной. Тот факт, что годоскоп расположен дальше от оси пучка и подвержен меньшему потоку мюонов, позволяет использовать счетчики большей ширины. Работая в том же интервале по Q^2 , что и Inner, Ladder покрывает область высоких передач энергии $0.5 < y < 0.85$.

Годоскопы группы Middle предназначены для детектирования мюонов как в области ГНР, так и в области обмена квази-реальным фотоном. К годоскопам этой группы, помимо вертикально ориентированных счетчиков, добавлены счетчики, расположенные горизонтально. Годоскопы делятся на две подгруппы, которые разнесены на расстояние 40 см вверх и в низ,

Группа годоскопов	Аббревиатура годоскопа	Число счетчиков	Ширина счетчика (мм)	Нахлестка счетчиков (мм)	z координата (м)	Площадь $x \times y$ (см ²)	Считывание
Inner	H4I (up)	32	6	0.6	32	17.34×32	1
	H4I (dn)	32	6	0.6	32		1
	H5I (up)	32	12	1	51	35.3×51	1
	H5I (dn)	32	12	1	51		1
Ladder	H4L	32	22 – 67	1 – 3	40.65	128.2×40	2
	H5L	32	27 – 87	1 – 3	48.05	168.2×47.5	2
Middle	H4MV (up)	20	62	1	40.3	120×102	1
	H4MV (dn)	20	62	1	40.3		1
	H4MH	32	21.5 – 25	1	40.4		2
	H5MV (up)	20	77	1	47.7	150×120	1
	H5MV (dn)	20	77	1	47.7		1
	H5MH	32	25 – 30	1	47.8		2
Outer	H3O	16	70	5	23	200×100	2
	H4O	32	150	10	40.0	480×225	2

Таблица 2.5: Номенклатура и геометрические характеристики триггерных годоскопов. Последняя колонка показывает с одной или с двух сторон производится считывание счетчика.

симметрично по отношению к медианной плоскости установки (рис. 2.21). Это накладывает ограничение на угол рассеяния мюона в вертикальной плоскости: $4 < \theta_y < 12$ мрад. Система Middle использовалась в эксперименте в двух вариантах: в совпадении с калориметром и независимо. Для случая, когда отклик калориметра игнорируется, большую роль играют вертикальные счетчики, которые используются не столько для кинематической селекции по y , сколько для подавления фона от мягких треков гало. Без них частота фоновых событий возрастает примерно в 2 раза.

Самой широко-апертурной в эксперименте является группа годоскопов Outer. Максимальный угол вылета мюона ограничен размером магнитного зазора SM2 и равен 25 мрад, что позволяет регистрацию событий с квадратом переданного четырех-импульса до 20 ГэВ². Годоскопы собраны из счетчиков горизонтальной ориентации. Тот факт, что Outer покрывает периферийную часть углового аксептанса, позволяет использовать счетчики с шириной порядка 10 см. Для того чтобы сохранить высокое угловое разрешение потребовалось разнести годоскопы на расстояние порядка 20 м. Первый годоскоп установлен непосредственно за SM2 и не имеет адронной защиты.

Адронные калориметры

Адронные калориметры используются в триггерной системе для подавления фона, который обусловлен событиями, не имеющими адронов в конечном состоянии, но тем не менее содержащими мюон удовлетворяющий описанным выше условиям. Это

- радиационные события, т.е. события с излучением γ -кванта мюоном в начальном или конечном состоянии
- упругое μe рассеяние
- срабатывание триггера на гало-мюон достаточно низкой энергии

Общий поток мюонного гало через поверхность калориметров составляет $10^6 - 10^7$ сек⁻¹, причем засвечены в основном центральные модули. Ширина выходного сигнала примерно 50 нсек. Таким образом получаем, что вероятность прохождения случайного мюонного трека за время снятия сигнала составляет 0.1 – 1. Это не позволяет использовать полное энергоделичение в каждом из калориметров, как объективный критерий наличия адронов в событии, так как мюоны могут вносить существенный вклад.

Типичный размер адронного кластера в калориметре по порядку величины равен количеству ядерных длин взаимодействия, т.е. в случае HCAL1 или HCAL2 несколько десятков сантиметров. В отличие от адронов, энергосодержание мюона локализовано в окрестности трека. Поперечный размер одного модуля калориметра равен 15, либо 20 см для HCAL1 и HCAL2, соответственно (см. раздел 2.5). Получаем, что адронный ливень распределяется на несколько модулей детектора, в то время как мюон в подавляющем большинстве случаев засвечивает не больше одного. Другим важным моментом является то, что энергосодержание мюона слабо зависит от его энергии. В нашем случае средняя потеря энергии мюона при прохождении калориметра равна 1.8 ГэВ. В использовании этих свойств и заключается критерий разделения мюонов и адронов, используемый в “калориметрическом” триггере.

Средняя ширина адронного ливня примерно 20 см. Поэтому для того чтобы собрать всю энергию адрона, необходимо провести суммирование с площади диаметром ~ 60 см, т.е. должно быть задействовано 4×4 модулей калориметра. На практике это реализовано следующим образом. На задней стороне калориметра рядом с фотоумножителями установлены триггерные боксы. На каждый бокс подается сигнал с 16 ФЭУ, и производится аналоговое суммирование групп модулей 2×2 . Далее, 4 аналоговых сигнала передаются посредством витой пары в триггерную комнату, где они комбинируются в суммы по 4.

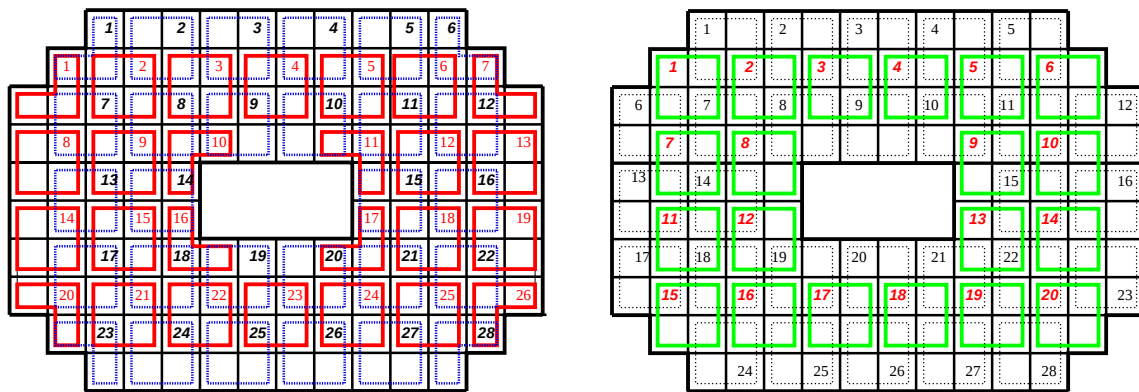


Рис. 2.22: Разбиение на 4 логических слоя калориметра HCAL1. Одна ячейка состоит из 2×2 модулей калориметра. Группы каждого слоя обведены замкнутой линией.

Поверхность каждого калориметра представляется в виде логических слоев (рис. 2.22). Слой состоит из непересекающихся квадратов, включающих 16 модулей 4×4 . При попадании адрона в центр квадрата суммарный сигнал равен полной энергии частицы. Однако энергия ливня может распределиться между соседними квадратами, в случае попадания в границу между ними. Поэтому одного слоя недостаточно. Используются 4 слоя сдвинутых относительно друг друга на 2 модуля вбок и/или в вертикальном направлении. Когда энергия ливня превышает заданный порог, генерируется сигнал, который комбинируется с сигналом от годоскопов или может использоваться независимо. Например годоскопные группы Inner, Ladder и Middle используют калориметр и требуют преодоления порога в 3 MIP, что уменьшает количество фоновых событий на 1–2 порядка. Начиная с 2003 года, “калориметрический” триггер используется также самостоятельно. Для этого случая нет ограничения на угол рассеяния мюона, связанного с размером магнитного зазора SM2. Это позволяет поднять предел на переданный четырех-импульс мюона до 100 ГэВ², а также использовать данный триггер для оценок эффективности триггеров, использующих годоскопы. Когда “калориметрический” триггер использовался отдельно, порог был увеличен до 9 MIP.

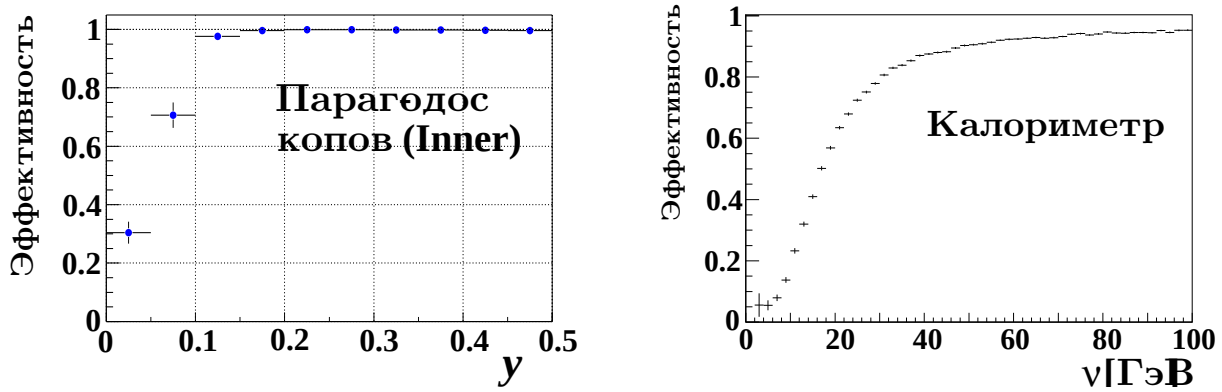


Рис. 2.23: Слева: эффективность пары годоскопов одного из полуинклюзивных триггеров (Inner) как функция от y . Справа: эффективность работы адронных калориметров в триггере как функция от потерь энергии мюона в мишени.

Вето-годоскопы

Увеличивая порог калориметра, можно подавить фон в нужное количество раз. Однако появляется проблема, связанная с эффективностью регистрации положительных и отрицательных адронов. С точки зрения кварк-партоновой модели наличие адрона определенного типа в конечном состоянии указывает на взаимодействие виртуального фотона с определенным типом кварков в нуклоне. Поэтому, отдавая предпочтение положительным или отрицательным адронам, мы потенциально можем внести искажения в измеряемые физические величины. Хотя в силу изоспиновой симметрии протона и нейтрона искажения на дейтронной мишени должны быть минимальны.

Для дополнительного подавления фона, вызванного мюонным гало, перед мишенью была установлена система вето-годоскопов (рис.2.21), которые работали “на анти-совпадение” с основным триггером. Ее целью является уменьшение вероятности срабатывания триггера на мюонные треки, не проходящие через мишень. Годоскопы размещаются на расстоянии 2 м и 8 м до мишени и имеют отверстие в месте пересечения с пучком. Расстояние 6 м между ними необходимо для подавления мюонов входящих в мишень под углом. Эффективность работы годоскопа зависит от временного разрешения сцинтилляторных элементов, поэтому центральная часть собирается из счетчиков малых размеров. Вето-система вносит существенный вклад в подавление фона триггеров, работающих в области больших углов рассеяния и не включающих в себя адронные калориметры. Так, в случае триггеров Middle и Outer групп эффект подавления составляет примерно два порядка величины.

Эффективность работы триггера

Эффективность работы разных групп годоскопов в триггере может быть определена с помощью “калориметрического” триггера. Имея восстановленное событие, мы можем идентифицировать рассеянный мюон. В случае, если он пересекает определенную пару годоскопов и соответствует матрице совпадений, проверяется наличие триггерного сигнала от данной пары, таким образом определяя ее эффективность. В качестве примера на рис.2.23 показана зависимость эффективности одного из “полуинклюзивных” триггеров (Inner) от кинематической переменной y . В матрицу совпадений данного триггера была заложена кинематическая область $y \gtrsim 0.1$, что также отчетливо видно по рисунку. В среднем, по всем группам годоскопов, эффективность колеблется в интервале от 96% до 99%.

Аналогичным образом проводится проверка работы адронных калориметров в триггере.

Только теперь нормировка производится на “инклюзивные” триггера (участвуют только годоскопы). Зависимость эффективности калориметров от потерь энергии мюона в мишени ν показана на рис. 2.23. Видно, что для $\nu > 30$ ГэВ эффективность выше 80%.

2.8 Система сбора данных

Отличительной особенностью эксперимента является система сбора данных (Data Acquisition System, DAQ). Высокая интенсивность пучка и большое количество каналов считывания накладывают жесткие требования на архитектуру DAQ. В связи с этим в системе были использованы новаторские разработки [73, 74], позволяющие ей эффективно функционировать в таких условиях.

Цикл ускорителя SPS составляет 16.8 сек. За это время через спектрометр проходит поток мюонов порядка $2 \cdot 10^8$. Средняя скорость поступления триггерных сигналов в эксперименте 5 кГц. Таким образом за один сброс пучка (длительность 4.8 сек) в DAQ поступает примерно 24 тысячи событий. 70% времени цикла пучок отсутствует. DAQ использует это время для уменьшения загрузки компьютеров-компоновщиков событий, первоначально записывая детекторную информацию в буфера памяти. Основные компоненты DAQ схематически представлены на рис. 2.24.

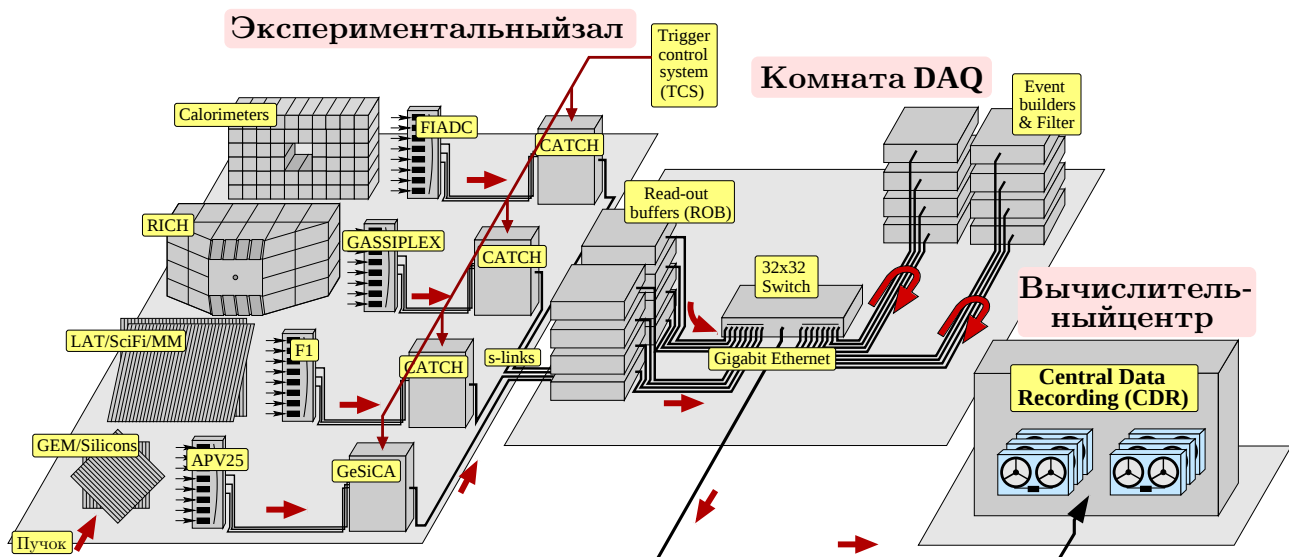


Рис. 2.24: Схематическое представление системы сбора данных COMPASS.

Прежде чем перейти к более подробному описанию, перечислим основные особенности DAQ эксперимента:

- Конвейерная архитектура. На каждом этапе сбора и передачи данных производится буферизация детекторной информации, что увеличивает пропускную способность.
- Для большинства детекторов, оцифровка отклика происходит в так называемых Front-End (FE) платах, установленных непосредственно на детекторе.
- Унификация стандартов FE-плат. Используются всего 4 основных типа плат.
- Высокая модульность и расширяемость системы.

После усиления сигнал в аналоговом виде подается на FE-платы, которые в большинстве случаев монтируются на самом детекторе. По своей сути платы являются аналогово-цифровыми преобразователями. Тот факт, что расстояние на которое передается аналоговый

сигнал сведено до минимума, позволяет повысить качество оцифровки. Также уменьшаются затраты на покупку кабелей. В зависимости от специфических свойств детектора используются разные типы FE-плат, собранные на специализированных процессорах: F1, APV25, GASSIPLEX, FIADC. Все измеряющие время детекторы COMPASS используют программируемую ВЦП плату F1. Она была разработана для эксперимента группой из Фрайбурга. Отличительная особенность платы – отсутствие мертвого времени. События, соответствующие времени срабатывания триггера, считывается из внутреннего буфера платы. В зависимости от типа детектора плата может использоваться в одном из трех временных режимов с разрешениями 60 псек, 120 псек или 4.7 нсек. GASSIPLEX и FIADC являются АЦП. Они производят интегрирование сигнала в заданном промежутке времени и используются для детекторов фотонов RICH, а также в адронных калориметрах, соответственно. Плата APV25 была разработана для кремниевых микростриповых детекторов эксперимента CMS. В COMPASS она принята в эксплуатацию для детекторов GEM и SI. С ее помощью производится последовательное измерение амплитуды сигнала в три момента времени, с интервалом 25 нсек. Плата имеет внутренний буфер, что позволяет ей накапливать до 10 событий.

Посредством витой пары FE-платы соединяется с модулем CATCH[§]. Модули расположены в непосредственной близости у детекторов. На этой стадии происходит частичная сборка события, т.е. сигналы от многих FE-плат собираются в один пакет. Через CATCH также осуществляется управление FE-платами: их инициализация и временная синхронизация. Получив от TCS[¶] сигнал на считывание, CATCH посылает детекторную информацию за пределы экспериментального зала на компьютеры, где происходит сборка события. Передача осуществляется по оптоволоконным кабелям (S-LINK протокол, разработанный в CERN).

Вначале информация поступает в буфера считывания Read-Out Buffers (ROB). В качестве ROB в эксперименте использовались 18-25 ПК под операционной системой Linux. Предназначение ROB заключается в накоплении детекторной информации и постепенном выводе ее на ПК-сборщики, где происходит непосредственная сборка всех компонент одного события. Данная схема позволяет включить в обработку 70% времени цикла, когда пучок в зале отсутствует, что уменьшает загрузку ПК-сборщиков. К каждому ROB, через стандартный PCI разъем, подключены четыре карты оперативной памяти прямого доступа (spillbuffers). Данные карты были специально разработаны под условия эксперимента и способны накапливать до 512 Мбайт детекторной информации каждая.

Каждое приходящее в ROB событие имеет метку, поставленную TCS. Согласно этой метке детекторная информация с разных ROB, относящаяся к одному событию, отсылается на один компьютер-сборщик Event Builder (EB). В этом качестве использовались 12-25 ПК под операционной системой Linux. Типичный размер события составляет 40 кбайт. В таблице 2.6 приведены цифры, указывающие на вклад детекторов определенной группы в размер события. После сборки событие помещается на локальный диск EB. Для удобства обращения максимальный размер файла с событиями ограничивается одним Гбайтом. Каждые 100 сбросов пучка (200, начиная с конца сеанса 2003 года) составляют один, так называемый, “run”. Перерыв между run-ами занимает порядка минуты. В это время система проводит опрос всех своих компонент и в случае необходимости производит очистку буферов памяти и инициализацию.

Количество компьютеров-сборщиков так же, как и количество ROB, в системе не фиксированно. Такая модульность имеет много удобств. За три года работы несколько раз приходилось исключались из системы ПК в силу физических неполадок. В этих случаях DAQ продолжала функционировать в перегруженном режиме до замены ПК.

С точки зрения программы сбора данных, высокая интенсивность пучка и большое количество каналов считывания делают условия эксперимента COMPASS во многом схожими

[§] COMPASS Accumulate Transfer and Control Hardware – аппаратура для накопления, передачи и контроля данных.

[¶] Trigger Control System – система триггерного контроля.

Детектор	Каналы	кбайт/соб
BMS	256	0.35
Счетчики	576	2.42
DW	976	0.72
HCAL	1 024	0.21
Hodos	1 536	0.80
SciFi	3 936	2.71
SDC	4 224	1.14
Straw-камеры	6 912	1.26
Silicon	9 168	1.94
μ Wall	10 128	1.26
MICROMEGAS	12 288	4.39
МПК	25 592	3.00
GEM	30 720	6.78
RICH	82 944	13.13
	190 280	40.10

Таблица 2.6: Вклад различных детекторов в загрузку DAQ (2002 г).

с условиями будущих экспериментов LHC. В силу этих причин было решено использовать в COMPASS уже имеющееся программное обеспечение, DATE^{||} [76], разработанное для эксперимента ALICE [75]. Данный пакет был установлен на ROB и компьютерах-сборщиках. По ходу эксперимента в программное обеспечение были внесены некоторые изменения. Так, например, на стадии сборки события была добавлена программа фильтрации. Она производит быструю декодировку детекторов BMS и SciFi, требуя наличия в них определенного количества кластеров, необходимого для построения пучкового трека. Это позволяет отсеивать порядка 10% данных уже на стадии сборки событий. Помимо этого DATE обеспечивает также онлайн-доступ к событиям программе мониторинга.

Через несколько часов после того как файл с данными был записан на EB, он попадает под управление системы централизованной записи CDR^{**}. По оптоволоконной линии (пропускная способность 1 Гбит/сек) файл передается в компьютерный центр, где на первом этапе сохраняется на жестком диске с последующей записью на магнитную ленту. В качестве физических носителей для хранения данных использовались ленточные накопители с линейной записью информации DLT (Digital Linear Tape) и с роботизированным доступом. Объем записанных за год данных составляет примерно 300 Тбайт.

^{||}Data Acquisition and Test Environment – программный пакет для контроля за сбором данных.

^{**}Central Data Recording – система централизованной записи данных.

Глава 3

Геометрическая реконструкция событий

3.1 Оффлайн анализ

Прежде чем приступить к подробному описанию алгоритмов геометрической реконструкции событий, кратко опишем основные принципы организации оффлайн анализа данных [80].

Учитывая значительный размер экспериментальных данных (~ 350 Тбайт/год), а также компьютерные возможности CERN (200 Linux dual-CPU ПК с программным обеспечением для пакетной обработки), было решено производить реконструкцию набранных событий на месте, в CERN. Физический же анализ в основном проводится в институтах стран участниц коллаборации. Обработка “сырых” данных ведется непрерывно в течение года. В среднем получается, что на одну неделю сбора данных приходится примерно две недели компьютерной обработки. Однако эта величина сильно зависит от загрузки компьютеров вычислительного центра CERN.

Очевидно, что по ходу дела происходит улучшение программного обеспечения как в смысле оптимизации работающей части кода, так и в смысле добавления новых алгоритмов и процедур. Поэтому по окончании первого цикла обработки процесс запускается по новому. Первый цикл в частности имеет важное значение для калибровки детекторов. Для большинства детекторов калибровка производится непосредственно во время набора данных (онлайн). Тем не менее, имея в своем распоряжении реконструированные треки, она может быть заметно улучшена. В качестве примера можно привести RICH, для которого коэффициент преломления газа в первом цикле обработки находился по данным о температуре, давлении и чистоте газа. Однако очевидно, что имея информацию о треках и ассоциированных им черенковских кольцах коэффициент преломления может быть определен существенно точнее.

В процессе набора статистики довольно регулярно происходят технические сбои оборудования. Как правило в таких случаях дежурная смена останавливает систему сбора данных. Несмотря на это, наличие неполадок иногда выясняется уже после того, как данные записаны на диск. Такие данные непригодны для физического анализа. Поэтому селекция runов для последующей обработки требует аккуратного просмотра сопровождающей run информации. События данных, прошедших отбор, включаются в цепь обработки: производится декодирование детекторной информации, реконструкция треков заряженных частиц, их идентификация, поиск первичной вершины взаимодействия и вершин распада нейтральных частиц (V^0 -сигнатура). Реконструированные объекты (треки, вершины, калориметрические кластеры) вносятся в базу данных Oracle9i, которая обеспечивает эффективный интерфейс между DST* (реконструированные события, записанные в специальном формате) и пользовате-

* Сокращение для Digital Summary Tape.

лем [77]. Одновременно с созданием DST производится первая селекция событий. Отобранные события (mDST) сохраняются в формате ROOT. Условие записи события в файл mDST – наличие по крайней мере одной восстановленной вершины. Данный формат записи пользуется заметно большей популярностью среди тех кто занимается обработкой, так как не требует от пользователя дополнительных знаний о базах данных, необходимых в случае работы с DST. В данной работе именно mDST использовались в качестве начального источника реконструированных событий. Размер файлов mDST составляет примерно 1% от первоначального объема “сырых” данных.

Последовательность прохождения данных через программные средства COMPASS показана на рис. 3.1. Сырые данные, находящиеся под управлением базы данных Oracle, считываются из CASTOR (автоматизированной системы накопителей на магнитных лентах) [111] и подаются на вход программы CORAL (COMpass Reconstruction and AnaLysis program) [107]. CORAL играет основную роль в оффлайн-анализе данных, так как является связующим звеном для различных программных пакетов. Программа написана на языке C++, и в ней активно используются все преимущества объектно-ориентированного подхода. Результатом работы CORAL являются файлы DST и mDST, которые включают в себя всю необходимую для физического анализа информацию. Для работы с mDST используется PHAST (PHysics Analysis Software Tools) [108], написанная под ROOT программа, которая содержит все необходимые программные инструменты для получения физических результатов. Фактически все тоже самое может быть выполнено с помощью CORAL (так происходит в случае с DST). Однако CORAL в данной ситуации менее удобен, так как требует инсталляции большого количества программных пакетов, не относящихся непосредственно к физическому анализу. Кроме этого CORAL гораздо более требователен к ресурсам вычислительной системы.

На рис. 3.1 также показан поток данных для случая моделирования событий программой COMGEANT [109], в основе которой лежит Geant 3.21. Программа использует внешние генераторы (LEPTO, PYTHIA и т.д.) для описания процессов взаимодействия. События мюон-нуклонного рассеяния разыгрываются в объеме мишени, после чего COMGEANT проводит трассировку частиц через установку с имитацией отклика детекторов. Выходной файл пишется в формате zebra [110] и подается на вход CORAL. Реконструкция и физический анализ проводятся в той же последовательности, как и в случае с данными. Моделирование установки играет важную роль, так как любой физический анализ в той или иной степени нуждается в поправках на аксептанс, оценке систематики и т.д. Поэтому значительное количество усилий коллаборации было затрачено на получение реалистичного описания спектрометра.

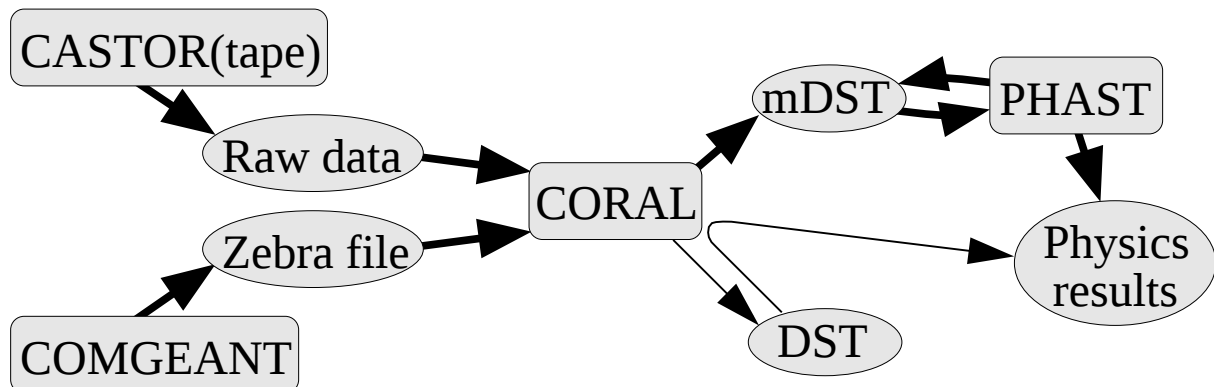


Рис. 3.1: Последовательность прохождения данных через программные средства COMPASS.

В этой главе будет подробно рассмотрен алгоритм восстановления заряженных треков и алгоритм нахождения вершины первичного взаимодействия. Приводятся результаты расчета

точности реконструированных объектов и оценка эффективности алгоритмов. Также описана процедура проверки стабильности работы спектрометра, которая играет важную роль в процессе нахождения спиновой асимметрии.

3.2 Восстановление заряженных треков

В задачу программы реконструкции [78] входит поиск и определение параметров заряженных треков, попавших в апертуру координатных детекторов. Реконструкции подлежат все треки, которые согласно временной привязке относятся к восстанавливаемому событию. Изначально не закладывается никаких предположений о природе появления трека (треки из вершины первичного взаимодействия, треки продуктов распада, треки мюонного гало и т.д.). Отсев треков, не представляющих интерес с точки зрения физики, происходит на более поздних стадиях анализа.

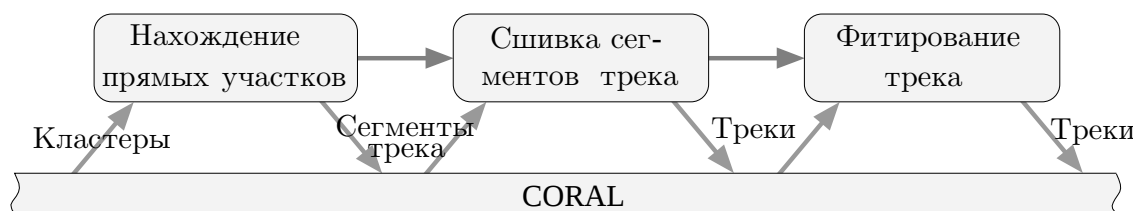


Рис. 3.2: Основные этапы реконструкции треков.

Три основных этапа реконструкции показаны на рис. 3.2. Программная реализация организована таким образом, что каждый из этапов является программно независимым. Тогда, при наличии нескольких альтернативных вариантов алгоритма, существует возможность выбора наиболее эффективного.

3.2.1 Нахождение сегментов трека

На первом этапе реконструкции рассматриваются области спектрометра, свободные от магнитного поля и не имеющие сильно-рассеивающих препятствий, т.е. изначально закладывается модель прямого трека. На рис. 2.1 представлены 5 зон, которые используются в программе трекинга. Реконструкция сегментов трека происходит в каждой зоне независимо.

Детекторы, принадлежащие одной зоне и имеющие одинаковый угол поворота чувствительных элементов вокруг оси z , объединяются в группы. Каждая группа задает плоскость, на которой производится поиск проекции трека. Любая пара кластеров, принадлежащих двум разным детекторам группы, определяет “коридор”. Его ширина зависит от разрешения каждого конкретного детектора. Производится цикл по всем возможным парам детекторов, внутри которого осуществляется последовательный перебор всех возможных пар кластеров этих детекторов (рис. 3.3). Кластеры всех детекторов группы, которые лежат внутри данного коридора, приписываются к одному сегменту трека.

Для того чтобы учесть изогнутость траектории трека в областях близких к магнитам, поиск сегментов осуществляется в несколько проходов. В первом проходе коридор поиска кластеров соответствует пространственному разрешению детекторов, т.е. находятся сегменты высокоэнергетических треков. В последующих проходах ширина коридора увеличивается, что позволяет находить мягкие треки. В конечном итоге, сегменты с малым числом кластеров отбрасываются. Из сегментов, содержащих схожий набор кластеров, предпочтение отдается более длинным и меньшим разбросом кластеров.

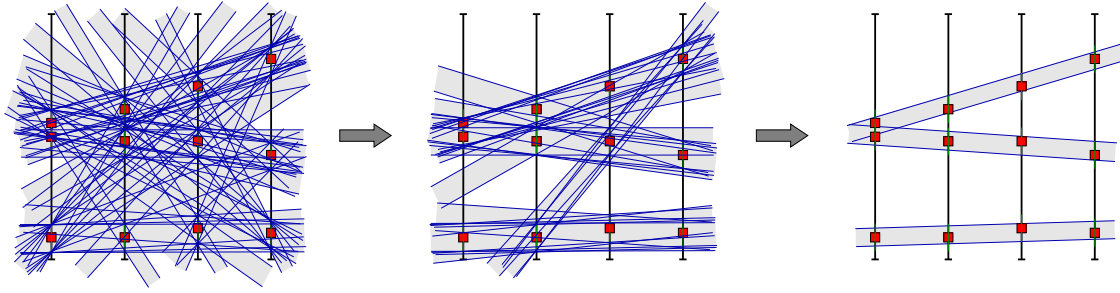


Рис. 3.3: Поиск прямых участков трека в плоскости. *Слева*: полный перебор всех возможных пар кластеров. *Посередине*: ограничение на минимальное количество кластеров в сегменте. *Справа*: конечный результат отбора.

Очевидно, что чем сильнее траектория трека отличается от прямой, тем сложнее задача поиска трека. Учитывая то, что отклонение магнитами происходит в горизонтальной плоскости, группа детекторов, проводящая измерения в проекции 0° , является самой большой. Однако стоит отметить, что в алгоритме не отдается специального предпочтения ни одной из проекций.

Детекторы, которые не могут добавить точности в определение параметров трека, но усложняют комбинаторную задачу, на данном этапе не используются. Это первый мюонный детектор MW1, отделенный от остальных детекторов зоны адронным калориметром и бетонной стеной, и триггерные годоскопы, которые имеют пространственное разрешение на порядок хуже соседних с ними детекторов.

На следующем шаге производится построение 3-мерного сегмента трека. Имея до 8 ориентаций детекторов в зоне, комбинируются любые две из них. Полученный 3-мерный сегмент проверяется на соответствие с остальными проекциями детекторов. Ложные пересечения отбрасываются.

Быстрый фит

По причине неоднородности магнитного поля истинная траектория трека может заметно отличаться от прямой. Идеальным вариантом проверки правильности соответствия выбранного набора кластеров треку было бы использование фильтра Кальмана (раздел 3.2.3). Однако на данной стадии реконструкции количество ложных сегментов велико и использование довольно медленного фильтра Кальмана замедлит работу программы реконструкции. Поэтому применялся упрощенный и быстрый вариант фита. Его смысл заключается в том, что возможные варианты формы трека закладываются заранее. Для фиксированного положения вдоль оси z составляется пятимерная таблица возможных значений параметров трека $(x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, \frac{q}{p})^\dagger$.

Каждому элементу таблицы ассоциировано представление трека в виде координат его пересечения с детекторами. Для получения промежуточных значений координат и параметров используется интерполяция между элементами таблицы. Таким образом, найдя соответствие между положением кластеров и координатами в таблице, можно определить значение параметров трека.

Теперь можно воспользоваться тем, что имеется хорошо определенный участок трека, который может быть экстраполирован в позицию MW1 и годоскопов, до данного момента не участвовавших в поиске. При наличии кластера в районе пересечения трека с детектором, кластер ассоциируется с данным треком.

[†] Две поперечные к пучку координаты x и y , два тангенса наклона dx/dz и dy/dz , отношение заряда частицы к модулю импульса q/p . Система координат показана на рис. 2.1.

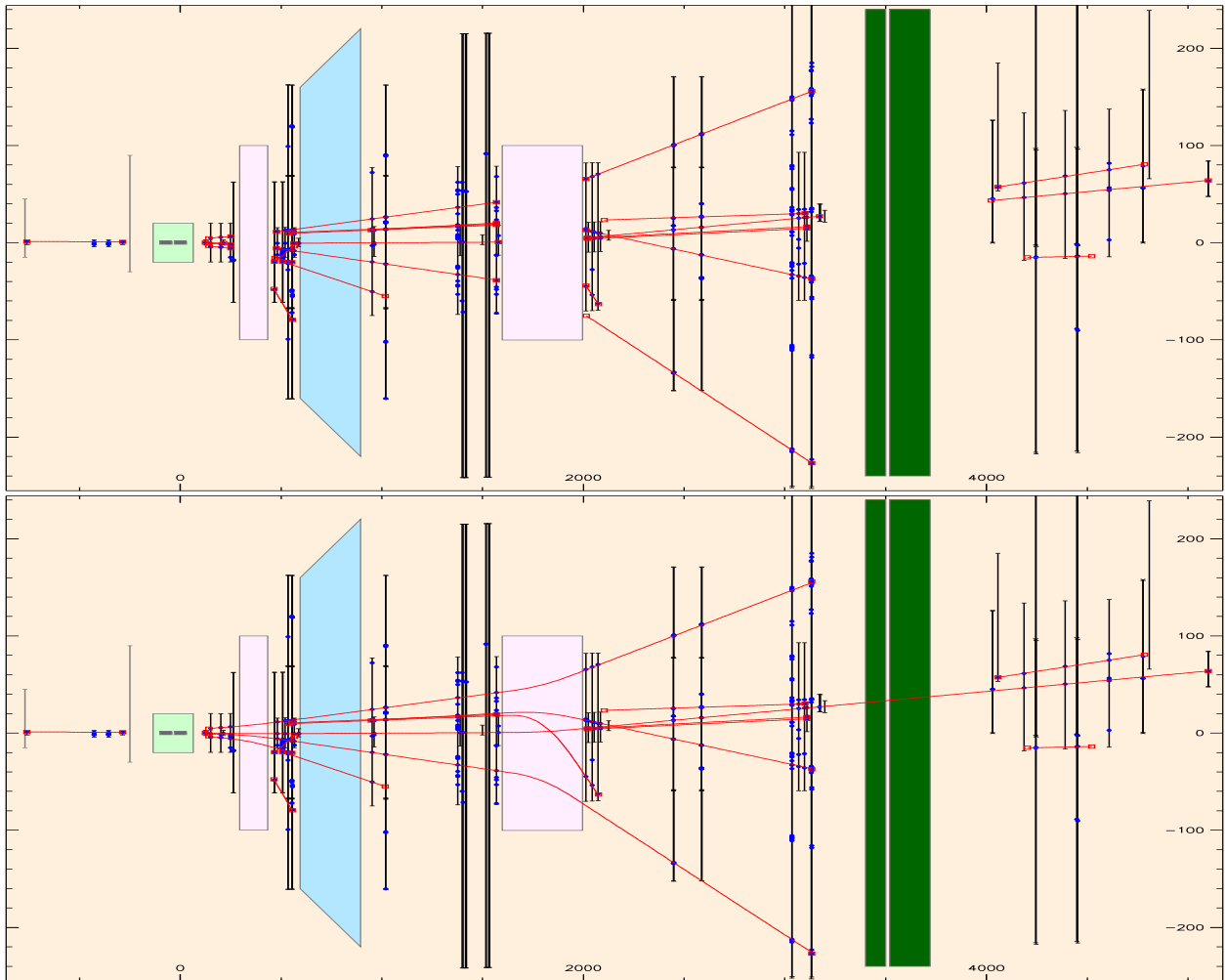


Рис. 3.4: Графическое представление типичного восстановленного события (пакет визуализации CORAL). *Вверху*: перед процедурой сшивки. *Внизу*: конечный результат.

3.2.2 Сшивка сегментов трека

Следующей фазой реконструкции является объединение сегментов, восстановленных в разных зонах спектрометра, в один трек (рис. 3.4). Сегменты протягиваются в z координату границы двух зон, где сравниваются их параметры. Накладываются ограничения на разность поперечных координат Δx , Δy и угол между сегментами. Сравняется также средне-взвешенное время сегментов, что немаловажно для треков, проходящих вблизи оси спектрометра и восстановленных в SciFi. В случае объединения сегментов через вещество адронного поглотителя (зоны 3 $\leftrightarrow$ 4) экстраполяция производится по прямой. При объединении через магнит (зоны 1 $\leftrightarrow$ 2 и 2 $\leftrightarrow$ 3) необходимо знать импульс трека. Его начальное значение рассчитывается из отношения интеграла поля к углу отклонения. Используя процедуру фитирования, описанную в предыдущем разделе, определяется χ^2 данной комбинации сегментов. В случае нескольких возможных вариантов сшивки между парами сегментов, выбирается тот, который соответствует меньшему χ^2 . При объединении через адронный поглотитель критерием качества служит сумма квадратов разностей параметров сегментов нормированных на ошибку.

Ситуации, в которых трек восстановлен во втором спектрометре, но не связан с сегментом через SM1, возможны, когда трек является продуктом вторичного взаимодействия далеко за

пределами мишени. Однако вероятность подобного явления мала. Поэтому рассматривается возможность неэффективности алгоритма поиска сегментов. Выполняется экстраполяция трека в сторону мишени, через SM1. В месте пересечения с детекторными плоскостями ищутся кластеры. В случае, когда кластеры найдены как минимум в трех проекциях одной станции (например ММ с 4-мя проекциями), они ассоциируются с треком и экстраполяция продолжается. В противном случае подбор кластеров прекращается.

3.2.3 Фитирование

Завершающим этапом трекинга является фитирование – расчет параметров трека с учетом многократного рассеяния. Для этого используется фильтр Кальмана [86, 87]. Трек, представленный в виде набора детекторных кластеров, рассматривается как линейная дискретная динамическая система. В каждой точке своей траектории трек определяется вектором состояния $\vec{x} = (x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, \frac{q}{p})$. Он является функцией от z и, вообще говоря, его эволюция может быть описана системой дифференциальных уравнений. Однако в нашем случае имеем дискретную систему, элементами которой являются состояния $\vec{x}$ в точках пересечения трека и детекторов. Обозначим вектор состояния в точке k как $\vec{x}(z_k) \equiv \vec{x}_k$. Точность определения параметров $\vec{x}_k$ и их взаимосвязь описываются ковариационной матрицей $\mathbf{C}_k$. Переход от точки k к точке $k + 1$ задается линейным преобразованием:

$$\vec{x}_{k+1}^k = \mathbf{F}_k \cdot \vec{x}_k + \vec{w}_k, \quad (3.1)$$

где $\vec{w}_k$ включает в себя случайные возмущения, вызванные многократным рассеянием. Верхний индекс вектора состояния указывает число точек, которые использовались для предсказания состояния в данной. Матрица перехода $\mathbf{F}_k$ рассчитывается численно при экстраполяции в магнитном поле (алгоритм Рунге-Кутты).

Состояние $\vec{x}_k$ не может наблюдаться непосредственно. Информация поступает через измерения в детекторах. Обозначим измерение в точке k как $\vec{m}_k$. Тогда связь между вектором состояния и данным измерением задается выражением:

$$\vec{m}_k = \mathbf{H}_k \cdot \vec{x}_k + \vec{\epsilon}_k, \quad (3.2)$$

где $\vec{\epsilon}_k$ представляет собой так называемые помехи измерения (неточности в определении координаты). Вектор $\vec{m}_k$ определен в системе детектора и содержит две компоненты, первая из которых является непосредственно измеренной координатой. Вторая – координата центра детектора в перпендикулярном направлении. Матрица $\mathbf{H}_k$ отвечает за поворот $\vec{m}_k$ в систему спектрометра.

Мы предполагаем, что $\vec{w}_k$ и $\vec{\epsilon}_k$ являются независимыми случайными переменными, распределенными нормально с центром в нуле, т.е. несмещенные и имеют конечную дисперсию. Для математического ожидания и ковариационной матрицы запишем:

$$\begin{aligned} E(\vec{w}_k) &= 0 & cov(\vec{w}_k) &= \mathbf{Q}_k \\ E(\vec{\epsilon}_k) &= 0 & cov(\vec{\epsilon}_k) &= \mathbf{M}_k \end{aligned} \quad (3.3)$$

Используя данные обозначения, для преобразования (3.1) можно записать ковариационную матрицу, соответствующую вектору $\vec{x}_{k+1}^k$:

$$\mathbf{C}_{k+1}^k = \mathbf{F}_k \cdot \mathbf{C}_k \cdot \mathbf{F}_k^T + \mathbf{Q}_k. \quad (3.4)$$

“Добавим” детекторную информацию в точке $k + 1$ к экстраполированному вектору состояния: $\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_{k+1}^k \oplus \vec{m}_{k+1}$. Эта задача требует минимизации χ^2 , который содержит два члена,

отвечающие за отклонение экстраполированного вектора состояния $\vec{x}_{k+1}^k$ и вектора измерения $\vec{m}_{k+1}$ от оптимальных значений:

$$\chi^2 = (\vec{x}_{k+1} - \vec{x}_{k+1}^k)^T \cdot (\mathbf{C}_{k+1}^k)^{-1} \cdot (\vec{x}_{k+1} - \vec{x}_{k+1}^k) + (\mathbf{H}_{k+1} \cdot \vec{x}_{k+1} - \vec{m}_{k+1})^T \cdot (\mathbf{M}_{k+1})^{-1} \cdot (\mathbf{H}_{k+1} \cdot \vec{x}_{k+1} - \vec{m}_{k+1}). \quad (3.5)$$

Выражение имеет минимум в случае:

$$\vec{x}_{k+1} = \mathbf{C}_{k+1} \cdot \left[(\mathbf{C}_{k+1}^k)^{-1} \cdot \vec{x}_{k+1}^k + (\mathbf{M}_{k+1}')^{-1} \cdot \vec{m}_{k+1}' \right] \quad (3.6)$$

$$\mathbf{C}_{k+1} = \left[(\mathbf{C}_{k+1}^k)^{-1} + (\mathbf{M}_{k+1}')^{-1} \right]^{-1}. \quad (3.7)$$

Здесь использованы следующие обозначения для вектора измерения, повернутого в систему спектрометра, и его матрицы ошибок:

$$\begin{aligned} \vec{m}_{k+1}' &= (\mathbf{H}_{k+1})^T \cdot \vec{m}_{k+1} \\ (\mathbf{M}_{k+1}')^{-1} &= (\mathbf{H}_{k+1})^T \cdot (\mathbf{M}_{k+1})^{-1} \cdot \mathbf{H}_{k+1}. \end{aligned}$$

Процедура фитирования начинается с первого кластера, расположенного наиболее близко к мишени. Вектор состояния $\vec{x}_0$ нам известен из предыдущих упрощенных оценок, а матрица ошибок $\mathbf{C}_0$ выбирается диагональной с элементами, имеющими заведомо большие значения. Добавляем к $\vec{x}_0$ измерение в первом детекторе $\vec{m}_0$ (ур. (3.6) и (3.7)). Очевидно, что вклад дают лишь члены, связанные с измерением. Членами, относящимися к вектору состояния, можно пренебречь по причине завышенных ошибок в ковариационной матрице. Далее экстраполируем вектор состояния в положение следующего детектора. В результате получаем матрицу пропагации $\mathbf{F}_1$ и матрицу шума $\mathbf{Q}_1$. Вектор состояния обновляется текущим измерением и экстраполируется до следующего детектора. Процедура повторяется до тех пор, пока мы не доходим до последнего кластера в треке. Параметры трека и ковариационная матрица пишутся в DST. Аналогичным образом, следуя из конца трека в начало, находятся вектор состояния и ковариационная матрица в первом детекторе трека.

Угловое отклонение σ_Θ заряженной частицы с импульсом p (в МэВ) и скоростью β , проходящей расстояние l в веществе с радиационной длиной X_0 , вызванное многократным кулоновским рассеянием, представляется формулой [88]:

$$\sigma_\Theta = \frac{13.6}{\beta p} \sqrt{l/X_0} \left[1 + 0.038 \ln(l/X_0) \right]. \quad (3.8)$$

Точность данной аппроксимации составляет 11% в интервале радиационных длин $10^{-3} < l/X_0 < 100$. Зная σ_Θ мы можем найти ковариационную матрицу шума (ур. (3.3)). Она имеет вид [87]:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_\Theta^2 \cdot (1 + x'^2 y'^2) \cdot (1 + x'^2) & \sigma_\Theta^2 \cdot (1 + x'^2 y'^2) \cdot x' \cdot y' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_\Theta^2 \cdot (1 + x'^2 y'^2) \cdot x' \cdot y' & \sigma_\Theta^2 \cdot (1 + x'^2 y'^2) \cdot (1 + y'^2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $x' = dx/dz$, $y' = dy/dz$ – тангенсы углов наклона в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Шум добавляется в ковариационную матрицу трека (ур. (3.4)) при экстраполяции через установку. Для этого объемы спектрометра, где рассеяние играет существенную роль, разбиваются на ячейки. Их размер зависит от однородности вещества в данной области. Для каждой

ячейки сетки X_0 находится путем усреднения по всем веществам внутри ее. При экстраполяции траектория трека разбивается на отдельные шаги таким образом, чтобы размер шага в направлении движения не превышал расстояния до следующей ячейки.

Приведем некоторые оценки. Радиационная длина рабочего вещества мишени равна 145 см, т.е. пересекая обе ячейки мишени (120 см), пион пройдет расстояние $0.82X_0$, что соответствует угловому разбросу 1.2 мрад. Для сравнения, проходя вдоль оси все детекторы между мишенью и SM1, пион набирает не более $0.12X_0$ (0.4 мрад). Мюоны как правило имеют энергии порядка 100 ГэВ. Так как σ_Θ обратно пропорциональна импульсу частицы, то рассеянием в мишени и детекторах можно пренебречь. Однако рассеяние в калориметрах уже существенно. Оба адронных калориметра имеют длину $\sim 50X_0$, что для мюона с энергией 100 ГэВ соответствует угловому разбросу 1.1 мрад.

3.2.4 Точность и эффективность восстановления треков

Оценка точности восстановления треков проводилась с помощью программы Монте-Карло моделирования COMGEANT [82]. Воспользуемся тем, что у нас имеется информация как об истинных треках частиц, так и об ассоциированных им реконструированных. Введем понятие *корректно восстановленного трека*, а именно трека, у которого как минимум 80% кластеров принадлежат исходной Монте-Карло частице. Импульсное распределение таких частиц показано на рис. 3.5. Большинство реконструированных треков с импульсом $p < 20$ ГэВ проходят только через SM1. Это в основном адроны. Но для интервала импульсов $30 < p < 140$ ГэВ распределения треков 1-го и 2-го спектрометров фактически совпадают, что означает реконструкцию трека в обоих спектрометрах. Это как правило треки рассеянных мюонов. Импульсы $p > 140$ ГэВ соответствуют пучковому гало. Здесь эффективность работы 2-го спектрометра немного выше. Это связано с высокой загруженностью SciFi детекторов 1-го спектрометра, через которые кроме частиц гало также проходит много адронов. Треки, восстановленные только в области между соленоидом и SM1, выделены в отдельную гистограмму. Они целиком помещаются в импульсном диапазоне $p < 10$ ГэВ.

Разобьем импульсный диапазон на интервалы, для каждого из которых построим распределение разности восстановленного и истинного импульса частицы $\Delta p = p - p_{MC}$. Аппроксимируем центральную часть распределения гауссовской функцией, тогда σ функции можно трактовать как импульсное разрешение установки. Нормированное на величину импульса оно показано на рис. 3.6 (слева) как функция от p_{MC} . Для удобства представления зависимость $\Delta p/p_{MC}$ от p_{MC} показана в виде линии (результат фита полиномом). Отключая по очереди детекторы разных зон, можно получить разрешение для трех групп треков: треки, восстановленные в рассеянном поле SM1 (между мишенью и SM1), треки 1-го и треки 2-го спектрометров. Для мягких треков, входящих в первую группу, импульсное разрешение составляет 20%. Треки восстановленные только в 1-м спектрометре имеют разрешение 2%, во 2-м – 0.5%.

На рис. 3.6 (справа) показана зависимость углового разрешения $\Delta\theta$ корректно восстановленных треков от их угла с осью пучка θ . Треки в интервале $\theta < 20$ мрад (в основном μ') пересекают SciFi и MM детекторы. Угловое разрешение таких треков примерно 0.1 мрад. Адроны расходятся под большими углами. Очевидно, что отклоняясь под большим углом, трек либо пропускает часть MM камер, либо попадает в их периферийную область, пространственное разрешение которой ниже, чем центральной части. Поэтому с увеличением угла рассеяния $\Delta\theta$ становится заметно хуже.

Определим *эффективность* реконструкции как долю исходных частиц с траекториями, удовлетворяющими условию восстанавливаемости, которые действительно были восстановлены. Тогда долю исходных частиц, траектории которых удовлетворяют условию восстанавливаемости, назовем *аксептенсем*. Будем рассматривать только треки, выходящие из вершины первичного взаимодействия и потому представляющие наибольший физический интерес. От-

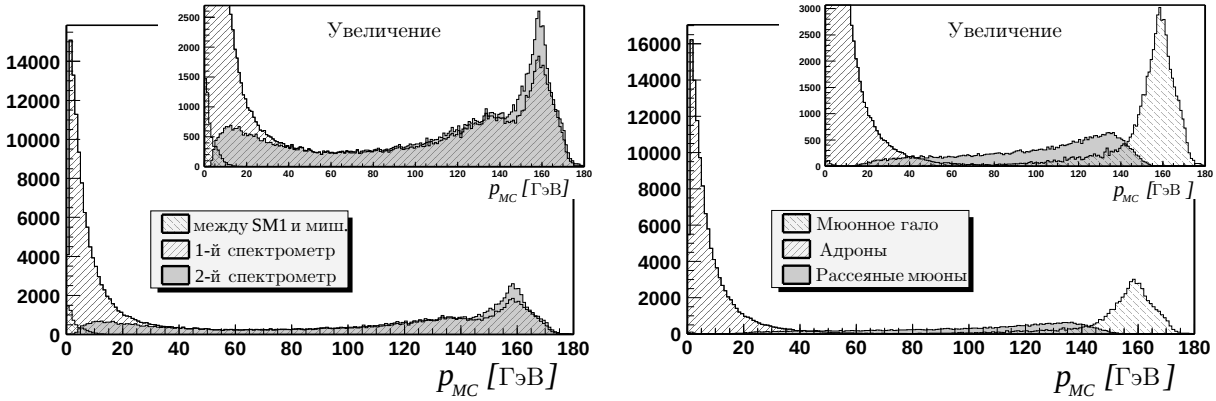


Рис. 3.5: Импульсное распределение корректно реконструированных треков. Треки разделены на категории по месту восстановления (*слева*) и по типу частиц (*справа*).

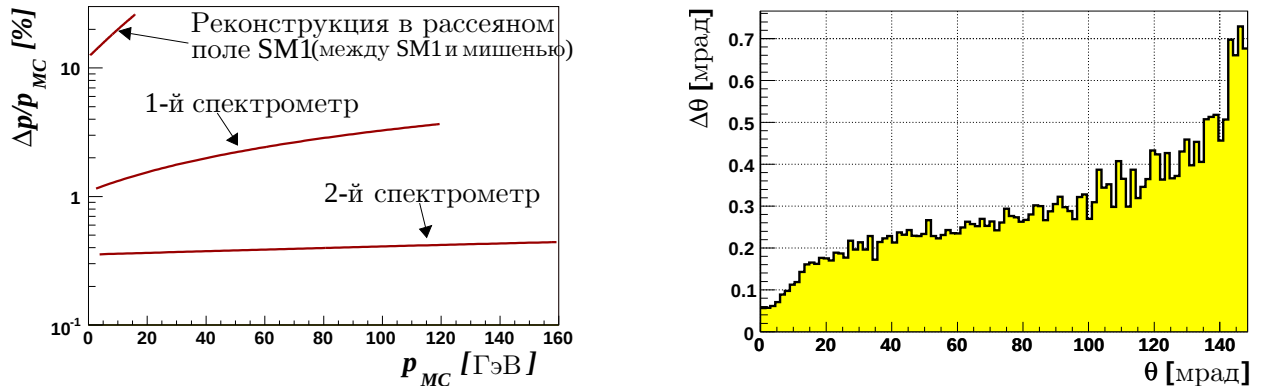


Рис. 3.6: *Слева*: импульсное разрешение корректно восстановленных треков. Разрешение двух спектрометров и разрешение треков, восстановленных в рассеянном поле SM1, показаны раздельно. *Справа*: зависимость углового разрешения корректно восстановленных треков от их углов с осью пучка.

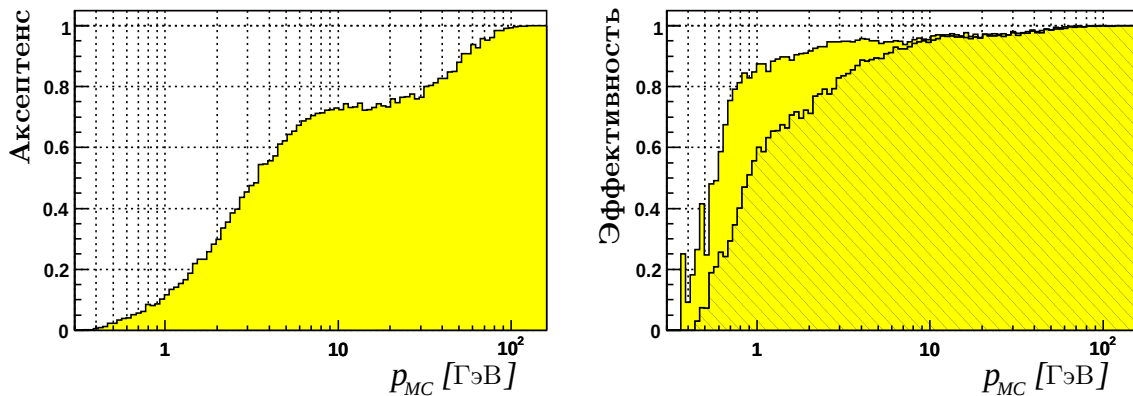


Рис. 3.7: Зависимость акцептенса (*слева*) и эффективности (*справа*) процедуры реконструкции треков от импульса трека. *Закрашенная* гистограмма эффективности соответствует случаю, когда на вход программе трекинга подаются уже правильные наборы кластеров. *Заштрихованная* соответствует стандартной процедуре с полным перебором всех кластеров.

бросим также все короткоживущие и нейтральные частицы. Очевидно, что в конечной выборке будут доминировать мюоны и пионы ($\sim 80\%$ от всех заряженных треков). Учитывая значительные неопределенности в параметрах треков, реконструированных только между мишенью и SM1, будем считать восстановленным лишь тот трек, который имеет сегменты до и после одного из дипольных магнитов. В качестве условия восстанавливаемости примем требование о наличии в зоне как минимум 2-х кластеров в любых 2-х проекциях детекторов. Полученные в результате акцептенс и эффективность показаны на рис. 3.7. Своеобразная форма акцептенса (плато при $10 < p < 30$ ГэВ) объясняется суперпозицией адронного и мюонного распределений. Примерно 25% адронов, независимо от импульса, теряются во вторичных взаимодействиях с веществом мишени (малые углы вылета) или во взаимодействиях с обмотками соленоида (большие углы вылета). Для мюонов такой проблемы нет. Их акцептенс близок к 100%, но их импульс $p \gtrsim 30$ ГэВ. Эффективность реконструкции не зависит от типа частицы. На рис. 3.7 (справа, штрихованная гистограмма) видно, что для $p > 5$ ГэВ она выше 90%. Очевидной причиной низкой эффективности реконструкции в области малых импульсов является изогнутость трека, что, с учетом ограниченного количества детекторов перед SM1, является проблемой на этапе поиска в проекциях прямолинейного сегмента. Воспользуемся тем, что в Монте-Карло нам известно соответствие кластеров и треков. Подадим на вход программы трекинга уже правильные наборы кластеров. Результат показан на рис. 3.7 (справа, закрашенная гистограмма). Неэффективность уменьшилась примерно в 2 раза. То, что распределение не выходит на 100%, связано с перерасеянием частиц на большие углы, не описываемым формулой (3.8). Имея перелом, трек теряется на стадии фитирования. Кроме этого, условие на минимальное число кластеров в треке отсеивает мягкие и короткие треки. Оно уменьшает эффективность, но отсекает большое число случайных комбинаций.

3.3 Восстановление вершины взаимодействия

В этом разделе описан алгоритм восстановления вершины первичного взаимодействия. Задачей алгоритма является нахождение треков, исходящих из одной точки, расчет пространственного положения вершины и параметров треков в ней. В дальнейшем физический анализ события основывается именно на этих результатах.

3.3.1 Начальная фильтрация треков и оценка положения вершины

Основная сложность задачи связана с тем, что точка первичного взаимодействия отдалена от детекторов на расстояние порядка метра (рис. 3.8). Проходя это расстояние, частицы претерпевают рассеяние в веществе мишени, причем величина эффекта сопоставима с точностью реконструкции параметров трека спектрометром. Минимизация параметров и аккуратный учет всех факторов требуют емких по времени операций с матрицами (раздел 3.3.2), поэтому на начальном этапе необходимо, используя некоторые простые соображения, провести отбор треков и оценить возможное положение точки их пересечения.

Основным элементом процедуры отбора является проверка расстояния между пучковым треком и остальными непучковыми треками в точке максимального сближения (ТМС). На расстояние между треками установлено ограничение в 10σ , что в среднем составляет 2 мм. Треки рассеянных мюонов имеют особый статус. Известно, что в вершине может быть только один μ' . Поэтому в случае, когда существуют несколько μ' -кандидатов, создаются несколько объектов-вершин. В каждой из них только один трек помечается как рассеянный мюон. Решение о том, какая из вершин является настоящей, а какая случайным пересечением треков, выносится после процедуры фитирования этих вершин.

В случае, когда ТМС находится за пределами 1,6 м от центра мишени, трек исключается из списка кандидатов. Однако, учитывая особый статус рассеянного мюона в физическом анализе,

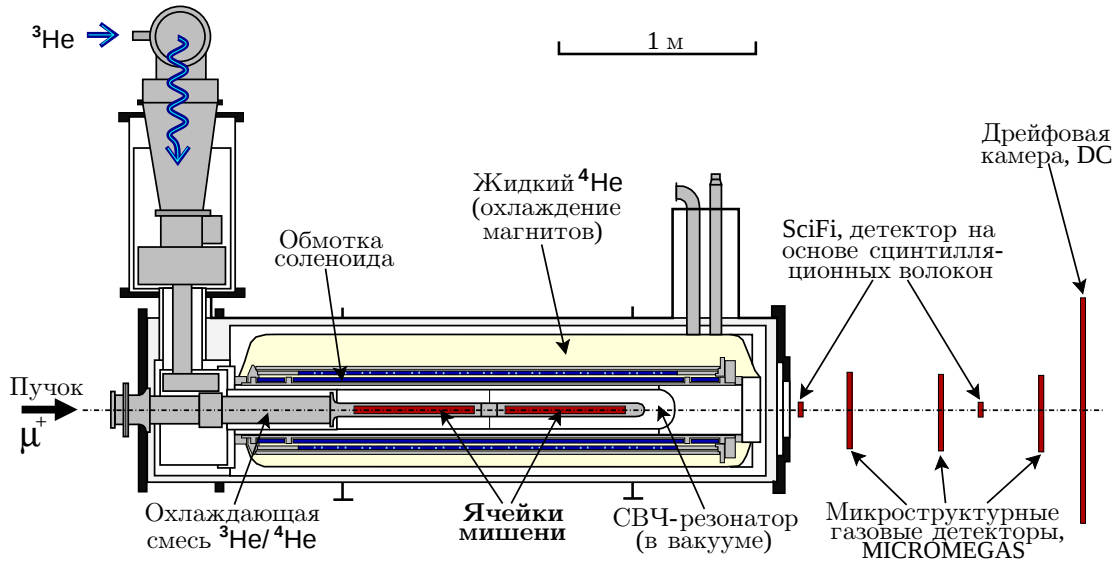


Рис. 3.8: Схематический вид сбоку на поляризованную мишень [58]. Справа от мишени показаны координатные детекторы 1-ой зоны (см. рис. 2.1).

для него делается исключение. Это связано с тем, что потеря μ' эквивалентна потере всего события (кинематические переменные неопределены). Как правило, угол рассеяния мюона очень мал и неопределенности ТМС вдоль оси пучка велики, поэтому решение о соответствии μ' данной вершине выносится на более поздних этапах.

Начальное положение вершины $\vec{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ определяется следующим образом. Координата z_0 вычисляется как среднее арифметическое по всем абсциссам ТМС. После чего пучковый трек экстраполируется до z_0 . Его поперечные координаты при данной абсциссе задают x_0 и y_0 . Начальная ковариационная матрица C_0 выбирается диагональной с элементами, соответствующими $\sigma_{x,y} = 2$ мм и $\sigma_z = 500$ мм.

3.3.2 Фит и фильтр Кальмана

Подробное описание приложения техники фильтра Кальмана к реконструкции вершины можно найти в [84]. Часть уравнений, непосредственно использовавшихся в процедуре реконструкции COMPASS, приводятся здесь.

Предположим, что имеется n треков, которые принадлежат одной вершине. Каждый из них представлен в виде 5-компонентного вектора $\vec{p}_k = (x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, \frac{q}{p})$ и ковариационной матрицы V_k размера 5×5 . Будем считать, что для всех треков эта информация известна при определенной координате z , т.е. параметры треков распределены в одной плоскости (назовем ее опорной). Она не обязана совпадать с плоскостью какого-либо детектора. Для удобства в программе реконструкции опорную плоскость располагали непосредственно перед выходным окном соленоида (75 см от центра мишени), и все треки экстраполировались к ней. Введем обозначение $G_k = V_k^{-1}$. Мы предполагаем, что программа трекинга *не* налагает никаких связей на параметры треков. Таким образом, полная ковариационная матрица треков $5n \times 5n$ состоит из блоков 5×5 , размещенных по диагонали.

Уравнения, описывающие траекторию движения частицы в магнитном поле, имеют нелинейный вид. В общем виде можно записать

$$\vec{p}_k = \vec{h}_k(\vec{x}, \vec{q}_k) + \vec{\epsilon}_k, \quad \text{cov}(\vec{\epsilon}_k) = V_k, \quad (3.9)$$

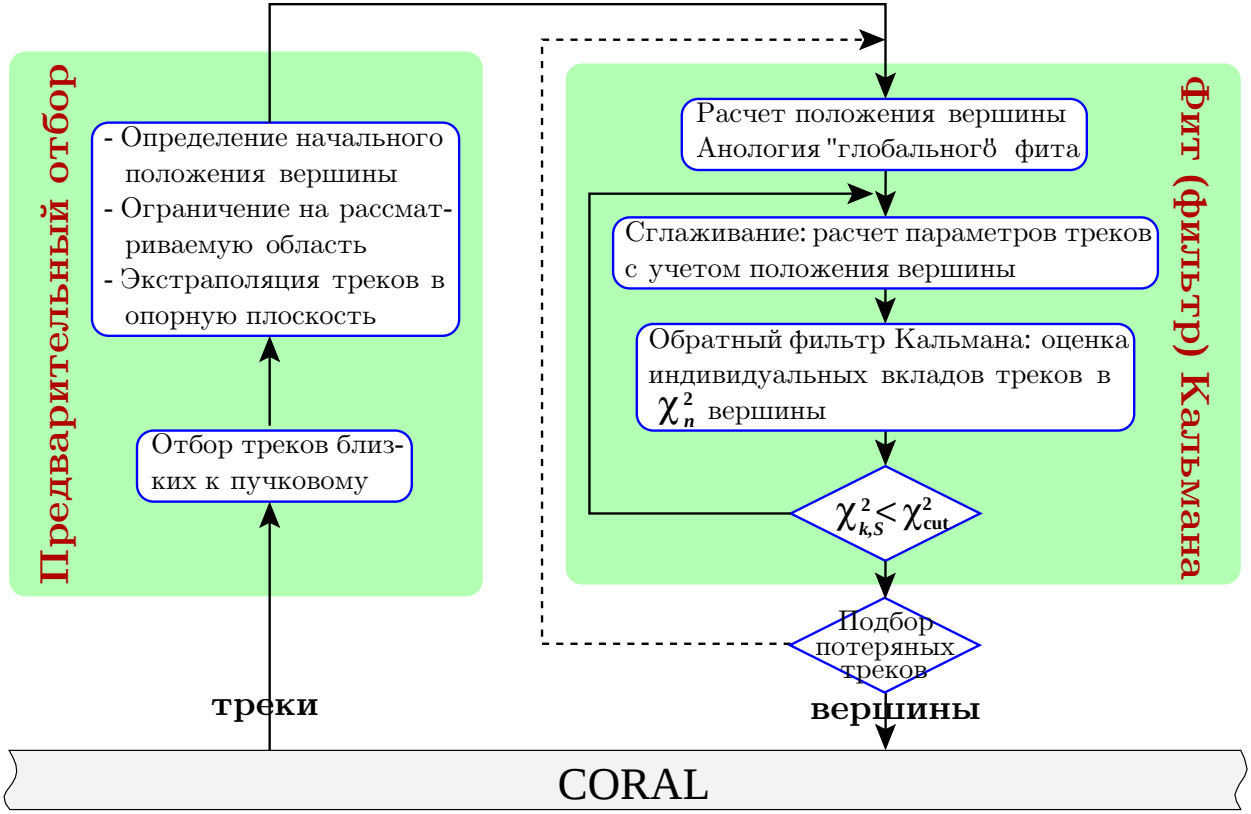


Рис. 3.9: Последовательность, в которой происходит поиск положения вершины и расчет параметров треков.

где $\vec{x}$ – искомое положение вершины. Для него индекс k опущен, так как предполагается, что все треки пересекаются в одной точке

$$\vec{x} \equiv \vec{x}_k, \quad k = 1, \dots, n. \quad (3.10)$$

3-компонентный вектор $\vec{q}_k = (\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}, \frac{q}{p})_k$ представляет собой импульс трека в вершине. Согласно терминологии фильтра Кальмана, вектор, содержащий $\vec{x}$ и $\vec{q}_k$, называется вектором состояния. Он будет являться предметом нашего поиска. Ур. (3.9) аналогично ур. (3.2), только на этот раз в качестве “измерений” выступают не показания детекторов, а вектора $\vec{r}_k$. Вектора $\vec{\epsilon}_k$ представляют собой помехи измерений. Искажения параметров треков, связанные с многократным рассеянием между опорной плоскостью и вершиной, будут заноситься в V_k .

Разложим $\vec{h}_k$ в ряд Тейлора в точке $(\vec{x}_0, \vec{q}_{k,0})$, близкой к предполагаемой вершине. В дальнейшем нас будет интересовать разложение только до линейного члена:

$$\vec{h}_k(\vec{x}, \vec{q}_k) \approx \vec{h}_k(\vec{x}_0, \vec{q}_{k,0}) + A_k(\vec{x} - \vec{x}_0) + B_k(\vec{q}_k - \vec{q}_{k,0}) = \vec{c}_{k,0} + A_k\vec{x} + B_k\vec{q}_k, \quad (3.11)$$

где $A_k = [\partial \vec{h}_k / \partial \vec{x}]_0$ и $B_k = [\partial \vec{h}_k / \partial \vec{q}_k]_0$ – матрицы производных размера 5×3 . В качестве точки, в которой производится разложение, выбирается $\vec{x}_0$ (раздел 3.3.1). Вектора $\vec{q}_{k,0}$ получаются экстраполяцией параметров треков в эту точку. Варьируя параметры в $\vec{x}_0$ и экстраполируя их обратно на опорную плоскость, можно рассчитать матрицы A_k и B_k .

Основным фактором, определяющим величину элементов V_k на опорной плоскости, является конечное разрешение детекторов. Но на точность определения величин, связанных с вершиной, может существенно повлиять многократное рассеяние в мишени. Фильтр Кальмана

“не знает” о присутствии материала между предполагаемым положением вершины и опорной плоскостью. Этот вклад оценивается с помощью экстраполяции треков от опорной плоскости до z_0 . Приращение, связанное с многократным рассеянием, добавляется к ковариационной матрице трека на опорной плоскости. Далее именно эту матрицу будем называть V_k .

Последовательность, в которой выполняется процедура фитирования, представлена на рис. 3.9. На первом шаге расчет параметров вершины производится с включением информации о всех треках. Ковариационная матрица и положение вершины находятся с помощью следующих уравнений:

$$\text{cov}(\vec{x}_n) \equiv C_n = \left[C_0^{-1} + \sum_{k=1}^n A_k^T G_k^B A_k \right]^{-1} \quad (3.12)$$

$$\vec{x}_n = C_n \left[C_0^{-1} \vec{x}_0 + \sum_{k=1}^n A_k^T G_k^B (\vec{p}_k - \vec{c}_{k,0}) \right], \quad (3.13)$$

где

$$G_k^B = G_k - G_k B_k W_k B_k^T G_k, \quad W_k = (B_k^T G_k B_k)^{-1}.$$

Количество вычислительных операций в расчете положения вершины (ур. 3.13) пропорционально количеству треков $O(n)$, а вычисление ковариационной матрицы (ур. 3.12) требует $O(n^2)$ операций. Этим фильтр Кальмана выгодно отличается от так называемого “глобального” метода [85], который требует обращения полной матрицы и, как следствие, $O(n^3)$ операций.

Параметры трека в вершине рассчитываются с использованием информации о положении вершины (процедура *сглаживания*):

$$\vec{q}_k^n = W_k B_k^T G_k (\vec{p}_k - \vec{c}_{k,0} - A_k \vec{x}_n). \quad (3.14)$$

Полный χ^2 вершины после сглаживания равен

$$\chi_n^2 = (\vec{x}_0 - \vec{x}_n)^T C_0^{-1} (\vec{x}_0 - \vec{x}_n) + \sum_{k=1}^n \vec{r}_k^{nT} G_k \vec{r}_k^n \quad (3.15)$$

$$\vec{r}_k^n = \vec{p}_k - \vec{p}_k^n, \quad \vec{p}_k^n = \vec{c}_{k,0} + A_k \vec{x}_n + B_k \vec{q}_k^n,$$

где $\vec{r}_k^n$ – отклонение параметров трека k от их первоначальных значений после сглаживания.

Для выявления треков, не принадлежащих данной вершине (появившихся в результате вторичных взаимодействий), используется техника *обратного фильтра Кальмана* (ОФК). В ней показателем качества соответствия трека вершине выступает хи-квадрат трека после процедуры сглаживания:

$$\chi_{k,S}^2 = (\vec{x}_n - \vec{x}_k^{n*})^T (C_k^{n*})^{-1} (\vec{x}_n - \vec{x}_k^{n*}) + \vec{r}_k^{nT} G_k \vec{r}_k^n, \quad (3.16)$$

где C_k^{n*} и $\vec{x}_k^{n*}$ ковариационная матрица и координаты вершины без трека k :

$$\text{cov}(\vec{x}_k^{n*}) \equiv C_k^{n*} = \left[C_n^{-1} - A_k^T G_k^B A_k \right]^{-1} \quad (3.17)$$

$$\vec{x}_k^{n*} = C_k^{n*} \left[C_n^{-1} \vec{x}_n - A_k^T G_k^B (\vec{p}_k - \vec{c}_{k,0}) \right]. \quad (3.18)$$

ОФК имеет ряд преимуществ по сравнению со стандартной процедурой Кальмана, когда треки (“измерения”) включаются в вершину по очереди. В ОФК используется максимум информации и не отдается предпочтение какому-либо из треков. Налагая ограничение на $\chi_{k,S}^2$, мы можем отбросить треки, случайно ассоциированные данной вершине. Удобно также то, что в случае исключения трека из выборки, параметры вершины можно получить без полного пересчета по формулам (3.12) и (3.13), используя только информацию о данном треке (ур. (3.17) и (3.18)).

В случае, когда $\vec{x}_0$ и $\vec{x}_n$ расположены достаточно далеко друг от друга (в начальную выборку попал трек из вторичной вершины), “правильный” трек может быть исключен из вершины. Поэтому по завершению работы ОФК проводится проверка на наличие таких треков. Каждый исключенный трек экстраполируется в z -положение вершины, где рассчитывается расстояние между ним и вершиной. Если оно не превышает 2σ , весь алгоритм повторяется заново с выборкой треков, включающей как все треки уже прошедшие ОФК, так и “потерянный” трек.

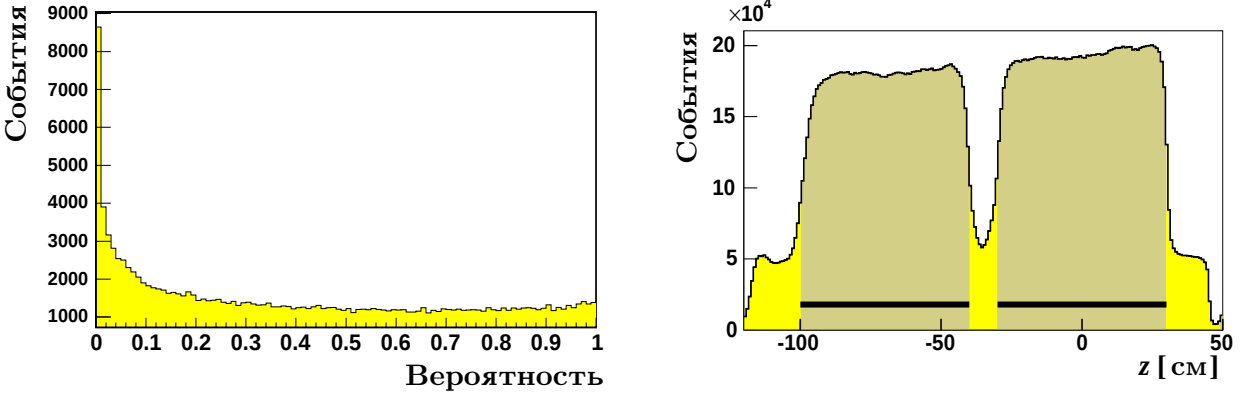


Рис. 3.10: Слева: распределение вероятности фита вершины $prob(\chi_n^2, ndf)$ (определение см. в разделе 3.3.3). Справа: распределение положения первичной вершины вдоль оси z , рассчитанное для ГНР событий.

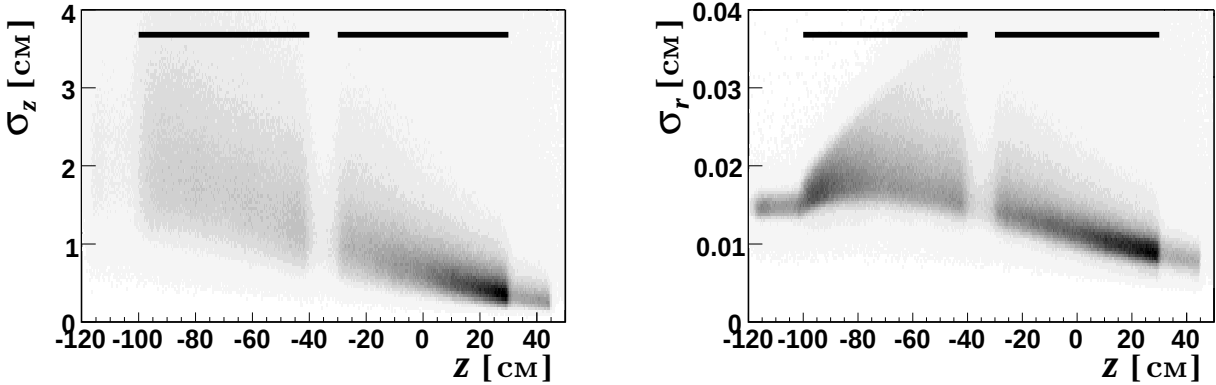


Рис. 3.11: Зависимость σ_z , пространственного разрешения вдоль оси z , (слева) и σ_r , разрешения в радиальном направлении, (справа) от координаты z для ГНР событий. Положение двух ячеек мишени отмечено на рисунках горизонтальными линиями сверху.

3.3.3 Точность реконструкции

В качестве иллюстрации работы алгоритма на рис. 3.10 (слева) показано распределение вероятности получить значение χ_n^2 больше данного X при фитировании вершины с тем же числом треков: $prob(X, ndf) = \int_X^{+\infty} f(\xi, ndf) d\xi$, где $f(\xi, ndf)$ представляет собой плотность вероятности χ^2 -распределения случайной переменной ξ с числом степеней свободы ndf . Для описанного в предыдущем разделе алгоритма $ndf = 2n - 3$, где n – число треков в вершине. Если линейная аппроксимация фильтра Кальмана верна, то распределение должно быть равномерным во всем диапазоне $[0; 1]$. Видно, что так оно и есть на отрезке $[0, 1]$, но в окрестности нуля число событий резко возрастает. Причиной такого поведения могут являться очень свободные ограничения на χ^2 вершины и треков входящих в нее. В обработке данных использовались: $\chi_n^2/ndf < 10$ (ур. (3.15)) и $\chi_{k,S}^2 < 10$ (ур. (3.16)). Это сделано для того, чтобы по возможности

не терять треки, принадлежащие первичной вершине, даже в ущерб качеству восстановления. Процедура поиска вершины выполняется на стадии первичной обработки экспериментальных данных. При необходимости, более аккуратная оценка параметров вершины может производиться уже при работе с DST, где для этого имеется вся необходимая информация.

На рис. 3.10 (справа) представлено распределение положения первичной вершины вдоль оси z , рассчитанное для событий глубоко-неупругого рассеяния. Расположение двух ячеек мишени отмечено 2-мя линиями внизу. Тот факт, что распределение не опускается до нуля в промежутке между ячейками, объясняется присутствием охлаждающей смеси $^3\text{He}/^4\text{He}$, в которую помещен рабочий материал мишени.

Зависимость пространственного разрешения вдоль и поперек пучка от координаты z для ГНР событий показана на рис. 3.11. Очевидно, что чем ближе к выходному окну соленоида, тем меньше влияние многократного рассеяния и больше реконструированных треков в вершине. Как следствие, меньше ошибка в определении ее положения. Для вершин, реконструированных вблизи выходного окна соленоида, продольная и поперечная ошибки составляют: $\sigma_z = 4$ мм и $\sigma_r = 0,1$ мм. Для вершин, расположенных у входного окна, $\sigma_z = 20$ мм и $\sigma_r = 0,2$ мм. Отличие почти в два порядка продольного и поперечного разрешения связано с малыми углами разлета частиц в лабораторной системе.

3.4 Проверка стабильности работы спектрометра во времени

Как будет показано в следующей главе, важную роль в извлечении спиновой асимметрии A_1 играет условие стабильности спектрометра: отношение аксептансов² двух половинок мишени должно оставаться постоянным. Невыполнение этого условия может являться причиной появления систематических отклонений A_1 от ее физических значений. Источником данного рода проблем может стать изменение положения или состояния детекторов. Например, если в течение одного сброса пучка какой-либо ключевой детектор отключен, то это очевидно отражается на среднем количестве восстановленных треков и вершин и, как следствие, может сказаться на аксептансе. На следующем сбросе автоматика возвращает детектор в рабочее состояние. Критерий стабильности работы спектрометра напрашивается сам собой: усредненное за сброс количество восстановленных объектов должно быть стабильным во времени. Для мониторинга стабильности использовались следующие величины:

- среднее число первичных вершин в событии
- среднее число треков в событии
- среднее число треков в первичной вершине, нормированное на число вершин
- полный поток пучковых мюонов
- псевдо-эффективность некоторых детекторов

Здесь под псевдо-эффективностью подразумевается отношение числа реконструированных треков, проходящих через чувствительную зону детектора и зарегистрированных им, к полному числу реконструированных треков, проходящих через чувствительную зону детектора. Приставка “псевдо” появляется по причине того, что детектор используется в работе программы трекинга, в то время как расчет реальной эффективности требовал бы его исключения из алгоритма поиска треков. Данный параметр крайне важен, когда какой-либо из детекторов регулярно дает сбой. Характерный вид распределения псевдо-эффективности для двух детекторов, имевших технические проблемы в 2003 году, показан на рис. 3.12. Выпадающие из

²Здесь под словом аксептанс подразумевается не только угловая апертура, но и эффективность восстановления треков.

основного распределения точки соответствуют частичной потере информации от этих детекторов. Логично было бы отбросить их, однако это приводит к существенным потерям статистики. Поэтому компромиссным решением является полное исключение детектора из программы трекинга на всем промежутке времени, где его работа вызывает вопросы. Даже в ущерб эффективности реконструкции для тех спиллов, где детектор работал нормально. Разбиение данных на группы будет обсуждаться в разделе 4.4.

Значимость каждого конкретного детектора для реконструкции может быть определена в Монте-Карло анализе, где имеется возможность произвольно задавать эффективность работы детектора и таким образом оценить вносимую им в измерения систематику. Однако данный подход связан с большими техническими трудностями. Спектрометр содержит примерно 300 координатных плоскостей, для каждой из которых необходимо провести Монте-Карло симуляцию со статистикой, хотябы в несколько раз превышающую статистику экспериментальных данных. Это требует серьезных затрат компьютерного времени. Поэтому в данной работе, с ущербом для статистики экспериментальных данных, мы просто отбрасывали все “подозрительные” спиллы, не исследуя их влияние на A_1 .

Пример поведения среднего числа первичных вершин в событии для одного из периодов 2003 года показан на рис. 3.13. Наряду с обычными флуктуациями отчетливо наблюдаются продолжительные осцилляции, которые могут быть объяснены суточными колебаниями температуры, влажности и давления. Амплитуда осцилляций не превышает 7% от среднего значения. Вертикальные линии на рисунке обозначают поворот спина мишени. Он осуществляется примерно 3 раза в сутки, специально, чтобы быть не в фазе с суточными колебаниями и, таким образом, сократить их возможный вклад в систематику A_1 . Метод оценки систематической ошибки A_1 , вызванной нестабильностью спектрометра во времени, будет обсуждаться в разделе 4.7.

Основные критерии отбора спиллов заключались в следующем. Спиллы, отстоящие достаточно далеко от основной массы ($\sim 5\sigma$), и группы спиллов со систематическим сдвигом относительно основного распределения, удалялись. Примеры показаны на рис. 3.14. Также отбрасывались не полные спиллы ($1/3$ от номинального значения), которые, как правило, ассоциированы с техническими проблемами. Довольно часто выпадающие из основного распределения на данном участке спиллы тем не менее остаются статистически совместимыми со средними значениями распределения по всему периоду. Такие спиллы удалялись, так как они не являются статистическими флуктуациями, а связаны с проблемами какого-то определенного детектора. В результате отбора количество спиллов в данных 2002 года уменьшилось на 10%, а данных 2003 года на 15%.

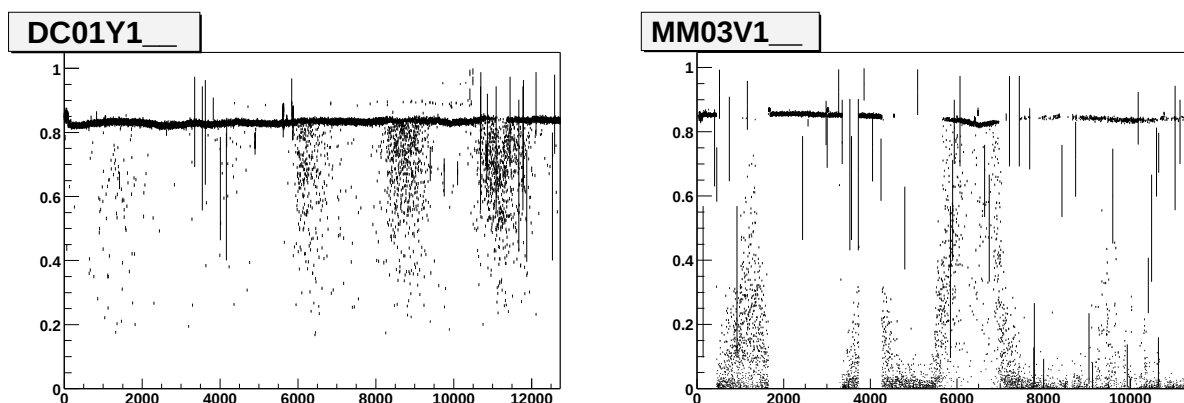


Рис. 3.12: Примеры детекторных сбоев в данных 2003 года. Вдоль оси y откладывается псевдо-эффективность детектора. Выпадающие из основного распределения точки соответствуют частичной потере информации от детекторов DC01Y1 в периоде P1A (слева) и MM03V1 в периоде P1B (справа).

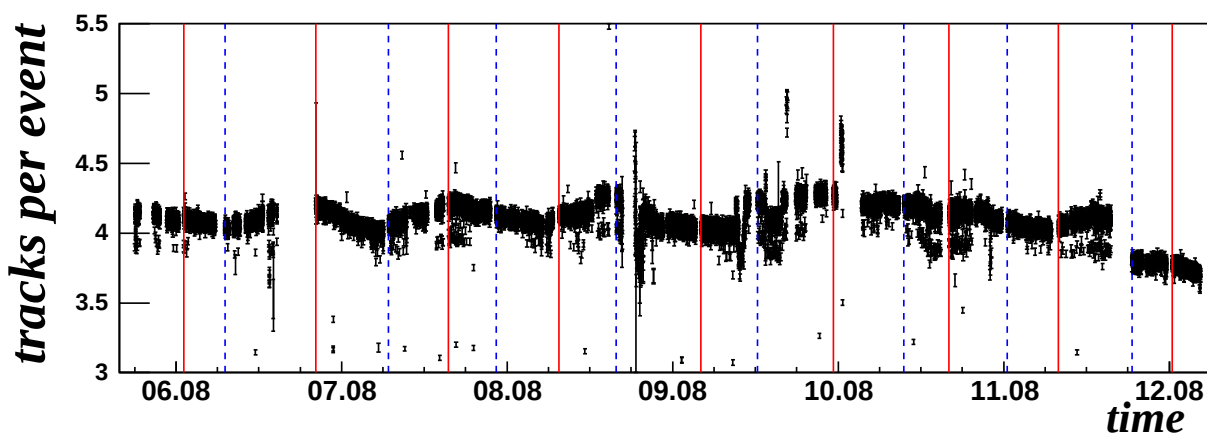


Рис. 3.13: Среднее число первичных вершин в событии для периода 2003 года P1E. Одна точка соответствует одному сбросу пучка. Вертикальные линии обозначают поворот спина мишени.

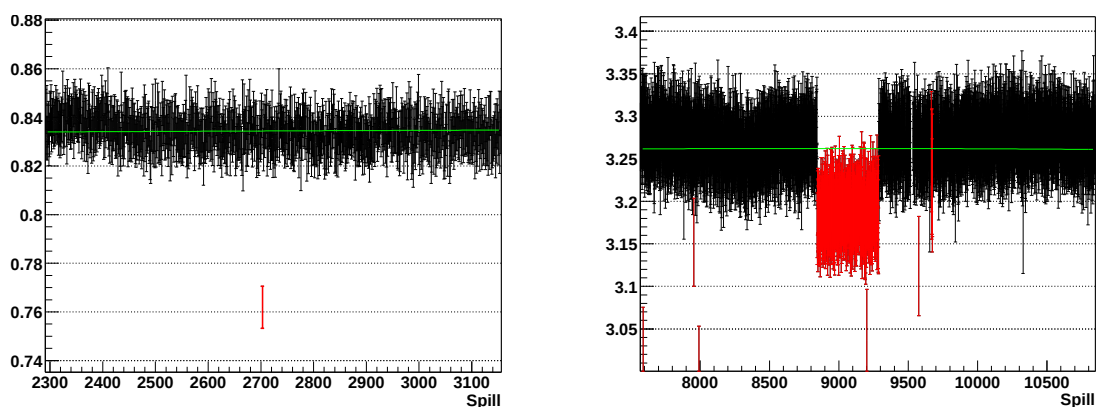


Рис. 3.14: Примеры ситуаций, когда один спилл (слева) и группа спиллов (справа) выпадают из основного распределения.

Глава 4

Получение спиновой асимметрии из "сырых" данных

Глава посвящена описанию анализа “сырых” данных. Излагается метод извлечения спиновой асимметрии. Подробно рассматривается отбор ГНР событий и их разбиение по группам. В заключении главы приводятся результаты и описание расчета систематической ошибки.

Как уже говорилось в разделе 1.1 мы рассматриваем процесс глубоко-неупругого рассеяния мюона на нуклоне в однофотонном приближении, т.е. сечение процесса может быть записано как $\sigma = \bar{\sigma} \pm \Delta\sigma$, где $\bar{\sigma} = \frac{1}{2}(\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow})$ – спиннезависимая составляющая сечения, а $\Delta\sigma = \frac{1}{2}(\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow})$ – часть сечения, зависящая от взаимного направления спина мюона и нуклона. Тогда асимметрия сечений равна

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}} . \quad (4.1)$$

Общее число взаимодействий в веществе мишени задается формулой

$$N = a\Phi \left[n_D \bar{\sigma}_D \pm n_D P_b P_t \Delta\sigma + \sum_A (n_A \bar{\sigma}_A) \right] . \quad (4.2)$$

Здесь введены следующие обозначения. a – аксептанс спектрометра. В него также включены эффективности программ восстановления треков и вершины взаимодействия. Φ – поток мюонов, пересекающих две ячейки мишени. В анализе мы требуем, чтобы траектория пучкового трека полностью пересекала обе ячейки мишени, поэтому далее мы не будем делать различие между потоками через первую и вторую ячейки. n_D – число ядер дейтрона на единицу площади мишени. σ_D – спиннезависимая составляющая сечения рассеяния на дейтроне. P_b и P_t – абсолютные значения поляризаций пучка и мишени. n_A и $\bar{\sigma}_A$ – число ядер на единицу площади и сечение неполяризованных ядер вещества мишени. Введем также обозначения для полной плотности ядер вещества мишени и полного сечения в отсутствие спиновых эффектов:

$$n = n_D + \sum_A n_A , \quad \bar{\sigma} = \frac{\bar{\sigma}_D n_D + \sum_A \bar{\sigma}_A n_A}{n} . \quad (4.3)$$

Вынося за скобки формулы (4.2) спин-независимые члены получим

$$N = a\Phi n \bar{\sigma} (1 \pm f P_b P_t A_{||}) , \quad (4.4)$$

где введено обозначение f – коэффициент дилуции, который определяется отношением сечения рассеяния на дейтроне к полному сечению на всех ядрах веществ, входящих в мишень:

$$f = \frac{n_D \bar{\sigma}_D}{n \bar{\sigma}} = \frac{n_D \bar{\sigma}_D}{n_D \bar{\sigma}_D + \sum_A (n_A \bar{\sigma}_A)} . \quad (4.5)$$

Далее, в разделе 4.2, определение коэффициента дилуции будет дополнено фактором, отвечающим за неполяризованные радиационные поправки.

В процессе набора данных направление спина ядер двух ячеек мишени меняется на обратное несколько раз в сутки (рис. 4.6). Запишем отдельно число событий в ячейках. Если число взаимодействий в первой по пучку ячейке N_u , а во второй N_d , и обозначая штрихом (') величины после изменения направления спина на обратное, получаем:

$$\begin{aligned} N_u &= a_u \Phi n_u \bar{\sigma} (1 + f P_b P_u A_{||}) \\ N_d &= a_d \Phi n_d \bar{\sigma} (1 - f P_b P_d A_{||}) \\ N'_u &= a'_u \Phi' n_u \bar{\sigma} (1 - f P_b P'_u A_{||}) \\ N'_d &= a'_d \Phi' n_d \bar{\sigma} (1 + f P_b P'_d A_{||}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Знак + в скобках соответствует ситуации когда спины пучковых мюонов и ядер мишени противонаправлены.

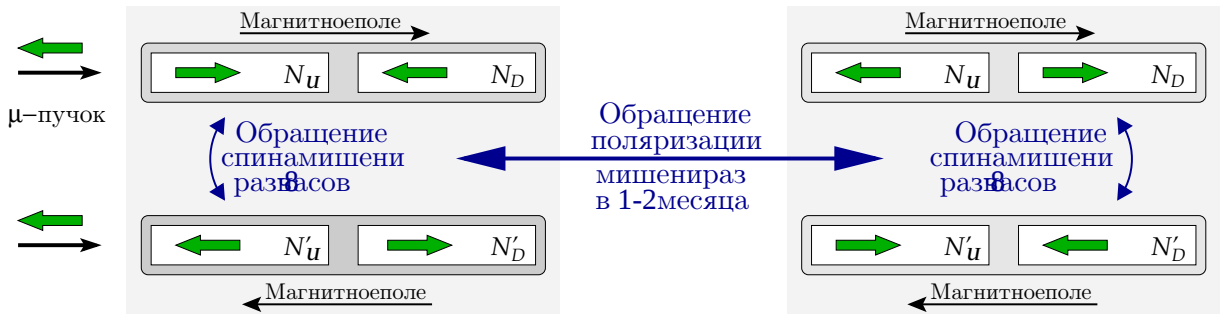


Рис. 4.1: Направление спинов ядер двух ячеек мишени изменяется на обратное каждые 8 часов. Раз в 1-2 месяца также меняется направление поляризации ядер относительно магнитного поля. Поляризация пучка в эксперименте не менялась. Направления спинов обозначены на рисунке крупными стрелками.

4.1 Коэффициент дилуции

Как уже отмечалось в разделе 2.4, коэффициент дилуции (ур. 4.5) рабочего вещества мишени ${}^6\text{LiD}$ по порядку величины должен составлять 50%, в силу того что ${}^6\text{Li}$ может быть представлен как неимеющее спина ядро ${}^4\text{He}$ и дейтрон [60]. Присутствие примесей водорода, заменяющих ядра дейтрона, примесей доминирующего в природе изотопа ${}^7\text{Li}$, вероятность иметь направление спинов неспаренных протонов и нейтронов отличное от направления спина ${}^6\text{Li}$, а также возможность волновой функции дейтрона находится в D-состоянии уменьшают "количество" ядер дейтерия в молекуле ${}^6\text{LiD}$, способных к поляризации, с 2 до 1.89 [101].

Рабочее вещество мишени представляет собой плотно упакованные гранулы. Коэффициент заполнения равен 0.55 [58]. Это фактически означает, что половина объема мишени заполнена охлаждающей смесью ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$. С помощью ур. (4.5) можно показать, что по этой причине коэффициент дилуции опускается до 0.43. Помимо гелия и примесей изотопов водорода и лития, в объеме мишени присутствуют C, F, Ni и Cu, которые входят в состав корпуса мишени и измеряющих поляризацию датчиков. Перепишем ур. (4.5) в виде

$$f = \left(1 + \sum_A \frac{n_A \bar{\sigma}_A}{n_d \bar{\sigma}_d} \right)^{-1}. \quad (4.7)$$

Таким образом, кроме знания концентраций веществ в объеме мишени, необходимо иметь также отношение сечений поглощения фотона для этих веществ. Оно может быть получено из

отношения структурных функций [104]

$$\frac{\sigma_A^{1\gamma}}{\sigma_d^{1\gamma}} = \frac{A}{2} \cdot \frac{F_2^A}{F_2^d} \cdot \frac{1+R^d}{1+R^A} \cdot \frac{1+\zeta R^A}{1+\zeta R^d} \approx \frac{A}{2} \cdot \frac{F_2^A}{F_2^d}, \quad (4.8)$$

где F_2^A – спинезависимая структурная функция, рассчитанная на нуклон. Для учета количества нуклонов в ядре вводится множитель $A/2$. Кинематический коэффициент ζ равен

$$\frac{1}{\zeta} = 1 + \frac{1}{2} \frac{y^2 + Q^2/E^2}{1 - y - Q^2/4E^2}. \quad (4.9)$$

Последнее приближение в ур. (4.8) выполняется в случае $R^d \approx R^A$. Как было показано коллаборациями NMC [102] и экспериментами SLAC [103] данное приближение является разумным в исследуемой кинематической области $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ и $x > 10^{-3}$.

Отношение структурных функций F_2^A/F_2^d зависит от Q^2 и x . Это фактически означает, что ядро элемента A нельзя рассматривать как набор свободных нуклонов. Ядерная среда влияет на свойства нуклонов, входящих в состав сложных ядер. Например нуклоны, расположенные ближе к центру ядра, оказываются экранированными внешними нуклонами. Как следствие, отношение сечений (ур. 4.8) будет расти с ростом Q^2 или x . Однако в области $x \in (0.1, 0.7)$ наблюдается обратный эффект, что впервые было обнаружено коллаборацией EMC. Для большей информации см. например обзор [105].

На практике, отношение F_2^A/F_2^d параметризуется. Для разных элементов примеси используются различные параметризации [106]. Таким образом, в силу ядерных эффектов, оказывающих влияние на структурную функцию F_2^A , распределение f имеет отклонения от горизонтальной линии (рис. 4.4).

4.2 Радиационные поправки

Как уже сообщалось в разделе 1.1 при анализе данных мы используем борновское приближение, т.е. рассматриваем только фейнмановскую диаграмму низшего порядка (рис. 4.2). Однако для получения реального сечения необходимо учитывать радиационные поправки – диаграммы, дающие вклад в сечение порядка α^3 и выше. В этом разделе мы рассматриваем два типа поправок. Первый – спинезависимые поправки. Как правило, они трактуются как взаимодействие заряженной частицы с собственным электромагнитным полем. Их возникновение является результатом испускания и поглощения виртуальных фотонов и электрон-позитронных пар. Второй тип поправок, так называемый радиационный хвост, связан с излучением реального фотона в начальном или конечном состоянии. Радиационные поправки рассчитываются в рамках теории возмущений КЭД. Так как изучаются инклюзивные реакции рассеяния мюона, радиационные поправки в адронной вершине игнорируются.

Далее в этом разделе мы будем использовать верхний индекс $^{1\gamma}$ при обозначении борновского сечения. Соответствующая ему асимметрия равна $A_1^{1\gamma} = \frac{1}{D} \frac{\Delta\sigma^{1\gamma}}{\sigma^{1\gamma}}$.

В первый тип поправок входят диаграмма “петлевой поправки к вершинной функции” и диаграмма “собственной энергии фотона”. Хотя сами по себе они дают вклад в сечение порядка α^4 , но при сложении с диаграммой однофотонного обмена появляются интерференционные члены, имеющие порядок α^3 . Вклад в сечение, идущий от этих диаграмм, может быть выражен в долях от $\sigma^{1\gamma}$, т.е. полное сечение $\sigma \propto \lambda \sigma^{1\gamma}$. Вклад мал, и с высокой точностью можно положить $\lambda \simeq 1$. Отметим, что данный тип поправок не зависит от направления спина участвующих в реакции частиц, т.е. коэффициент λ один и тот же для спинозависимой и спинезависимой составляющих сечения. Кроме того, излучение и поглощение виртуальных частиц не может изменить значения энергии и импульса частиц в начальном и конечном состояниях, следовательно эти поправки также не вносят изменений в восстановленную кинематику события.

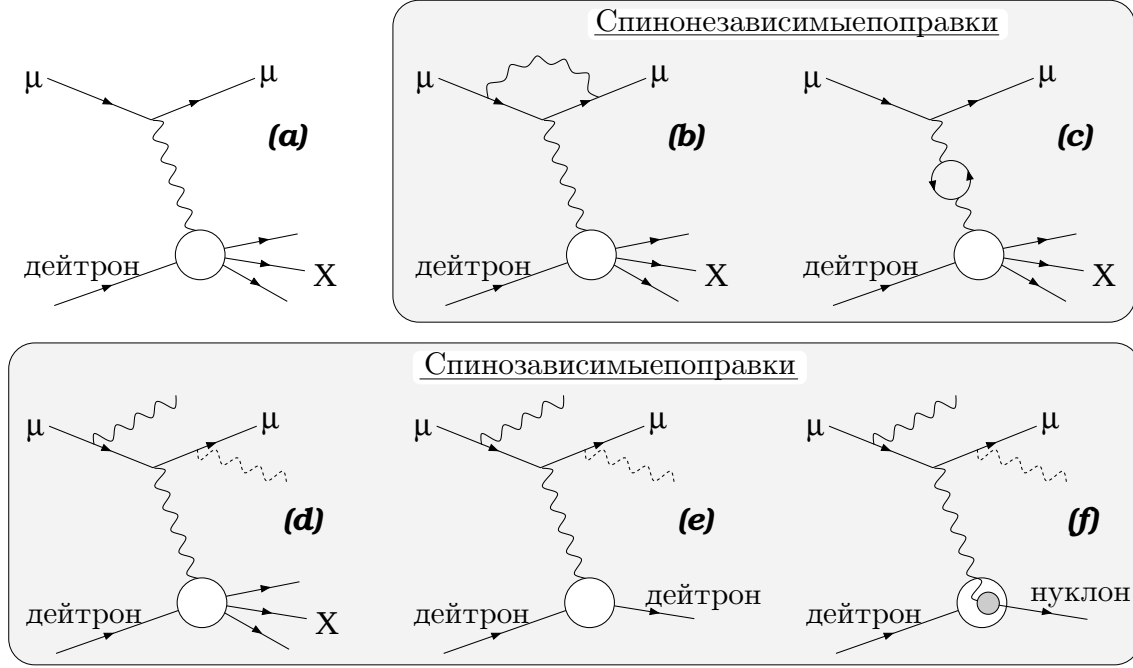


Рис. 4.2: Диаграммы радиационных поправок к однофотонному обмену. ГНР в борновском приближении (a). Спинонезависимые диаграммы: петлевая поправка к вершинной функции (b), собственная энергия фотона (c). Спинозависимые диаграммы, соответствующие излучению реального фотона в начальном или конечном состоянии (так называемый радиационный хвост): ГНР (d), упругое рассеяние на ядре (e), квази-упругое рассеяние на нуклоне (f).

Второй тип поправок включает в себя диаграммы с излучением реального фотона мюоном в начальном или конечном состоянии (нижний ряд диаграмм на рис. 4.2). Так как установка не детектирует γ -кванты, восстановленная кинематика события будет отличаться от истинной в силу того, что часть энергии и импульса уносится фотоном. Как следствие, происходит перекачка событий между бинами в распределении по x . В инклюзивных процессах адроны игнорируются, поэтому наряду с ГНР в эту группу входят также упругое и квази-упругое рассеяние на ядрах и нуклонах, входящих в состав ядер. Заметим, что так как сечение упругого рассеяния пропорционально квадрату заряда ядра, оно является доминирующим в данном типе поправок. Однако в случае триггеров, требующих энерговыделения в адронных калориметрах, и наличии реконструированного адрона в конечном состоянии, упругие и квази-упругие процессы должны быть исключены из радиационных поправок.

Резюмируя сказанное выше, для спинозависимой и спинонезависимой составляющих сечения запишем

$$\begin{aligned}\bar{\sigma} &= \lambda \bar{\sigma}^{1\gamma} + \bar{\sigma}_{tail} = \lambda \bar{\sigma}^{1\gamma} + \left(\bar{\sigma}_{tail}^{inel} + \bar{\sigma}_{tail}^{el} + \bar{\sigma}_{tail}^{qe} \right) \\ \Delta\sigma &= \lambda \Delta\sigma^{1\gamma} + \Delta\sigma_{tail} = \lambda \Delta\sigma^{1\gamma} + \left(\Delta\sigma_{tail}^{inel} + \Delta\sigma_{tail}^{el} + \Delta\sigma_{tail}^{qe} \right).\end{aligned}\quad (4.10)$$

Распишем A_1 с учетом поправок

$$A_1 = \frac{1}{D} \frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}} = \frac{1}{D} \frac{\lambda \Delta\sigma^{1\gamma} + \Delta\sigma_{tail}}{\bar{\sigma}} = \frac{\lambda \bar{\sigma}^{1\gamma}}{\bar{\sigma}} \left(A_1^{1\gamma} + \frac{1}{D} \frac{\Delta\sigma_{tail}}{\lambda \bar{\sigma}^{1\gamma}} \right). \quad (4.11)$$

Используя это уравнение, получим для борновского приближения асимметрию, которая далее

используется для извлечения структурных функций:

$$A_1^{1\gamma} = \frac{1}{\rho} A_1 - A_1^{RC}. \quad (4.12)$$

Здесь введены обозначения для мультипликативного фактора ρ (не зависит от спина) и аддитивного члена A_1^{RC} (зависит от спина):

$$\rho = \frac{\lambda \bar{\sigma}^{1\gamma}}{\bar{\sigma}}, \quad A_1^{RC} = \frac{1}{D} \frac{\Delta \sigma_{tail}}{\lambda \bar{\sigma}^{1\gamma}}. \quad (4.13)$$

На рис. 4.3 показана их зависимость от x . Вычисления производились отдельно для каждого x -бина, причем в качестве входных величин использовались средние значения $\langle x \rangle$ и $\langle y \rangle$ в бине. Радиационные поправки различаются для “инклюзивных” событий и событий, содержащих адрон. Например в событиях с большими передачами энергии ($y \rightarrow 1$) фазовое пространство для излучения фотона больше, поэтому вероятность излучить γ выше. В среднем, события с адроном имеют бóльшие y , чем “инклюзивные” события. Этим объясняется существенное отличие в величине A_1^{RC} для области высоких x . При малых x передачи энергии в “инклюзивных” и “адронных” событиях одинаковы, но так как из событий с адроном диаграммы упругого и квази-упругого рассеяния исключаются, доля онофотонного обмена в “инклюзивных” событиях заметно ниже. Например при $x = 0.005$ различие для мультипликативного фактора ρ достигает 14% (рис. 4.3). Для расчета не поляризованных поправок применялась программа TERAD [92], для поляризованных – POLRAD [91].

В заключение следует заметить, что разбиение поправок на две группы является отчасти условным. Как λ , так и σ_{tail} не могут быть рассчитаны отдельно, потому что имеют инфракрасные расходимости. Их сокращение происходит только при взаимном суммировании вкладов низкоэнергетических фотонов идущих из этих двух типов поправок.

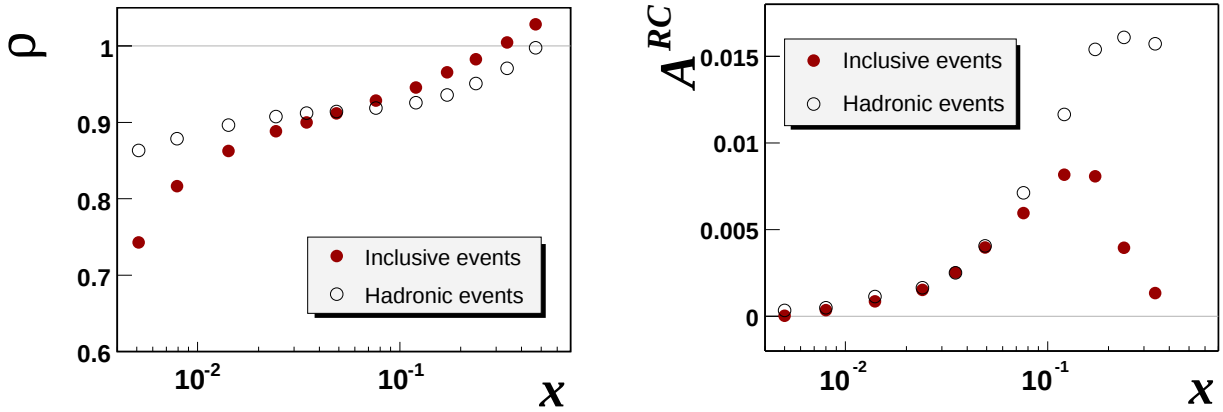


Рис. 4.3: Радиационные поправки. *Слева*: мультипликативный фактор ρ (не зависит от спина). *Справа*: аддитивный член A_1^{RC} (зависит от спина). Для расчета радиационных поправок использовались средние значения кинематических величин для каждого x -бина.

Коэффициент дилуции

Так как независящий от спина частиц коэффициент ρ так же, как и коэффициент дилуции f , является мультипликативным по отношению к $A_1^{1\gamma}$ фактором, логично будет их объединить. Переопределим коэффициент дилуции следующим образом:

$$f \equiv \rho f = \left(\frac{\bar{\sigma}^{1\gamma}}{\bar{\sigma}} \right) \left(\frac{n_D \bar{\sigma}_D}{n_D \bar{\sigma}_D + \sum_A (n_A \bar{\sigma}_A)} \right). \quad (4.14)$$

Производимый радиационными поправками эффект показан на рис. 4.4. Если учитывается только лишь влияние неполяризованных ядер в веществе мишени, распределение $f(x)$ слабо отличается от горизонтальной прямой $f(x) = 0.42$. Однако после учета радиационных поправок коэффициент диллюции начинает варьироваться в диапазоне от 0.31 до 0.43, причем появляется различие между "инклюзивными" событиями и событиями, имеющими адронный трек в конечном состоянии.

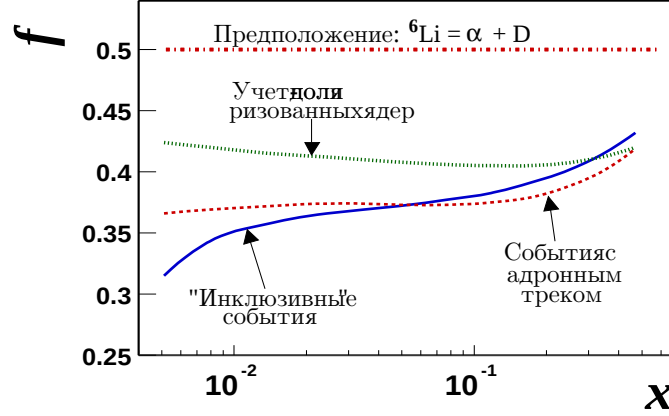


Рис. 4.4: Изменение коэффициента диллюции при учете различных факторов.

4.3 Методы извлечения асимметрии

При извлечении асимметрии в данной работе использовалась так называемая процедура 2-го порядка [89], требующая решения квадратного уравнения. Здесь мы рассмотрим два метода. В первом, *стандартном*, асимметрия получается с использованием чисел $N_{u(d)}^{(i)}$ из ур.(4.6). Очевидно, что далеко не каждое ГНР событие чувствительно к кварковым поляризациям. Например в случае малой поляризации пучка P_b или низкой передачи поляризации от μ к γ^* (деполяризационный фактор $D \ll 1$) сложно получить информацию о Δq . Второй метод, который будет рассмотрен в данном разделе, учитывает чувствительность каждого события к Δq и, как следствие, уменьшает статистическую ошибку A_1 . Метод носит название *метод пособытийного взвешивания*.

Как уже было показано в разделе 1.1 мюон-нуклонная асимметрия $A_{||}$ связана с A_1 простой формулой $A_{||} = D A_1$. Это будет использоваться при работе с уравнениями (4.6). Также в этом разделе для простоты записи мы вводим следующие обозначения:

$$\alpha_i = a_i \Phi n_i \quad \beta_i = f P_b P_i D, \quad (4.15)$$

где индекс i принимает четыре значения соответствующие двум ячейкам мишени до и после переворота спина.

Стандартный метод

Как правило, целью измерений является поиск зависимости асимметрии A_1 от x_{Bj} , т.е. производится интегрирование по всем оставшимся переменным:

$$N(x_{Bj}) = \int N(x_{Bj}, Q^2, \vec{v}, t, \dots) dQ^2 d\vec{v} dt \dots \quad (4.16)$$

Здесь $\vec{v}$ – положение вершины взаимодействия внутри мишени, а t – время. Для простоты записи обозначим

$$d\vec{x} = dQ^2 d\vec{v} dt \dots \quad (4.17)$$

Тогда для первого из уравнений (4.6) можем записать

$$N_u = \langle a_u \rangle (1 + \langle \beta_u \rangle A_1) \int \Phi n_u \bar{\sigma} d\vec{x} , \quad (4.18)$$

где средние значения равны

$$\langle a_u \rangle = \frac{\int a_u \Phi n_u \bar{\sigma} d\vec{x}}{\int \Phi n_u \bar{\sigma} d\vec{x}} \quad \langle \beta_u \rangle = \frac{\int \beta_u \alpha_u d\vec{x}}{\int \alpha_u d\vec{x}} . \quad (4.19)$$

Аналогичные выражения могут быть записаны для оставшихся трех уравнений (4.6). Используя все 4 уравнения, составим соотношение:

$$\frac{N_u N'_d}{N_d N'_u} = \frac{\langle a_u \rangle \langle a'_d \rangle}{\langle a_d \rangle \langle a'_u \rangle} \frac{\int \Phi n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x} \int \Phi' n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x}}{\int \Phi n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x} \int \Phi' n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x}} \frac{(1 + \langle \beta_u \rangle A_1)(1 + \langle \beta'_d \rangle A_1)}{(1 - \langle \beta_d \rangle A_1)(1 - \langle \beta'_u \rangle A_1)} . \quad (4.20)$$

Мы предполагаем, что поток мюонов зависит только от расположения вершины взаимодействия $\vec{v}$ и времени t . В то же время плотность заполнения мишени n и σ от этих переменных не зависят. Таким образом, мы можем разделить интеграл $\int \Phi n \bar{\sigma} d\vec{x}$ на произведение интегралов $\int \Phi d\vec{x}_1 \int n \sigma d\vec{x}_2$, где $d\vec{x}_1 = d\vec{v} dt$ и $d\vec{x}_2$ – дифференциал всех оставшихся переменных. Тогда для отношения интегралов в уравнении (4.20) можем записать

$$\frac{\int \Phi n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x} \int \Phi' n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x}}{\int \Phi n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x} \int \Phi' n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x}} = \frac{\int \Phi d\vec{x}_1 \int n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x}_2 \int \Phi' d\vec{x}_1 \int n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x}_2}{\int \Phi d\vec{x}_1 \int n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x}_2 \int \Phi' d\vec{x}_1 \int n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x}_2} = 1 . \quad (4.21)$$

Введем обозначения для отношений:

$$\delta \equiv \frac{N_u N'_d}{N_d N'_u} \quad \kappa \equiv \frac{\langle a_u \rangle \langle a'_d \rangle}{\langle a_d \rangle \langle a'_u \rangle} . \quad (4.22)$$

Далее мы предполагаем, что отношение аксептансов первой и второй ячеек мишени остается одинаковым до и после обращения спинов ячеек, т.е. $\kappa = 1$. С учетом соотношения (4.21) уравнение (4.20) принимает вид

$$\delta = \frac{(1 + \langle \beta_u \rangle A_1)(1 + \langle \beta'_d \rangle A_1)}{(1 - \langle \beta_d \rangle A_1)(1 - \langle \beta'_u \rangle A_1)} . \quad (4.23)$$

Перепишем его в виде

$$a A_1^2 + b A_1 + c = 0 , \quad (4.24)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a &= \delta \langle \beta'_u \rangle \langle \beta_d \rangle - \langle \beta_u \rangle \langle \beta'_d \rangle \\ b &= -\delta (\langle \beta'_u \rangle + \langle \beta_d \rangle) - (\langle \beta_u \rangle + \langle \beta'_d \rangle) \\ c &= \delta - 1 \end{aligned}$$

Решение уравнения (4.24):

$$A_1 = \begin{cases} (-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}) / (2a) & a \neq 0 \\ -c/b & a = 0 \end{cases} \quad (4.25)$$

В случае $a \neq 0$ существует два решения. Легко показать, что одно из них имеет аномально большое значение (не имеет физического смысла). Так как $\langle \beta_u \rangle \simeq \langle \beta_d \rangle \simeq \langle \beta'_u \rangle \simeq \langle \beta'_d \rangle$ и $\delta \simeq 1$,

то уравнение (4.23) принимает вид $1 = \frac{1+\langle\beta\rangle A_1}{1-\langle\beta\rangle A_1}$. Оно имеет два решения $A_1 = 0$ и $A_1 = \infty$. Известно, что физическая величина $|A_1| \leq 1$. Следовательно второе решение должно быть отброшено.

Для расчета асимметрии нам осталось найти $\langle\beta\rangle$

$$\langle\beta\rangle = \frac{\int \beta \alpha d\vec{x}}{\int \alpha d\vec{x}} \stackrel{\beta A \ll 1}{\approx} \frac{\int \beta \alpha (1 + \beta A) d\vec{x}}{\int \alpha (1 + \beta A) d\vec{x}} \stackrel{N \rightarrow \infty}{\approx} \frac{\sum_{i=1}^N \beta_i}{N}. \quad (4.26)$$

Ошибка в вычислении асимметрии находится дифференцированием выражения (4.25). В приближении $N \equiv N_u \simeq N_d \simeq N'_u \simeq N'_d$ и $\langle\beta\rangle \equiv \langle\beta_u\rangle \simeq \langle\beta_d\rangle \simeq \langle\beta'_u\rangle \simeq \langle\beta'_d\rangle$ получим

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A_1}{\partial \delta} \sigma_\delta \right)^2 \simeq \left(\frac{1}{4\langle\beta\rangle} \sqrt{\frac{4}{N}} \right)^2 = \frac{1}{\langle\beta\rangle^2} \frac{1}{4N}. \quad (4.27)$$

Метод пособийного взвешивания

Предположим, что разные события имеют разную значимость в расчете асимметрии. Например к событиям, в которых поляризация пучка была малой, A_1 чувствительна слабо, т.е. события, в которых P_b больше, должны давать больший вклад. Взвесим каждое событие согласно определенной функции $w(x_{Bj}, \vec{x})$ и введем новую величину $p(x_{Bj})$, которая будет играть роль, аналогичную количеству взаимодействий $N(x_{Bj})$ в стандартном методе:

$$p(x_{Bj}) \equiv \int N(x_{Bj}, \vec{x}) w(x_{Bj}, \vec{x}) d\vec{x} \stackrel{N \rightarrow \infty}{\approx} \sum_{i=1}^N w_i. \quad (4.28)$$

Тогда для первого из уравнений (4.6) можем записать

$$p_u = \langle a_u \rangle_w (1 + \langle \beta_u \rangle_w A_1) \int \Phi n_u \bar{\sigma} d\vec{x}, \quad (4.29)$$

где средние значения равны

$$\langle a_u \rangle_w = \frac{\int a_u \Phi n_u \bar{\sigma} w d\vec{x}}{\int \Phi n_u \bar{\sigma} w d\vec{x}} \quad \langle \beta_u \rangle_w = \frac{\int \beta_u \alpha_u w d\vec{x}}{\int \alpha_u w d\vec{x}}. \quad (4.30)$$

Аналогичные выражения могут быть записаны для оставшихся трех уравнений (4.6). Используя все 4 уравнения, составим соотношение:

$$\frac{p_u p'_d}{p_d p'_u} = \frac{(1 + \langle \beta_u \rangle_w A_1)(1 + \langle \beta'_d \rangle_w A_1)}{(1 - \langle \beta_d \rangle_w A_1)(1 - \langle \beta'_u \rangle_w A_1)}. \quad (4.31)$$

Здесь мы уже сократили члены, связанные с аксептансом и α . Далее мы получаем такое же уравнение второго порядка относительно A_1 , как и в стандартном методе (ур. 4.24), но здесь уже под δ нужно понимать

$$\delta \equiv \frac{p_u p'_d}{p_d p'_u}. \quad (4.32)$$

Те же предположения приводят нас к выражению для $\langle\beta\rangle_w$, которое может быть использовано в анализе данных:

$$\langle\beta\rangle_w \approx \frac{\sum_{i=1}^N w_i \beta_i}{\sum_{i=1}^N w_i}. \quad (4.33)$$

Статистическая ошибка для суммы весов равна

$$\sigma_p^2 = \int N(\vec{x}) w^2(\vec{x}) d\vec{x} = \sum_{i=1}^N w_i^2. \quad (4.34)$$

Посчитаем ошибку асимметрии в приближении $N \equiv N_u \simeq N_d \simeq N'_u \simeq N'_d$ и $\langle \beta \rangle_w \equiv \langle \beta_u \rangle_w \simeq \langle \beta_d \rangle_w \simeq \langle \beta'_u \rangle_w \simeq \langle \beta'_d \rangle_w$. Получим

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A_1}{\partial \delta} \sigma_\delta \right)^2 \simeq \left(\frac{1}{4\langle \beta \rangle_w} \sqrt{\frac{4\langle w^2 \rangle}{\langle w \rangle^2 N}} \right)^2 = \frac{\langle w^2 \rangle}{\langle \beta w \rangle^2} \frac{1}{4N}. \quad (4.35)$$

Покажем, что статистически оптимальный вес будет $w = \beta = PPfD$. Для этого предположим, что w_0 минимизирует статистическую ошибку. Тогда для малых ϵ можем записать $w(\vec{x}) = w_0(\vec{x}) + \epsilon \eta(\vec{x})$, где $\eta(\vec{x})$ произвольная функция. Условия минимума требуют равенства нулю производной по ϵ . Дифференцируя уравнение (4.35), получим

$$\left. \frac{\partial \sigma_A^2}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon=0} = 2 \frac{\langle w_0 \eta \rangle \langle w_0 \beta \rangle - \langle \beta \eta \rangle \langle w_0^2 \rangle}{\langle w_0 \beta \rangle^2 4N} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\langle w_0 \beta \rangle}{\langle w_0^2 \rangle} = \frac{\langle \beta \eta \rangle}{\langle w_0 \eta \rangle}. \quad (4.36)$$

При произвольной функции η последнее равенство выполняется лишь при условии $w_0 = \beta$. Таким образом, уравнение (4.35) принимает вид

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{\langle \beta^2 \rangle} \frac{1}{4N}. \quad (4.37)$$

Сравнивая это выражение с выражением для стат. ошибки стандартного метода (4.27), видно, что увеличение точности измерения равно $\sqrt{\langle \beta^2 \rangle} / \langle \beta \rangle^2$.

Стоит заметить однако, что использование оптимального с точки зрения стат. ошибки веса не всегда возможно. Например в нашем методе обязательным условием является фиксированная величина отношения аксептансов $\langle a_u \rangle_w / \langle a_d \rangle_w = \text{const}$. Так как β содержит поляризацию мишени (ур. 4.15), которая, мы знаем, изменяется со временем, то эта временная зависимость передается $\langle a \rangle_w$ в случае, если $w = \beta$ (ур. 4.30). Таким образом предположение $\kappa = 1$ нарушается и мы получаем увеличение систематической ошибки. По этой причине в качестве веса в данной работе использовались только

$$w = fDP_b. \quad (4.38)$$

4.4 Разбиение на группы

Для расчета асимметрии используются данные, содержащие события с противоположным направлением спина ячеек мишени. Здесь будут описаны правила, которые использовались при разбиении данных на группы. В дальнейшем под группой будем подразумевать две выборки событий с противоположными ориентациями спина мишени $\Rightarrow \Leftarrow$ и $\Leftarrow \Rightarrow$.

Основная идея разбиения заключается в оптимизации статистической и систематической ошибок асимметрии. С точки зрения минимизации статистической ошибки, важно выбирать группу, содержащую примерно равные по объему выборки. Используя обозначения N и N' для числа событий до и после переворота спина, можно показать, что статистическая ошибка задается формулой [90]:

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{\langle \beta \rangle^2} \frac{1}{N + N'} \cdot \frac{(1+t)^2}{4t}, \quad (4.39)$$

где t есть отношение числа событий $t = N/N'$, а $\langle \beta \rangle$ задается ур. (4.26). С точки зрения оптимизации интерес представляет последний множитель уравнения (4.39). Очевидно, что комбинируя выборки с одинаковым числом событий, мы получаем минимальную ошибку, которая в точности равна ур.(4.27). Однако заметим, что данный эффект невелик. Например, при отличии выборок в два раза, σ_A увеличивается всего на 6%.

Для систематической ошибки важен выбор периода, в котором параметры, оказывающие влияние на измеряемую асимметрию, ведут себя стабильным образом. Нестабильности, связанные с изменениями в фазовом пространстве пучка, в эффективности детектирующей аппаратуры, геометрии мишени, а также изменения в аксептансе установки могут привести к систематическим погрешностям в определении асимметрии. Как правило, при составлении групп приоритет отдается систематике, так как ее количественная оценка намного сложнее.

Использование различных групповых конфигураций служит тестом для выявления потенциально возможной ложной асимметрии. Рассматривались различные разбиения данных: начиная от больших групп, включающих периоды до двух недель, до малых групп, соответствующих временным интервалам порядка 16 часов. Приведем три основных разбиения, использовавшихся в анализе. Схематически они показаны на рисунках 4.5 и 4.6, где группы заключены в эллипсы.

- Суммарное разбиение. Все данные внутри одного периода объединяются в одну группу (рис. 4.5). Это означает, что все *run*-ы¹ с определенной ориентацией спина мишени суммируются, образуя две выборки.
- Последовательное разбиение. В группу включаются последовательные выборки *run*-ов (рис. 4.5). Как правило, они входят попарно, хотя также возможно включение трех последовательных выборок с целью оптимизации статистической ошибки. Один период содержит примерно 10 групп. Полученные для каждой из групп асимметрии в конечном итоге усредняются с учетом их статистических ошибок.
- Нефизическое разбиение. В состав группы входят данные, соответствующие только одной спиновой ориентации мишени (рис. 4.6). Очевидно, что связанная со спином асимметрия в этом случае равна нулю. Все ненулевые эффекты являются проявлением систематики.

Преимущество последовательного разбиения над суммарным заключается в том, что объединяются данные, близкие по времени. Это важно, так как уменьшается возможность появления систематики. В итоге именно последовательное разбиение использовалось для получения конечного результата. Хотя согласованность результатов этих двух разбиений проверялась все время.

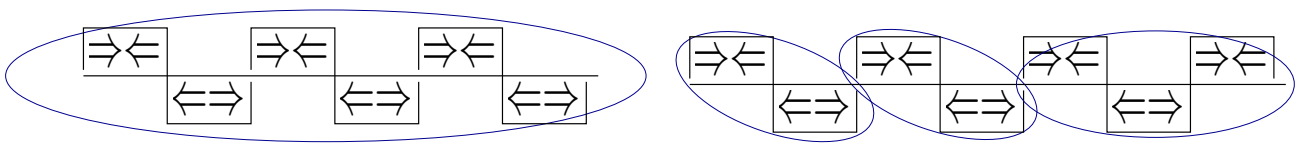


Рис. 4.5: Суммарное (слева) и последовательное (справа) разбиения.

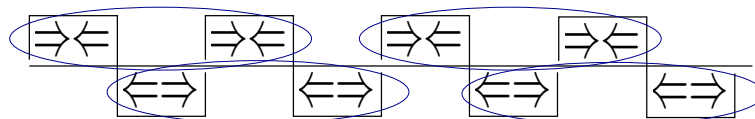


Рис. 4.6: Нефизическое разбиение. Группы обозначены эллипсами.

¹Данные, объединенные системой сбора данных в отдельные файлы. Один *run* соответствует примерно одному часу набора статистики.

4.5 Отбор событий

В виду того, что триггер в эксперименте преимущественно предназначен для селекции реакций с обменом квази-реальным фотоном, ГНР составляет лишь малую часть от общего объема событий. Поэтому для оптимизации компьютерного времени, процедура анализа разбивается на два шага. На первом шаге на события налагаются основные кинематические условия и вводятся необходимые условия на качество реконструированных объектов. На этом уровне селекции большинство ограничений оставляют некоторую свободу для того, чтобы была возможность внести изменения позднее. В результате отбора, первоначальный размер файла mDST уменьшается примерно до 3%. Эти события сохраняются в отдельном μ DST файле, который также объединяет в себе *run*-ы с определенной конфигурацией спина мишени (все события между двумя переворотами спина ячеек). Второй шаг – расчет асимметрии. Налагаются жесткие ограничения на качество события и ограничивается конечная кинематическая область.

Физический анализ проводился на данных с продольной поляризацией мишени, набранных в сеансах 2002 и 2003 годов. Сеанс 2002 года был разбит на 6 периодов² и содержит 1007 *run*-ов с продольной поляризацией мишени. От 2003 года в анализ были включены 8 периодов со 1315 *run*-ами. Заметим также, что для части периодов 2003 года количество спиллов в *run*-е было увеличено до 200, в то время как в 2002 году их число равнялось 100.

В дальнейшем мы будем называть события по аналогии с триггерами: “инклюзивные”, “полуинклюзивные” и события “калориметрического” триггера (см. раздел 2.7). Напомним, что “инклюзивный” режим работы триггера основывается на наличии в событии рассеянного мюона в определенном угловом или энергетическом диапазоне. Этот режим обыкновенно использовался в предыдущих мюонных экспериментах CERN. В COMPASS также применялись “полуинклюзивные” триггера, которые проводят отбор событий, опираясь на потери энергии мюона в мишени, и требуют присутствия сигнала в адронных калориметрах. Начиная с 2003 года, в эксперименте применялся “калориметрический” триггер, который не накладывал условий на траекторию рассеянного мюона, а срабатывал на энерговыделение в калориметре, превышающее в 9 раз среднюю потерю энергии мюона. Использование этого триггера позволило существенно повысить верхний предел по Q^2 . “Калориметрический” и “полуинклюзивные” триггера образуют выборку событий, которую в дальнейшем мы будем называть “адронной”. Анализ этих событий проводился параллельно анализу событий “инклюзивных” триггеров. События, удовлетворяющие условиям и “инклюзивной”, и “адронной” выборки (одновременное срабатывание нескольких триггеров), относились к классу “инклюзивных”. События, соответствующие “адронным” триггерам и не имеющие реконструированного адронного трека в вершине взаимодействия, отбрасывались.

Разделение на “адронные” и “инклюзивные” события необходимо для правильного учета радиационных поправок, которые отличаются для этих двух классов событий. Некоторая опасность использования адронных событий заключается в том, что аксептанс или эффективность реконструкции для разных типов адронов могут различаться. Это может проявить себя как эффективное усиление фрагментации от определенного кварка в нуклоне, что в результате может привести к отклонению A_1 от действительных значений. Однако анализ показывает, что результаты расчетов асимметрии для выборок “инклюзивных” и “адронных” событий хорошо согласуются в пределах статистических ошибок и не имеют заметных систематических смещений относительно друг друга во всем x -диапазоне. Другим свидетельством отсутствия существенных систематических эффектов может служить выполненное с помощью программы Монте-Карло исследование, в ходе которого рассматривалась асимметрия адронных событий в кинематическом диапазоне эксперимента с учетом аксептанса спектрометра [39].

²Обычно один период длится неделю. Однако по техническим причинам, связанным с ускорителем, две недели могут быть объединены в один период. Например P2A в 2002 году.

Критерии отбора	2002		2003	
	События /10 ⁶	Доля (%)	События /10 ⁶	Доля (%)
Кол-во mDST событий	882.42	100.00	1441.13	100.00
Первичная вершина найдена	698.36	79.14	1204.46	83.58
μ' в первичной вершине	559.57	63.41	937.22	65.03
μ' восстановлен в годоскопе	475.55	53.89	807.99	56.07
$y > 0.1$	439.95	49.86	690.27	47.90
$y < 0.99$	439.95	49.86	690.26	47.90
$ Z + 35 < 65 + 20$ см	354.99	40.23	600.09	41.64
Радиус < 2 см	339.83	38.51	565.11	39.21
μ_{beam} проходит через обе ячейки	337.84	38.29	560.39	38.89
$Q^2 > 1$ ГэВ ²	16.68	1.89	43.60	3.03

Таблица 4.1: Количество событий и их относительная доля по ходу наложения ограничений на начальную выборку mDST.

Критерии отбора	2002		2003	
	События /10 ⁶	Доля (%)	События /10 ⁶	Доля (%)
Кол-во событий в μ DST файле	16.44	100.00	42.86	100.00
После Bad.list	15.29	93.00	37.50	87.49
Наличие DB информации	14.99	91.19	36.76	85.77
$ E_{beam} - 160 < 20$ ГэВ	14.96	91.04	36.30	84.70
Для выходящих треков $z < 1$	14.93	90.81	36.20	84.46
$0.1 < y < 0.9$	14.89	90.57	36.07	84.16
μ_{beam} проходит через обе ячейки	11.63	70.72	28.33	66.10
Первичная вершина в мишени	10.40	63.24	25.35	59.14
Инклюзивные события	6.66	40.50	15.99	37.31
Адронные события	3.35	20.38	8.48	19.78

Таблица 4.2: Количество событий и их относительная доля по ходу наложения ограничений на выборку μ DST.

Отбор событий для μ DST

Опишем шаг за шагом процесс селекции событий для выборки μ DST (таб. 4.1).

Для того чтобы устранить из анализа события с ложным срабатыванием триггера, а также лишь частично реконструированные события, обязательным условием является наличие восстановленной вершины взаимодействия, включающей в себя треки первичного и рассеянного мюонов. Эти условия позволяют отбросить примерно треть начальных событий.

Для того чтобы быть уверенным в соответствии реконструированного трека μ' сработавшему триггеру, требуется чтобы рассеянный мюон был восстановлен в годоскопе, инициировавшем срабатывание триггера.

События с малыми передачами энергии имеют малую чувствительность к A_1 . Они также представляют сложность для реконструкции, так как быстрый трек μ' смешивается с фоном от проходящих через установку пучковых мюонов. Поэтому события с $y < 0.1$ отбрасываются. Большие передачи энергии напротив предпочтительны и для реконструкции, и с точки зрения физики. Однако проблема появляется в связи с радиационными поправками, которые также велики в этой кинематической области. Вопрос о доверии теоретическим расчетам радиационных поправок является предметом дискуссий, поэтому на уровне μ DST отбрасываются лишь

$y > 0.99$. На следующем этапе отбора (непосредственно расчет A_1) это ограничение становится более жестким.

Взаимодействия мюонов снаружи поляризованного вещества не представляют интереса для расчета асимметрии. Поэтому события с первичной вершиной, находящейся за пределами ячеек мишени, отбрасываются. Однако на данном этапе используются довольно грубые ограничения на положение вершины: 85 см от центра мишени и 2 см от оси z . Также отбрасывались события, в которых пучковый трек имел достаточно большой полярный угол. В расчете асимметрии необходимо равенство потоков мюонов, проходящих через две ячейки мишени. Поэтому требовалось, чтобы траектории пучковых мюонов полностью пересекали обе ее половинки. На данном этапе предполагалось, что мишень соосна с z и имеет радиус 2 см.

Все описанные выше условия приводят к уменьшению первоначального числа событий примерно в 2.5 раза. Основной же вклад в уменьшение начального размера $mDST$ связан с ограничением на виртуальность фотона $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, необходимым для последующего КХД анализа. С этим ограничением статистика 2002 года уменьшается до 2%, а 2003 года до 3%. Если пошаговое уменьшение количества событий до условия на Q^2 фактически не различалось для двух годов, то теперь отличие составляет примерно треть. Это связано с использованием “калориметрического” триггера в 2003 году, а также наличием технических проблем с Outer триггером в 2002 году.

Отбор событий для A_1

Для непосредственного расчета A_1 на выборку μDST налагается ряд более жестких условий на качество событий. Перечислим их в том же порядке, в каком они применялись к данным.

1. Из анализа исключаются часть спиллов, которые не удовлетворяют условиям стабильности спектрометра (см. раздел 3.4).
2. Информация о текущих параметрах мишени (поляризация, ток в соленоиде и т.д.) содержится в базе данных эксперимента. Если по причине какого-либо сбоя *run* не содержит этой информации, то очевидно он является бесполезным и должен быть отброшен. Однако заметим, что данная ситуация является довольно редкой, так как параметры мишени в большинстве случаев восстанавливаются по ближайшим по времени *run*-ам.
3. Импульс первичного мюона был ограничен интервалом $140 < p_\mu < 180 \text{ ГэВ}$. Это связано с тем, что полученные из анализа Монте-Карло значения поляризации пучковых μ известны лишь в окрестности $\pm 15 \text{ ГэВ}$ от номинального импульса (160 ГэВ). Экстраполяция на расстояния более 5 ГэВ от крайних точек считалась ненадежной. Однако с учетом того что ширина импульсного разброса пучковых мюонов составляет примерно 8 ГэВ, потери в статистике минимальные (см. раздел 2.1).
4. Предполагая, что все кроме μ' выходящие из первичной вершины частицы являются пионами, можно определить $z = E_h/\nu$ для каждой из них. Очевидно, что z не должно быть больше единицы.
5. Для того чтобы ограничить область радиационных поправок, принимается жесткое ограничение сверху на переданный импульс $y < 0.9$.
6. Как и в случае отбора событий для μDST , траектория пучкового трека должна полностью пересекать обе ячейки мишени, а первичная вершина находиться внутри их. Однако на этот раз используются точные размеры и положение ячеек мишени (рис. 4.7).
7. События, соответствующие адронным триггерам и не имеющие реконструированного адронного трека в вершине взаимодействия, отбрасываются.

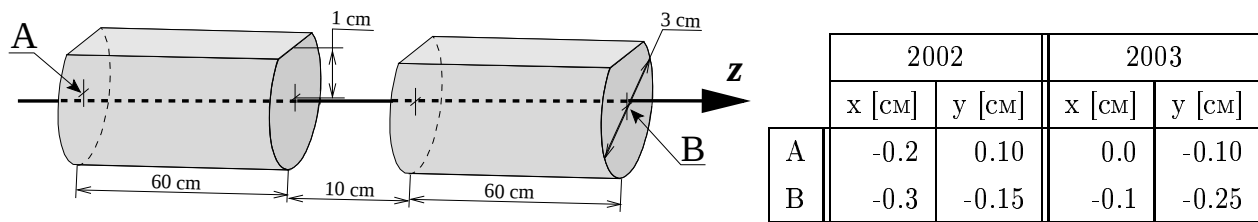


Рис. 4.7: Положение и размер рабочей части мишени. Сдвиг и разворот оси мишени задаются точками A и B, координаты которых различны для данных 2002 и 2003 годов (таблица справа). Абсцисса двух ячеек одинакова для обоих лет: $z \in [-100, -40]$ см и $z \in [-30, 30]$ см. В анализе также использовалось ограничение на радиальное положение вершины $r \leq 1.4$ см.

В таб. 4.2 показана статистика событий на каждом шаге отбора для данных 2002 и 2003 годов. Отличие в полном числе событий μDST и числе событий μDST , использованных в анализе, (последний ряд таблицы 4.1 и первый ряд таблицы 4.2) связано с тем, что некоторые группы *run*-ов не имеют партнеров (см. раздел 4.4) и, не смотря на то, что удовлетворяют критериям отбора, не используются. В конечном итоге, первоначальный размер *mDST* был уменьшен до 1.15 % в данных 2002 года и до 1.73 % в данных 2003 года. Причем 71% статистики составляют данные, набранные в 2003 году.

Конечная статистика

Полная статистика сеансов 2002 и 2003 годов для прошедших отбор событий составляет 10.1 миллионов и 24.5 миллионов, соответственно. Количество событий, набранных в разных периодах, показано в таблицах 4.3 и 4.4.

Период	P1C	P2A	P2D	P2E	P2F	P2G	Сумма
Кол-во <i>run</i> -ов	182	286	163	201	112	170	1114
Инкл. события	0.89	1.8	1.0	1.4	0.66	0.96	6.7
Адронные соб.	0.5	0.83	0.54	0.67	0.31	0.55	3.4

Таблица 4.3: Статистика по 6-ти периодам 2002 года.

Период	P1A	P1B	P1C	P1D	P1E	P1F	P1I	P1J	Сумма
Кол-во <i>run</i> -ов	173	135	125	160	245	166	148	163	1315
Инкл. события	1.2	1.2	1.3	1.6	2.8	2.4	2.1	3.5	16
Адронные соб.	0.82	0.86	0.98	0.97	1.3	1.1	0.93	1.5	8.5

Таблица 4.4: Статистика по 8-ми периодам 2003 года.

Зависимость относительной доли триггеров от x и Q^2 показана на рис. 4.8. Количество "инклюзивных" триггеров варьируется в пределах от 60% до 75% по всему x -диапазону. На "полуинклюзивные" триггера приходится около 40% данных в области малых x . Их доля начинает уменьшаться при $x = 0.02$, где становится заметным вклад "калориметрического" триггера, который достигает своего максимума 30% в последнем x -бине. Более заметное разделение триггерных областей наблюдается в распределении по Q^2 : "инклюзивные" триггера составляют 80% событий в интервале 3–15 ГэВ², в то время как "калориметрический" триггер начинает доминировать при $Q^2 > 30$ ГэВ².

На рисунках 4.9 и 4.10 представлены графики средних значений основных кинематических

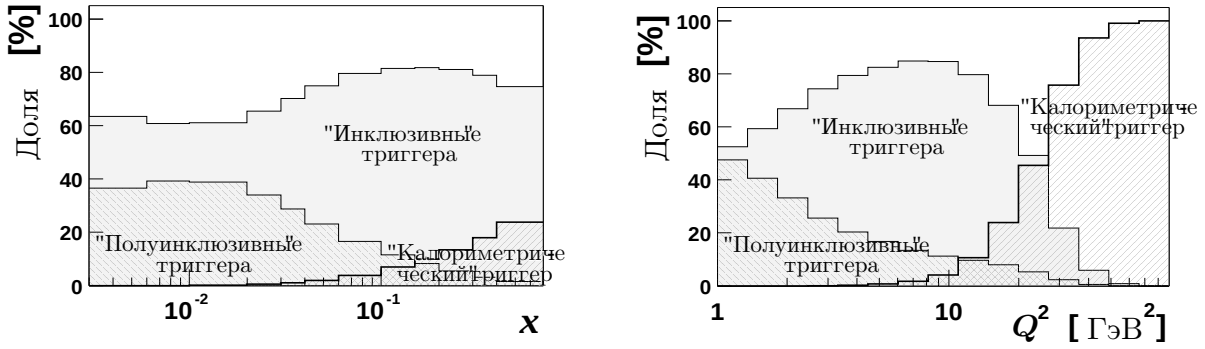


Рис. 4.8: Доля “инклюзивных”, “полуинклюзивных” и “калориметрического” триггеров как функция от x (слева) и Q^2 (справа) в конечной выборке данных. События заносятся в гистограммы с тем же весом, с которым они входят в формулу асимметрии (ур. 4.38).

переменных, рассчитанных для разных x -бинов. Для того чтобы проиллюстрировать отличия между “инклюзивными” и “адронными” событиями их графики показаны раздельно. В области $x < 0.05$ отличие довольно слабое, так как геометрически годоскопы “инклюзивных” и “полуинклюзивных” триггеров сильно перекрываются (или вообще одни и те же, как в случае МТ и inclMT). Для $x > 0.05$ отличие разительное по причине того, что в “калориметрическом” триггере требуется минимальное энерговыделение в HСAL порядка 20 ГэВ, что в случае распределения y означает отличие в 2-3 раза. Распределение деполяризационного фактора D очень схоже с распределением y (ур. 1.15). Не смотря на то, что число “калориметрических” событий крайне мало в конечной выборке, их вклад становится существенным (рис. 4.8) за счет того, что D входит в вес события (ур. 4.38).

В “калориметрическом” триггере трек рассеянного мюона восстанавливается в первой мюонной стенке МА, поэтому угол рассеяния существенно больше, чем в триггерах, включающих в себя только годоскопы. Это является причиной того, что средние Q^2 событий “калориметрического” триггера в 2-3 раза выше, чем в “инклюзивных” событиях.

4.6 Результаты измерения A_1^d и структурной функции g_1^d .

Объединяя значения A_1^d , рассчитанные для “инклюзивных” и “адронных” выборок согласно их статистическим ошибкам, получаем конечный результат. Результирующая асимметрия приводится в таб. 4.5 и также показана на рис. 4.12, где для сравнения представлены измерения предыдущих экспериментов: SMC [39], E143 [47], E155 [49] и HERMES [54]. Результаты COMPASS находятся в согласии с этими измерениями во всем x -диапазоне, а для четырех точек в области $x < 0.03$ новые данные улучшили статистическую точность примерно в 2.5 раза.

Значения $g_1^d(x, Q^2)$, приведенные в последней колонке таблицы 4.5, были получены из уравнений (1.16) и (1.23) с использованием параметризации F_2^d и параметризации R

$$g_1^d \simeq \frac{F_2^d}{2x(1+R)} A_1^d. \quad (4.40)$$

Зависимость F_2^d от x , рассчитанная для средних значений Q^2 из таб. 4.5, показана на рис. 4.11. Для F_2^d использовалась параметризация NMC [39]. Необходимые для расчетов значения R получались из объединения параметризации NMC ($x < 0.12$) [93] и параметризации SLAC ($x > 0.12$) [94]. Они также показаны на рис. 4.11. Закрашенными областями на графиках выделены неопределенности параметризаций. Для F_2^d они крайне малы, что объясняется большим

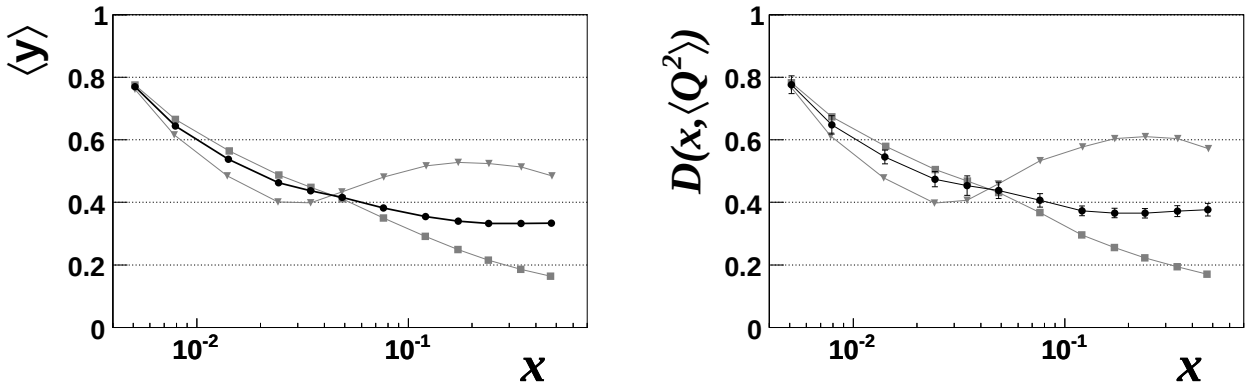


Рис. 4.9: Средние значения кинематической переменной y (слева) и деполаризационного фактора D (справа) для разных x -бинов. Ошибки деполаризационного фактора связаны с неопределенностью параметризации R (рис. 4.11). Квадраты – “инклюзивные” события, треугольники – “адронные” события, кружки – средневзвешенные значения.

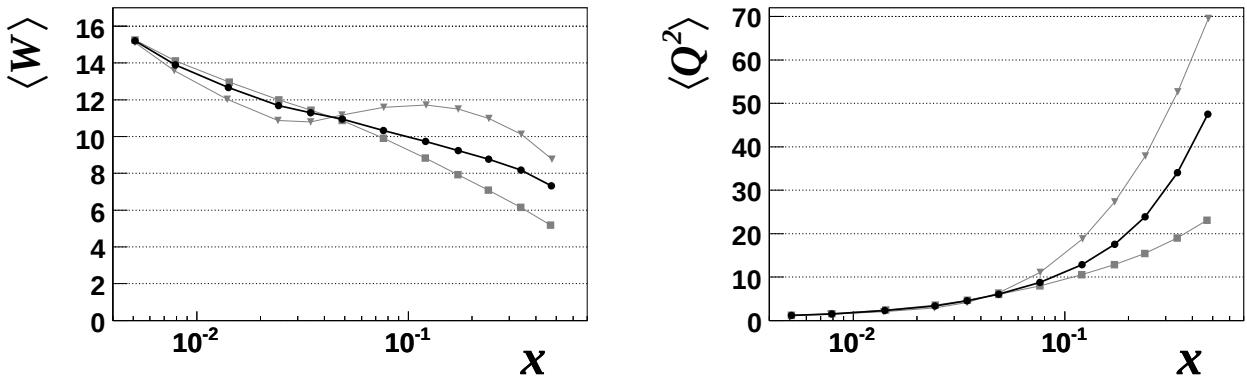


Рис. 4.10: Средние значения кинематических переменных W (слева) и Q^2 (справа) для разных x -бинов. Квадраты – “инклюзивные” события, треугольники – “адронные” события, кружки – средневзвешенные значения.

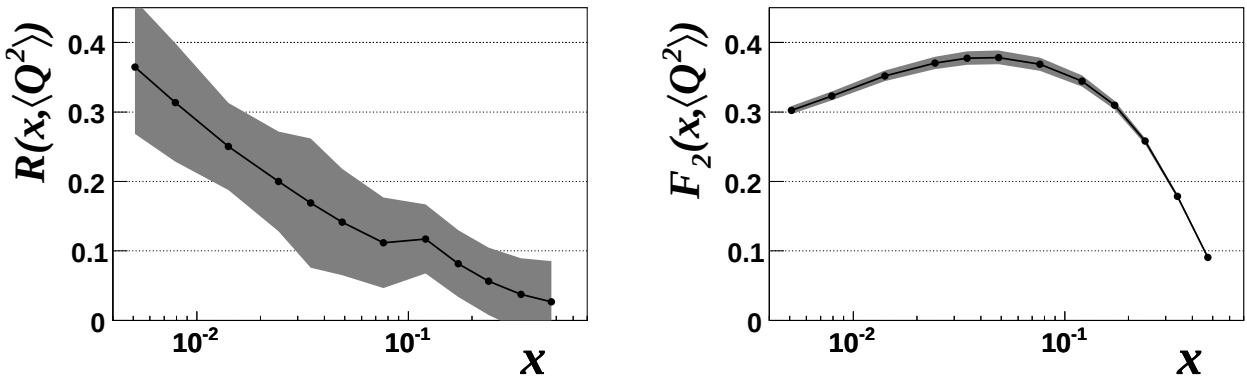


Рис. 4.11: Спинонезависимые структурные функции $R(x, Q^2)$ (слева) и $F_2(x, Q^2)$ (справа), рассчитанные для средних значений x и Q^2 из таб. 4.5. Темная область на обоих графиках показывает ошибку параметризации.

x -интервал	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [ГэВ ²]	$\langle y \rangle$	A_1^d	g_1^d
0.004–0.006	0.0051	1.18	0.76	$0.009 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.190 \pm 0.195 \pm 0.090$
0.006–0.010	0.0079	1.53	0.64	$-0.013 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.203 \pm 0.096 \pm 0.047$
0.010–0.020	0.0141	2.28	0.54	$0.000 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.001 \pm 0.056 \pm 0.025$
0.020–0.030	0.0243	3.38	0.46	$0.003 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.018 \pm 0.059 \pm 0.027$
0.030–0.040	0.0345	4.53	0.43	$0.008 \pm 0.013 \pm 0.006$	$0.039 \pm 0.060 \pm 0.028$
0.040–0.060	0.0486	6.08	0.41	$0.003 \pm 0.013 \pm 0.006$	$0.010 \pm 0.044 \pm 0.020$
0.060–0.100	0.0762	8.74	0.38	$0.069 \pm 0.015 \pm 0.010$	$0.149 \pm 0.033 \pm 0.020$
0.100–0.150	0.1205	12.9	0.35	$0.080 \pm 0.024 \pm 0.013$	$0.103 \pm 0.031 \pm 0.017$
0.150–0.200	0.1717	17.5	0.34	$0.116 \pm 0.038 \pm 0.021$	$0.096 \pm 0.031 \pm 0.017$
0.200–0.300	0.2390	23.9	0.33	$0.217 \pm 0.045 \pm 0.029$	$0.110 \pm 0.023 \pm 0.014$
0.300–0.400	0.3401	34.0	0.33	$0.294 \pm 0.086 \pm 0.048$	$0.074 \pm 0.022 \pm 0.012$
0.400–0.700	0.4740	47.5	0.33	$0.542 \pm 0.139 \pm 0.083$	$0.050 \pm 0.013 \pm 0.007$

Таблица 4.5: Значения A_1^d и g_1^d со статистическими и систематическими ошибками как функции от x . Для каждого бина также приводятся средние значения x , Q^2 и y .

количеством экспериментов, проводивших измерения сечений рассеяния на неполяризованной мишени. Ошибки R гораздо больше.

Измеренные значения g_1^d показаны на рис. 4.13. Для сравнения на рисунке также помещены результаты SMC [39], которые занимают примерно ту же кинематическую область и приведены к тем же значениям Q^2 . При малых x преимущество COMPASS очевидно: интегрируя $g_1^d(x)$ вдоль интервала $0.004 < x < 0.03$, мы получаем $(-0.3 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$ и $(-5.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-3}$ для данных COMPASS и SMC, соответственно.

Для $x < 0.03$ новые измерения g_1^d не имеют тенденции к отрицательным величинам и вполне сопоставимы с нулем. Обсуждение отрицательных значений A_1^d при малых x можно найти в ранних публикациях SMC [42], где этот эффект упоминается всвязи с очевидной разницей результатов сеансов SMC разных лет. Впервые он наблюдался в данных SMC 1992 года для двух экспериментальных точек с довольно большой статистической ошибкой. Более точные измерения 1994 года включали в себя 3 последовательных точки при малых x с отрицательной A_1^d , что соответствовало примерно 2.5 стандартным отклонениям от нуля. В то время это было воспринято как подтверждение результатов 1992 года. Однако следующий сеанс SMC 1995 года не обнаружил отрицательного отклонения A_1^d (см. рис. 3 (а) в [42]). Таким образом разница между данными 1994 и 1995 годов в дальнейшем рассматривалась как статистическая флуктуация, и данные были объединены. Эффект отрицательных значений A_1^d при малых x больше не обсуждался в заключительной публикации SMC [39], где он составлял примерно 2 стандартных отклонения (рис. 4.12 или 4.13). Подводя итог, можно сказать, что данные COMPASS при малых x находятся в полном согласии с последними измерениями SMC 1995 года, а разница между измерениями COMPASS и полной статистикой SMC меньше, чем разница между данными SMC 1994 и 1995 годов.

Объединенные с прецизионными данными экспериментов SLAC и HERMES в интервале больших x , новые измерения COMPASS позволяют заметно повысить точность экстраполяции g_1^d в область $x = 0$. Хотя сами по себе они не позволяют получить более точное значение первого момента Γ_1^d по причине относительно низкой статистической точности при больших x . Это объясняется поздним введением в действие “калориметрического” триггера. Статистическая ошибка заметно уменьшится с включением в анализ данных 2004 года, так как в этом году “калориметрический” триггер использовался на протяжении всего сеанса.

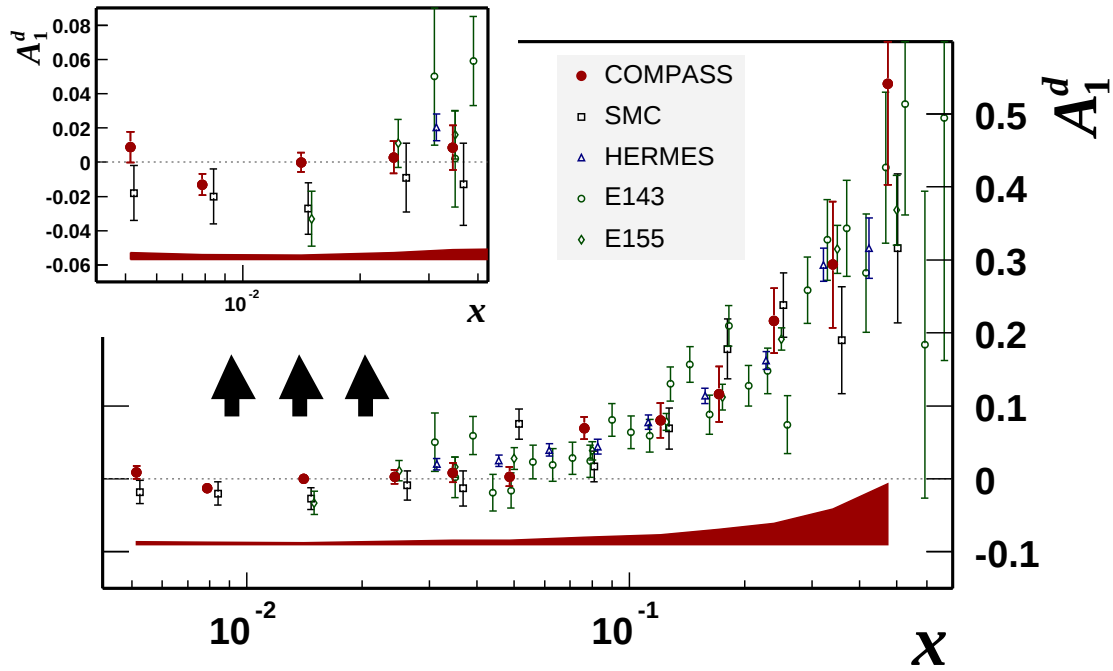


Рис. 4.12: Асимметрия $A_1^d(x)$, измеренная в COMPASS. Для сравнения представлены результаты предыдущих экспериментов, выполнявших измерения в области ГНР ($Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$): SMC [39], HERMES [54], SLAC E143 [47] и E155 [49]. Данные экспериментов SLAC, опубликованные как g_1/F_1 , были пересчитаны в A_1 . Кроме этого, измерения E155, соответствующие одинаковым x , были усреднены по Q^2 . Экспериментальные точки показаны с их статистическими ошибками. Затемненная площадь внизу представляет систематическую ошибку измерений COMPASS.

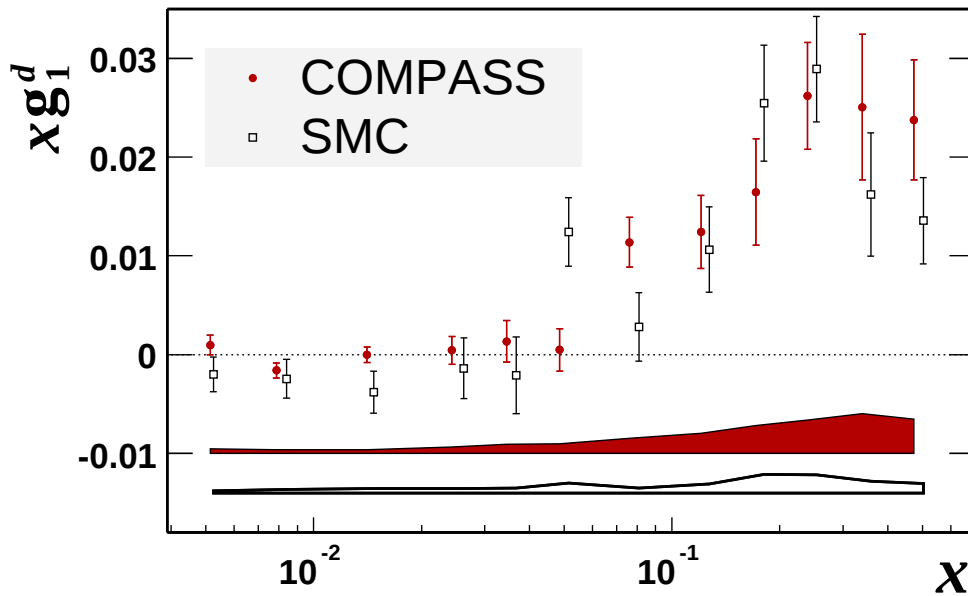


Рис. 4.13: Зависимость $xg_1^d(x)$ от x . Результаты COMPASS показаны при измеренных значениях Q^2 . Точки SMC [39] приведены к значениям Q^2 COMPASS. Вместе с экспериментальными точками показаны статистические ошибки. Систематические ошибки измерений даны в виде областей внизу графиков. Верхняя область представляет систематику COMPASS, нижняя – SMC.

4.7 Расчет систематической ошибки

Конечной целью нашего анализа является асимметрия $A_1^{1\gamma}$.

$$A_1^{1\gamma} = \frac{1}{fDP_bP_t} A^{raw} - \left(\frac{\eta A_2}{\rho} + A_1^{RC} + A_{false} \right). \quad (4.41)$$

При ее расчете используются величины $(f, D, P_b, P_t, A_1^{RC})$, которые известны с определенной точностью. Кроме этого, мы пренебрегали вкладом A_2 и до данного момента еще не учитывали A_{false} . Суммарный вклад всех этих эффектов обозначим как ΔA_1^{syst} . Разделим элементы систематической ошибки на два класса: ошибки мультипликативных по отношению к A^{raw} членов и ошибки аддитивных членов. Ошибка мультипликативных членов ΔA_1^{mult} пропорциональна A_1 и включает в себя неопределенности в определении поляризации пучка и мишени P_b и P_t , коэффициента дилуции f и деполяризационного фактора D . Ошибка аддитивных членов ΔA_1^{add} являются результатом оценки сверху поперечной асимметрии A_2 , радиационных поправок A_1^{RC} и ложной асимметрии A_{false} . Итак

$$\Delta A_1^{mult} = A_1 \sqrt{\left(\frac{dP_b}{P_b} \right)^2 + \left(\frac{dP_t}{P_t} \right)^2 + \left(\frac{df}{f} \right)^2 + \left(\frac{dD(R)}{D(R)} \right)^2} \quad (4.42)$$

$$\Delta A_1^{add} = \sqrt{(\Delta A_2)^2 + (\Delta A_1^{RC})^2 + (\Delta A_{false})^2}. \quad (4.43)$$

В конечном итоге обе ошибки складываются

$$\Delta A_1^{syst} = \sqrt{(\Delta A_1^{mult})^2 + (\Delta A_1^{add})^2}. \quad (4.44)$$

Для избежания путаницы напомним, что начиная с раздела о радиационных поправках, коэффициент ρ был включен в коэффициент дилуции f (ур. 4.14), что превратило A_1 в асимметрию однофотонного обмена $A_1^{1\gamma}$. Однако, для того чтобы избежать загромождения формул большим количеством индексов, 1γ фактически всегда опускается, кроме случаев, когда это имеет принципиальное значение (например ур.(4.41), где ρ появляется в явном виде).

Величины вкладов в систематическую ошибку асимметрии приводятся в таб. 4.6. Опишем их более подробно.

Вклады мультипликативных членов

Поляризация P_b пучковых мюонов определялась при помощи Монте-Карло программы, детально моделирующей фазовое пространство начальных адронов и распадных мюонов, а также описывающей движение частиц по каналу через систему отклоняющих и фокусирующих магнитов [56]. Проверка результатов моделирования на совпадение с измерениями производилась для энергий пучка 100 и 190 ГэВ в SMC [100], где была определена точность воспроизведения поляризации $dP_b = 0.04$. С учетом того, что средняя поляризация пучка равна -0.76 , вклад в систематическую ошибку асимметрии составляет в среднем 5.3%.

Измерение поляризации ядер мишени основано на применении эффекта ядерного магнитного резонанса. Имея 5 датчиков, установленных вдоль оси мишени, значение поляризации получается усреднением их показаний. Относительная точность измерений и, как следствие вклад в систематику A_1 , равны 5% [59].

Ошибка коэффициента дилуции f появляется в результате неопределенностей, связанных с незнанием точных концентраций примесей в составе мишени, а также неопределенностей в определении отношений сечений, соответствующим этим примесям. Это вносит ошибку в A_1^d примерно 6% во всем x -диапазоне [101].

$\langle x \rangle$	ΔA_1^{mult}				ΔA_1^{add}			ΔA_1^{syst}
	ΔP_b	ΔP_t	Δf	$\Delta D(R)$	ΔA_2	ΔA_1^{RC}	ΔA_{false}	
0.0051	0.0005	0.0004	0.0005	0.0003	0.0002	0.0000	0.0041	0.0042
0.0079	0.0007	0.0007	0.0008	0.0005	0.0003	0.0000	0.0028	0.0031
0.0141	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0006	0.0001	0.0025	0.0026
0.0243	0.0001	0.0001	0.0002	0.0001	0.0009	0.0001	0.0042	0.0043
0.0345	0.0004	0.0004	0.0005	0.0004	0.0011	0.0002	0.0059	0.0061
0.0486	0.0002	0.0001	0.0002	0.0001	0.0014	0.0003	0.0059	0.0061
0.0762	0.0036	0.0035	0.0042	0.0033	0.0019	0.0005	0.0069	0.0102
0.1205	0.0042	0.0040	0.0048	0.0030	0.0025	0.0007	0.0107	0.0137
0.1717	0.0061	0.0058	0.0070	0.0042	0.0031	0.0008	0.0171	0.0210
0.2390	0.0114	0.0108	0.0130	0.0080	0.0037	0.0008	0.0201	0.0300
0.3401	0.0155	0.0147	0.0176	0.0119	0.0044	0.0005	0.0389	0.0494
0.4740	0.0285	0.0271	0.0325	0.0253	0.0104	0.0002	0.0625	0.0852

Таблица 4.6: Вклады в систематическую ошибку A_1 .

Неточности, в следствие использования параметризации R , переносятся на деполаризационный фактор D (ур. 1.15) и дают в систематику в среднем 4–5%.

Таким образом, используя ур. (4.42), получаем величину ошибки мультипликативных членов

$$\Delta A_1^{mult} \approx 0.1 A_1 . \quad (4.45)$$

Вклады аддитивных членов

Пренебрежение членом A_2^d в выражении для измеряемой асимметрии в основном проявляется в области больших x . В качестве верхней границы на величину поперечной асимметрии использовались: $A_2 \leq 0.05$ для первых 11-ти x -бинов и $A_2 \leq 0.1$ для последнего бина [50]. Кинематический фактор η (ур. 1.15) варьируется в диапазоне от 0.0035 при малых x до 0.1 при высоких. Коэффициент ρ связан со спиннезависимыми радиационными поправками (ур. 4.41, рис. 4.3) и в среднем равен 0.8.

Ошибки, связанные со спиннезависимыми радиационными поправками, оценивались варьированием параметризации $A_1^d(x)$ в пределах статистической ошибки текущих измерений. Таким образом было получено, что одно стандартное отклонение соответствует изменению величины радиационных поправок примерно на 10%. Это значение в дальнейшем и использовалась в качестве ошибки

$$\Delta A_1^{RC} = 0.1 \cdot \text{Max}(|A_{1, incl}^{RC}|, |A_{1, hadr}^{RC}|) . \quad (4.46)$$

Здесь $A_{1, incl}^{RC}$ и $A_{1, hadr}^{RC}$ обозначают радиационные поправки для “инклюзивных” и “адронных” событий, которые различаются (рис. 4.3).

Систематика, зависящая от времени

Для оценки систематической ошибки, вызванной нестабильностью спектрометра во времени, использовался так называемый “статистический метод”. Смысл метода заключался в проверке разброса значений асимметрии, рассчитанных для каждой группы данных, на согласованность со статистическими ошибками, соответствующими этим значениям. В случае последовательного разбиения на группы, имеем 99 измерений асимметрии (46 для 2002 года и 53 для 2003) в

каждом интервале по x . Тогда отклонение каждого измерения A_1 от среднего значения асимметрии в этом бине $\bar{A}_1$, нормированное на статистическую ошибку измерения ΔA_1^{stat}

$$\Delta r = \frac{A_1 - \bar{A}_1}{\Delta A_1^{stat}}, \quad (4.47)$$

должно быть распределено по нормальному закону со стандартным отклонением равным 1. Мы предполагаем, что дающие систематику эффекты варьируются во времени. Например днем асимметрия завышается, а ночью систематически ниже ее физического значения, или для одного значения поляризации мишени асимметрия всегда больше, а для противоположного меньше. Данные колебания приводят к уширению распределения (4.47). На рисунке 4.14 показаны Δr -распределения, рассчитанные для каждого x -бина. Видно, что они отлично соответствуют гауссовской форме со стандартным отклонением $\sigma_{\Delta r}$, колеблющимся вокруг единицы. Точность определения $\sigma_{\Delta r}$ для любого из распределений составляет ≈ 0.05 . На рисунке также приводятся график значений $\sigma_{\Delta r}$, отфитированный константой. Результат фита, 0.998 ± 0.016 , доказывает полную статистическую самосогласованность значений асимметрии и их статистических ошибок.

Используем данный метод для верхней оценки систематических эффектов. Так как вклад в $\sigma_{\Delta r}$ вносят и статистическая, и систематическая ошибки, запишем:

$$(\sigma_{\Delta r})^2 = (\sigma_{\Delta r}^{syst})^2 + (\sigma_{\Delta r}^{stat})^2. \quad (4.48)$$

По определению $\sigma_{\Delta r}^{stat} = 1$. Точность нахождения $\sigma_{\Delta r}$ для каждого из 12 x -бинов составляет $0.016 \times \sqrt{12} = 0.054$. Возьмем в качестве верхнего предела на $\sigma_{\Delta r}$ два стандартных отклонения $\sigma_{\Delta r}^{max} = 0.998 + 2 \times 0.054 = 1.105$. Подставляя это число в ур. (4.48), получаем верхнюю оценку для систематической ошибки:

$$\sigma_{\Delta r}^{syst} < 0.47. \quad (4.49)$$

Вернемся от нормированных распределений Δr назад к асимметрии. Данную систематику, связанную с нестабильностью спектрометра, обозначим как ΔA_{false} . Как следствие ур. (4.49), она будет выражаться в долях от статистической ошибки:

$$\Delta A_{false} = 0.47 \Delta A_1^{stat}. \quad (4.50)$$

Еще раз заметим, что данная оценка относится лишь к эффектам, величина которых изменяется во времени. Эффект, который, не смотря на использование всевозможных конфигураций компонент спектрометра, вызывает систематическое смещение значений асимметрии лишь в одну сторону, не может быть обнаружен таким способом.

Систематическая ошибка g_1^d

Значения $g_1^d(x, Q^2)$ были получены из ур. (4.40) с использованием параметризаций $F_2^d(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$. С этим связаны некоторые отличия в расчете систематической ошибки структурной функции по сравнению с A_1^d . Систематическая ошибка g_1^d содержит дополнительный член, представляющий ошибки параметризации F_2^d :

$$\Delta g_1^{mult} = g_1 \sqrt{\left(\frac{dP_b}{P_b}\right)^2 + \left(\frac{dP_t}{P_t}\right)^2 + \left(\frac{df}{f}\right)^2 + \left(\frac{dh(R)}{h(R)}\right)^2 + \left(\frac{dF_2}{F_2}\right)^2}. \quad (4.51)$$

Неопределенности параметризации F_2 задаются верхним F_2^{up} и нижним F_2^{down} значениями структурной функции и соответствуют одному стандартному отклонению. В качестве ошибки бралось максимальное отклонение от среднего значения:

$$\Delta F_2 = \text{Max}(F_2 - F_2^{down}, F_2^{up} - F_2). \quad (4.52)$$

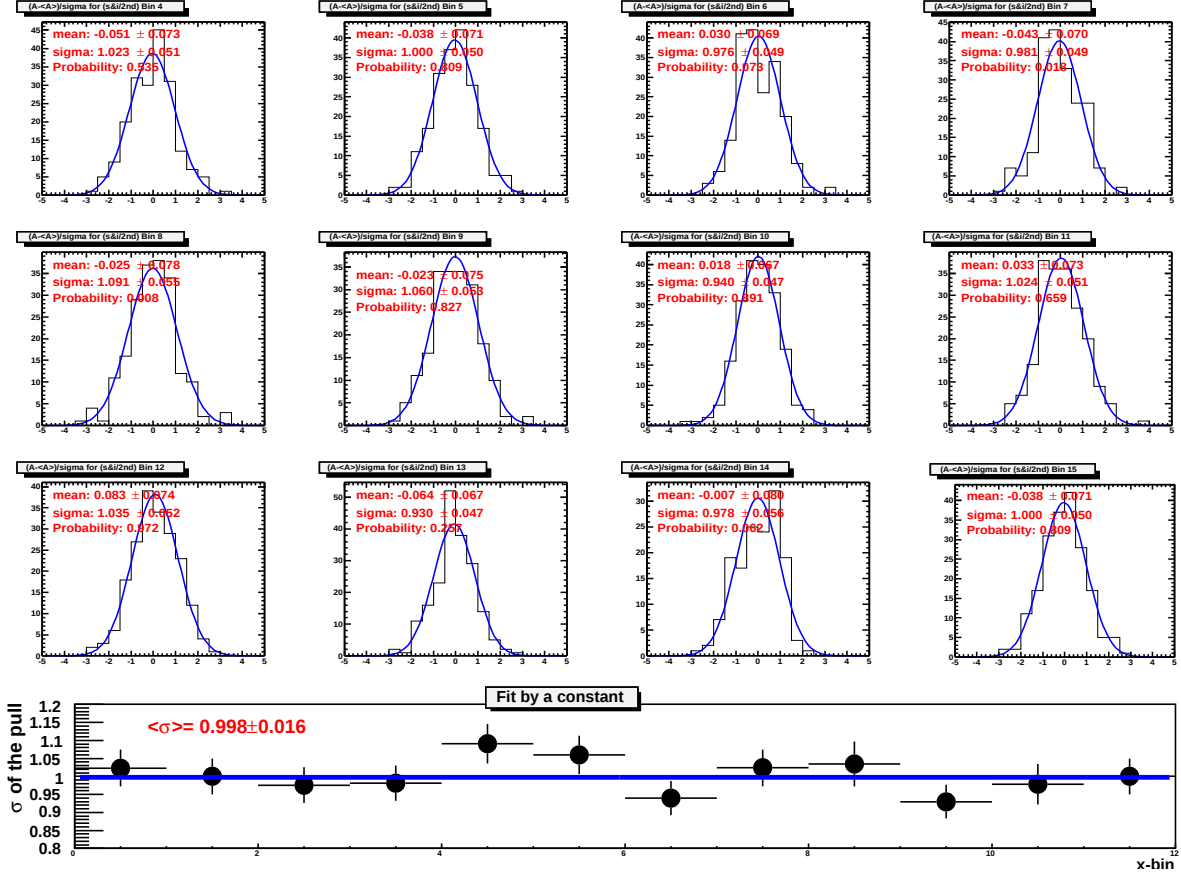


Рис. 4.14: Распределения нормированных отклонений от среднего Δr , рассчитанные для каждого x -бина. Также приводится результат фитирования стандартных отклонений $\sigma_{\Delta r}$ константой.

В ур. (4.51) вместо деполяризационного фактора $D(R)$ мы ввели функцию

$$h(R) = \frac{1}{(1 + R) \cdot D(R)}. \quad (4.53)$$

Влияние неточностей в определении R частично сокращается из-за R -зависимости деполяризационного фактора в ур. (1.15) и выражения $(1 + R)$ в знаменателе ур. (4.40).

Что касается ошибки аддитивных членов g_1 , то спинозависимые радиационные поправки и вклад от нефизической асимметрии, связанной с нестабильностью параметров спектрометра, получаются простым домножением ΔA_1^{RC} и ΔA_{false} на коэффициент $F_2/(2x(1 + R))$. Вклад от поперечной асимметрии ослабляется, так как A_2 входит теперь с коэффициентом $(\gamma - \eta)$, где γ и η величины одного порядка:

$$g_1 = \frac{F_2}{2x(1 + R)} [A_1 + (\gamma - \eta)A_2]. \quad (4.54)$$

Детально величины различных вкладов в систематическую ошибку g_1 представлены в таб. 4.7.

$\langle x \rangle$	Δg_1^{mult}					Δg_1^{add}			Δg_1^{sys}
	ΔP_b	ΔP_t	Δf	ΔR	ΔF_2	ΔA_2	ΔA_1^{RC}	ΔA_{false}	
0.0051	0.0100	0.0095	0.0114	0.0063	0.0038	0.0058	0.0003	0.0877	0.0900
0.0079	0.0107	0.0101	0.0122	0.0040	0.0041	0.0044	0.0005	0.0433	0.0479
0.0141	0.0001	0.0001	0.0001	0.0000	0.0000	0.0032	0.0007	0.0252	0.0254
0.0243	0.0009	0.0009	0.0011	0.0002	0.0004	0.0023	0.0009	0.0264	0.0266
0.0345	0.0021	0.0020	0.0023	0.0004	0.0010	0.0019	0.0010	0.0272	0.0276
0.0486	0.0005	0.0005	0.0006	0.0001	0.0003	0.0016	0.0011	0.0199	0.0201
0.0762	0.0079	0.0075	0.0090	0.0008	0.0038	0.0012	0.0011	0.0149	0.0209
0.1205	0.0054	0.0052	0.0062	0.0004	0.0024	0.0008	0.0009	0.0138	0.0171
0.1717	0.0050	0.0048	0.0058	0.0003	0.0019	0.0006	0.0007	0.0141	0.0169
0.2390	0.0058	0.0055	0.0066	0.0004	0.0019	0.0004	0.0004	0.0102	0.0146
0.3401	0.0039	0.0037	0.0044	0.0003	0.0011	0.0003	0.0001	0.0098	0.0120
0.4740	0.0026	0.0025	0.0030	0.0002	0.0010	0.0002	0.0000	0.0058	0.0075

Таблица 4.7: Вклады в систематическую ошибку g_1 .

Глава 5

КХД анализ

Заключительным шагом в нашем исследовании является КХД анализ полученных асимметрий. Нашей целью будет поиск образующих спин нуклона поляризованных распределений кварков и глюонов. Для этого мы будем использовать все имеющиеся на сегодняшний день данные по спинозависимой структурной функции $g_1(x, Q^2)$. КХД анализ также позволит нам дать количественную оценку значимости данных COMPASS.

Особенности работы алгоритма решения уравнений эволюции, его устойчивость и систематическая ошибка полученных результатов здесь обсуждаться не будут. Это можно найти в работах [96] и [41].

5.1 Программа КХД-фита

Результаты данной работы были получены с помощью программы КХД фита, которая ранее использовалась в эксперименте SMC (обозначалась как “program 2” [41]). В отличие от многих аналогичных программ, она производит численное интегрирование в пространстве (x, Q^2) , не производя преобразование в пространство моментов. КХД расчеты выполняются в схеме $\overline{MS}$. Для параметризации партонных распределений используется следующая функциональная форма (x -зависимость при фиксированном Q^2):

$$\Delta f(x) = \eta_f \frac{x^{\alpha_f}(1-x)^{\beta_f}(1+\gamma_f x)}{\mathcal{N}(\alpha_f, \beta_f, \gamma_f)}, \quad (5.1)$$

где нормировочная функция равна

$$\begin{aligned} \mathcal{N}(\alpha, \beta, \gamma) &= \int_0^1 x^\alpha (1-x)^\beta (1+\gamma x) dx \\ &= \left[1 + \gamma \frac{\alpha+1}{\alpha+\beta+2}\right] \frac{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(\beta+1)}{\Gamma(\alpha+\beta+2)}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Параметр α отвечает за форму функции при $x \rightarrow 0$, а β задает характер функции при $x \rightarrow 1$. Множитель, содержащий γ , позволяет функции менять знак. В силу нормировки η равен интегралу функции и является целью нашего анализа, так как соответствует поляризациям кварков и глюонов.

По аналогии с первыми моментами (ур.1.36) введем синглетную и несинглетные комбинации плотностей распределения спина:

$$\begin{aligned} \Delta\Sigma(x, Q^2) &= [\Delta u + \Delta\bar{u}](x, Q^2) + [\Delta d + \Delta\bar{d}](x, Q^2) + [\Delta s + \Delta\bar{s}](x, Q^2) \\ \Delta q_3(x, Q^2) &= [\Delta u + \Delta\bar{u}](x, Q^2) - [\Delta d + \Delta\bar{d}](x, Q^2) \\ \Delta q_8(x, Q^2) &= [\Delta u + \Delta\bar{u}](x, Q^2) + [\Delta d + \Delta\bar{d}](x, Q^2) - 2[\Delta s + \Delta\bar{s}](x, Q^2) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Напомним, что интегралы Δq_3 и Δq_8 представляют собой аксиальные заряды a_3 и a_8 , которые могут быть выражены через гиперонные константы F и D . Их значения измерялись в распадах гиперонов и известны с высокой точностью (1.37), поэтому в процессе фитирования параметры η_{q3} и η_{q8} фиксировались. В дальнейшем мы будем пользоваться линейными комбинациями Δq_3 и Δq_8 :

$$\begin{aligned}\Delta q_p^{NS}(x, Q^2) &= \frac{3}{4}\Delta q_3(x, Q^2) + \frac{1}{4}\Delta q_8(x, Q^2) \\ \Delta q_n^{NS}(x, Q^2) &= -\frac{3}{4}\Delta q_3(x, Q^2) + \frac{1}{4}\Delta q_8(x, Q^2) .\end{aligned}\tag{5.4}$$

Именно в таком виде они входят в выражение (1.27), связывающее структурные функции протона и нейтрона с партонными распределениями.

Программа получает на вход начальные значения параметров четырех партонных распределений

$$\Delta f(x) = \Delta \Sigma(x), \Delta q_3(x), \Delta q_8(x), \Delta G(x)\tag{5.5}$$

при каком-то фиксированном Q_0^2 , после чего, используя уравнения эволюции (1.29), производит протяжку в экспериментальные точки. Основная сложность задачи заключается в отсутствие аналитического решения. Поэтому решение системы дифференциальных уравнений требует использование численных методов.

Спинозависимые партонные распределения не могут превышать по абсолютной величине, соответствующие им спинонезависимые. Это очевидным образом следует из их определения (ур.1.25). Следовательно дополнительная информация о форме функций $\Delta f(x)$ может быть получена из данных экспериментов, выполнявших измерения сечений. Партонные распределения $u(x, Q^2)$, $d(x, Q^2)$, $s(x, Q^2)$ и $G(x, Q^2)$ известны существенно точнее их спиновых аналогов. Поэтому для того чтобы $\Delta f(x)$ не выходили за пределы их физических значений, в программе налагались дополнительные условия:

$$|\Delta f(x)| \leq f(x).\tag{5.6}$$

Для $f(x)$ использовалась параметризация MRST [99]. Ограничение (5.6) может повлиять на форму функций только в интервале $x \gtrsim 0.3$. Оно также не может заметно изменить кварковые поляризации, которые жестко фиксируются первыми моментами структурных функций (см. следующий раздел).

После того как получены расчетные значения $g_1^{\text{calc}}(x, Q^2)$ в экспериментальных точках, оценивается качество данного приближения:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\left[g_1^{\text{calc}}(x, Q^2) - g_1^{\text{exp}}(x, Q^2) \right]^2}{\left[\sigma_{\text{stat}}^{\text{exp}}(x, Q^2) \right]^2} .\tag{5.7}$$

По ходу процедуры начальные параметры меняются с целью минимизации χ^2 . Для этого используется стандартный программный пакет MINUIT [97]. В расчеты входят только статистические ошибки измерений $g_1(x, Q^2)$. Систематические ошибки коррелируют в пределах измерений одного эксперимента и поэтому не могут быть использованы в формуле (5.7).

Асимметрия является модельно независимой величиной. Для того чтобы получить $g_1(x, Q^2)$ необходимо использовать спинонезависимые структурные функции $F_2(x, Q^2)$. Однако для них в разных экспериментах могли применяться немного отличающиеся параметризации. Поэтому, для получения самосогласованного результата, на вход программе подавалась $A_1(x)$, которая далее преобразовывалась в $g_1(x, Q^2)$:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{2x[1 + R(x, Q^2)]} A_1(x) .$$

Эксперимент	Тип мишени	Число точек	Источник информации
EMC	p	10	Nucl. Phys. B 328 (1989) 1
SMC	p	12	Phys. Rev. D 58 (1998) 112001
SMC	d	12	
COMPASS	d	12	Phys. Lett. B 612 (2005) 154
E143	p	28	Phys. Rev. D 58 (1998) 112003
E143	d	28	
E155	d	24	Phys. Lett. B 463 (1999) 339
E155	p	24	Phys. Lett. B 493 (2000) 19
JLAB	n	3	Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 012004
E142	n	8	Phys. Rev. D 54 (1996) 6620
E154	n	11	Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 26
HERMES	n	9	Phys. Lett. B 404 (1997) 383
HERMES	p	9	Phys. Rev. D 75 (2005) 012003
HERMES	d	9	

Таблица 5.1: Информация по экспериментам, измерения которых используются в КХД анализе (см. также таб. 1.2).

Для всех точек использовалась одна параметризация $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$ [39]. К сожалению некоторые эксперименты сразу публикуют g_1/F_1 . Использование этих величин может быть причиной появления в результатах фита некоторой систематики. В анализ были включены данные 9-ти экспериментов (таб. 5.1), всего 199 точки.

В работе [41] было показано, что часть параметров четырех фитируемых функций (5.5) можно опустить, либо зафиксировать. Рабочий вид партонных распределений показан в таб. 5.2. Полное число свободных параметров равнялось 10.

5.2 Обсуждение результатов

Результаты фита для структурных функций, рассчитанные при $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$, показаны на рис. 5.1. Все экспериментальные точки на графиках приведены к тому же значению Q^2 . Для этого мы воспользовались полученной из фита функцией $g_1^{\text{fit}}(x, Q^2)$:

$$g_1(x, Q^2) \Big|_{Q^2=3} \simeq g_1(x, Q^2) + \left[g_1^{\text{fit}}(x, Q^2) \Big|_{Q^2=3} - g_1^{\text{fit}}(x, Q^2) \right]. \quad (5.8)$$

Видно, что расчетные кривые прекрасно описывают экспериментальные данные. Наиболее хорошо был промерен интервал $x \in (0.02, 0.6)$, на котором структурные функции существенно отличны от нуля. Здесь доминируют данные экспериментов SLAC и HERMES. Область измерений, лежащая за пределами этого интервала, важна для предсказания поведения партонных распределений при приближении к 0 и 1. Здесь, при больших x , существенный вклад внесли последние данные JLAB на гелиевой мишени, которые примерно в 5 раз увеличили точность предыдущих экспериментов SLAC по определению $g_1^n(x, Q^2)$. Область $x \lesssim 0.02$ доступна только экспериментам с высокой энергией пучка. До COMPASS в этой области присутствовали только измерения SMC на протонной и дейтронной мишенях. Как уже обсуждалось в предыдущей главе, COMPASS существенно увеличил точность измерения $g_1^d(x, Q^2)$ и показал, что эта структурная функция при малых x гораздо ближе к нулю, чем следовало из данных SMC.

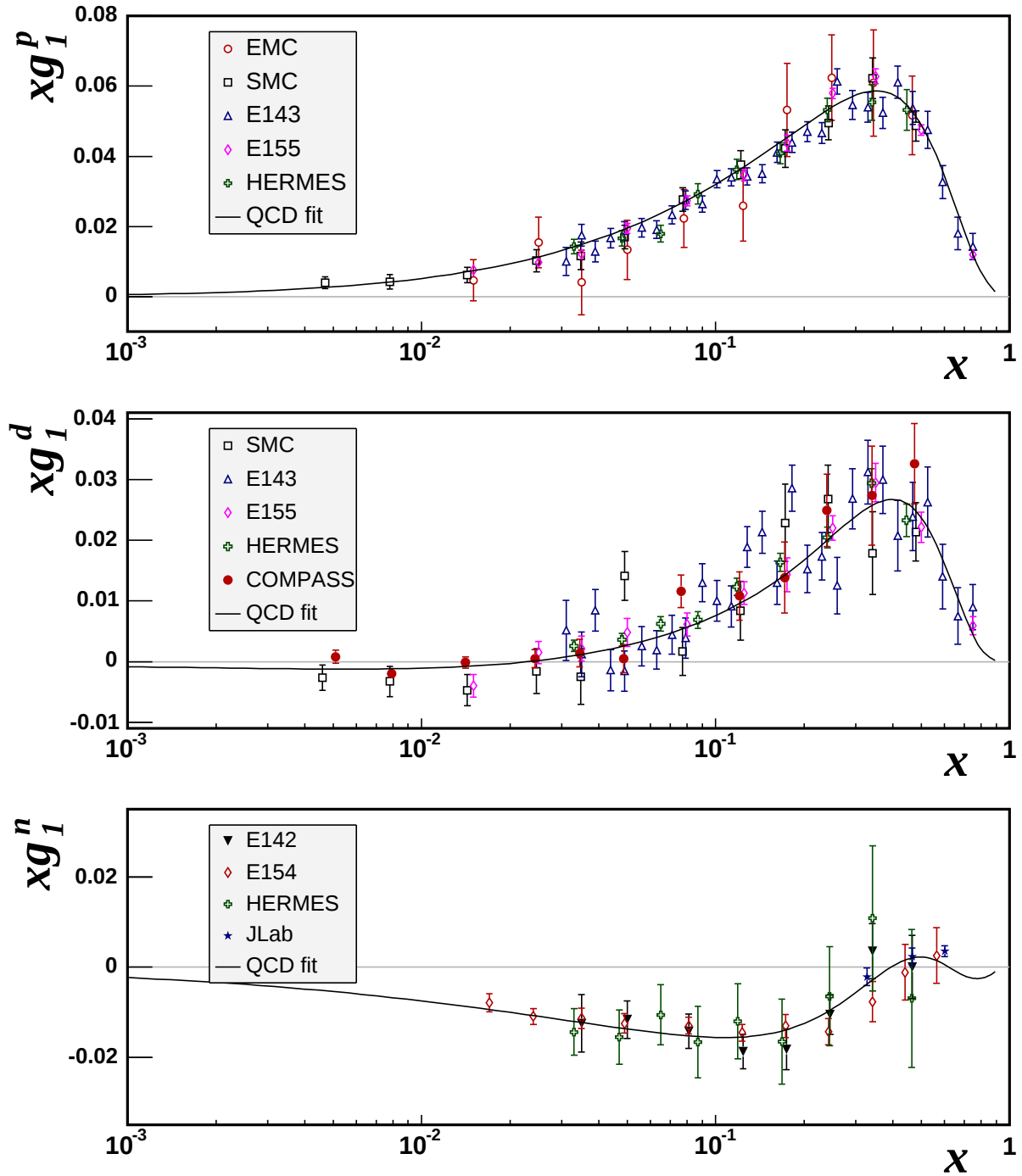


Рис. 5.1: Все имеющиеся на сегодняшний день данные по $g_1^{p,d,n}(x, Q^2)$, полученные для области ГНР $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$. Все экспериментальные точки приведены к $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ (ур. 5.8). Показаны только их статистические ошибки. Ссылки на эксперименты даны в таб. 1.2. Линия на графиках представляет результаты КХД анализа для $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$.

Распределение	Функция	Парам-ры	$Q_0^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$
$\Delta\Sigma$	$\eta \frac{x^\alpha(1-x)^\beta(1+\gamma x)}{\mathcal{N}(\alpha, \beta, \gamma)}$	η	0.251 ± 0.023
		α	-0.431 ± 0.095
		β	3.34 ± 0.26
		γ	-16.5 ± 2.3
ΔG	$\eta \frac{x^\alpha(1-x)^4}{\mathcal{N}(\alpha)}$	η	0.43 ± 0.11
		α	0.64 ± 0.27
Δq_3	$\frac{3}{4}(F+D) \frac{x^\alpha(1-x)^\beta}{\mathcal{N}(\alpha, \beta)}$	α	-0.230 ± 0.027
		β	2.44 ± 0.11
Δq_8	$\frac{1}{4}(3F-D) \frac{x^\alpha(1-x)^\beta}{\mathcal{N}(\alpha, \beta)}$	α	0.24 ± 0.61
		β	3.1 ± 1.1
χ^2 -вероятн.		#10	9%

Таблица 5.2: Параметризация партонных распределений, использованная в анализе. Полное число свободных параметров равно 10. В последней колонке приведены результаты фита для $Q_0^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$.

Значения параметров приведены в таб. 5.2, а соответствующее им партонные распределения показаны на рис. 5.2. Интересно отметить, что при $x = 0.03$ функция $\Delta\Sigma(x, Q^2)|_{Q^2=3}$ меняет знак. Если на время забыть о существовании морских кварков, то можно сказать, что в этой области вклад в кварковую поляризацию от Δu и Δd равен по величине и противоположен по знаку (из полуинклюзивных измерений известно, что $\Delta d(x, Q^2)|_{Q^2 \approx 2} < 0$ [54]). Проинтегрировав площадь под кривой, можно показать, что область доминантности Δu ($x > 0.03$) составляет примерно 3/4 от области $x < 0.03$, где доминирует d кварк.

Обратимся теперь к первым моментам партонных распределений. При $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ имеем:

$$\Delta\Sigma = 0.25 \pm 0.02 \quad \Delta G = 0.43 \pm 0.11. \quad (5.9)$$

Систематическая ошибка фита, связанная с особенностями алгоритма, в диссертации не исследовалась. Тот факт, что относительная ошибка определения $\Delta\Sigma$ равна 0.02, в то время как для ΔG она в 5.5 раз больше, не удивителен. Первые моменты структурных функций прямо пропорциональны $\Delta\Sigma$:

$$\begin{aligned}
\Gamma_1^p(Q^2) &\stackrel{NLO}{=} \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) \Delta\Sigma(Q^2) + \frac{1}{18} C_1^{NS}(Q^2) [3F + D] \\
\Gamma_1^n(Q^2) &= \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) \Delta\Sigma(Q^2) - \frac{1}{9} C_1^{NS}(Q^2) D \\
\frac{1}{1 - 3/2\omega_D} \Gamma_1^d(Q^2) &= \frac{1}{9} C_1^S(Q^2) \Delta\Sigma(Q^2) + \frac{1}{36} C_1^{NS}(Q^2) [3F - D]
\end{aligned} \quad (5.10)$$

С учетом того, что по Q^2 изменение структурных функций слабое (логарифмическое), для нахождения $\Delta\Sigma$ важную роль играет диапазон измерений по x . Таким образом, большая статистика в интервале от 0.003 до 0.8 хорошо фиксирует параметры синглетного распределения и его интеграл. С поляризацией глюонов ситуация сложнее, так как прямые измерения ΔG в фите не использовались¹, а в $g_1(x, Q^2)$ глюонное распределение входит только в виде произве-

¹ ΔG может быть измерена в процессах фотон-глюонного синтеза, в которых рождается пара адронов с

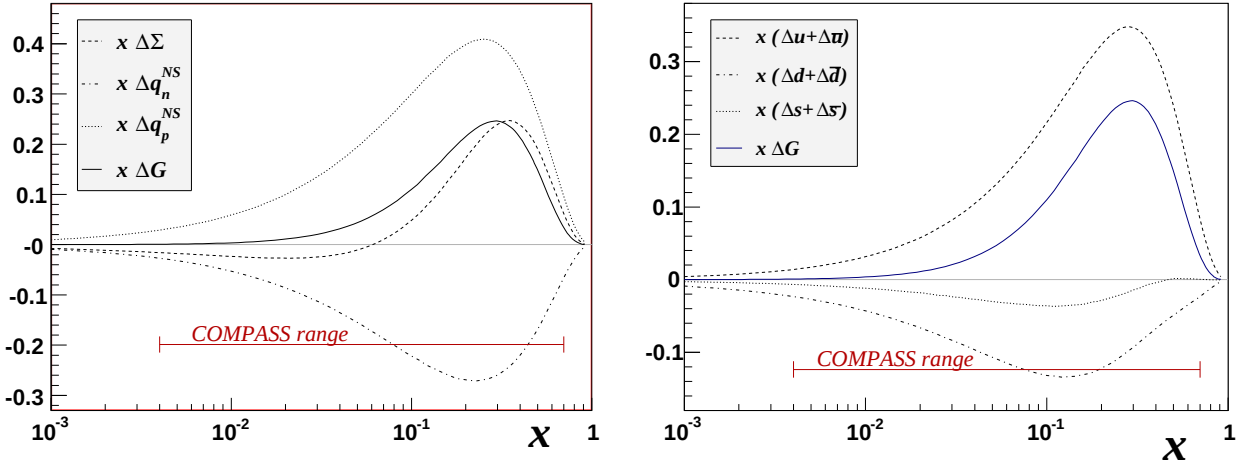


Рис. 5.2: Зависимость партонных распределений от x в NLO при $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$. Слева показаны синглетное и несинглетные распределения кварков, параметры которых непосредственно получают из фита. Справа – их линейные комбинации, которые представляют собой распределения кварков определенного аромата. На обоих рисунках показано также распределение глюонов ΔG .

дения с α_s , как следствие слабая чувствительность к данным по g_1 . Для ΔG важен диапазон измерений по Q^2 , который все же достаточно ограниченный $Q^2 \in [1, 60] \text{ ГэВ}^2$.

Используя результаты фита (5.9), а также значения гиперонных констант (1.37), мы можем определить вклад странных кварков в полный спин:

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{1}{3}(\Delta \Sigma - \Delta q_8) = -0.11 \pm 0.01. \quad (5.11)$$

Таким образом, странное море в нуклоне поляризовано в противоположную сторону к спину нуклона. Аналогичным образом можно найти вклады кварков u и d :

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = 0.82 \pm 0.01 \quad \Delta d + \Delta \bar{d} = -0.45 \pm 0.01. \quad (5.12)$$

Основной вклад данных COMPASS соответствует области малых x , где альтернативой могут выступить только измерения SMC. Для того, чтобы количественно оценить значимость данных COMPASS, проведем фит при трех различных условиях: включены все мировые данные, мировые данные без измерений COMPASS и мировые данные без измерений SMC на дейтронной мишени. Полученные в результате кривые $g_1^d(x, Q^2)$, рассчитанные для значений Q^2 COMPASS, показаны на рис. 5.3. Как и следовало ожидать, различие наблюдается только для малых x . При $x = 0.02$ все кривые меняют знак и, следуя по направлению к $x = 0$, уходят в $-\infty$. Причем данные COMPASS отодвигают кривые ближе к нулевым значениям. Соответствие измерений COMPASS кривым $g_1^d(x, Q^2)$, в отличие от измерений SMC, заметно лучше.

Эффект, который оказывают измерения COMPASS на точность определения кварковой поляризации, показан в таб. 5.3. Для сравнения с результатами анализов других групп, значение $\Delta \Sigma$ приведено к $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$. При включении в фит данных COMPASS ошибка $\Delta \Sigma$ уменьшается на 26%.

большим поперечным импульсом. Однако существующие на сегодняшний день измерения экспериментов SMC, HERMES и COMPASS имеют слишком большие неопределенности и использовать их в КХД анализе нет смысла.

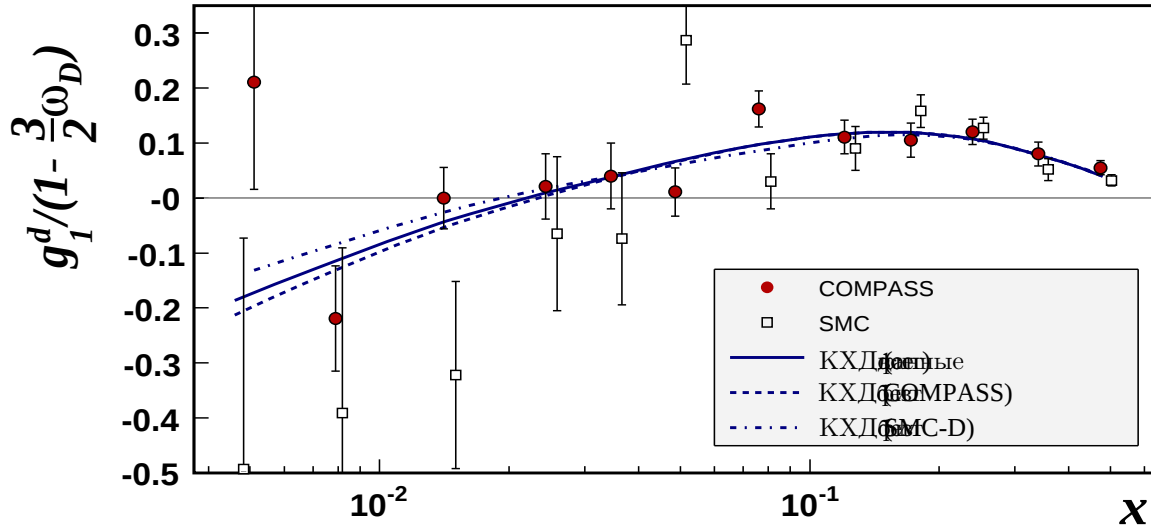


Рис. 5.3: Значения $g_1^d(x)$, полученные в экспериментах COMPASS (полные кружки) и SMC (открытые квадраты). Кривые являются результатом фитирования при значениях Q^2 , соответствующих данным COMPASS (сплошная линия – все данные, пунктирная линия – без данных COMPASS и штрих-пунктирная линия – без данных SMC на дейтронной мишени). Точки SMC приведены к значениям Q^2 COMPASS. Введена поправка на D-состояние волновой функции дейтрона $\omega_D = 0.05$, т.е. точки соответствуют значениям g_1^d из таблицы 4.5, деленным на 0.925.

Сравнение с результатами КХД анализа других групп

Сравним результаты нашего КХД анализа с результатами других групп. Рассмотрим две недавние публикации групп AAC [95] и LSS [98]. Обе группы в расчетах используют схему $\overline{\text{MS}}$, что позволит нам сравнить конечные поляризации кварков и глюонов.

Для партонных распределений группой AAC использовались параметризация следующего вида:

$$\Delta f(x) = [\delta \cdot x^\nu - \kappa(x^\nu - x^\mu)] f(x), \quad (5.13)$$

где δ , ν , κ и μ – свободные параметры, а $f(x)$ – спиннезависимая структурная функция. Рассчитанные значения $\Delta\Sigma$ и ΔG составляют 0.25 ± 0.10 и 0.47 ± 1.08 при $Q_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$. Ошибки этих величин не могут быть сравнены на прямую с нашими, так как они соответствуют вероятности 68% фита для 11-ти переменных, что в анализе AAC эквивалентно увеличению χ^2 на 12.647. Для того чтобы привести ошибки к более привычной форме (вероятность 68% для одной переменной), они должны быть поделены на $\sqrt{12.647}$. Результаты AAC по определению $\Delta\Sigma$ фактически полностью совпадают с нашими (таб. 5.3).

В анализе группы LSS спиннезависимые партонные функции выражаются через спиннезависимые следующим образом:

$$\Delta f(x) = \eta_f A_f x^{\alpha_f} f(x), \quad (5.14)$$

где A_f – нормировочный коэффициент, выбранный таким образом, чтобы придать η_f значение поляризации. В анализе предполагается равенство всех распределений морских кварков, и фиксируются интегралы валентных кварковых распределений как $\Delta u_v = 0.926$ и $\Delta u_v = -0.341$. Фит дает $\eta_s = -0.061 \pm 0.007$ при $Q_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ (первая колонка таб.1 в [98]), что

позволяет определить полную поляризацию кварков

$$\Delta\Sigma = 0.926 - 0.341 + 6 \times (-0.061 \pm 0.007) = 0.219 \pm 0.042. \quad (5.15)$$

Результаты этих двух КХД анализов показаны в таб. 5.3, куда также включены полученные нами числа (с и без измерений COMPASS). Так как параметризации партонных распределений во всех трех случаях использовались разные, хорошее соответствие между разными результатами можно считать независимой проверкой результатов работы данной диссертации.

	Анализ этой работы		Альтернативные работы	
	без данн. COMPASS	с данн. COMPASS	AAC 06	LSS 06
$\Delta\Sigma(Q^2=1 \text{ ГэВ}^2)$	0.252 ± 0.028	0.259 ± 0.021	0.25 ± 0.03	0.219 ± 0.042

Таблица 5.3: Вклад кварков $\Delta\Sigma$ в спин нуклона. Помимо значений, полученных в данной работе, приведены результаты анализа групп AAC 06 [95] и LSS 06 [98], которые включают в себя данные COMPASS. Во всех случаях анализ проводился в $\overline{\text{MS}}$ схеме.

Глава 6

Заключение

В конце 80-х годов коллаборация ЕМС, проводившая измерения спинозависимой структурной функции g_1^p в области ГНР, получила неожиданный результат. До этого момента предполагалось, что суммарный вклад кварков в спин нуклона составляет $\Delta\Sigma \approx 0.6$ (β -распады гиперонов). Данные ЕМС указывали на то, что эта величина существенно меньше, и равна всего $0.12 \pm 0.09 \pm 0.14$. Эти измерения положили начало так называемому “спиновому кризису”. Сразу за ЕМС последовали новые эксперименты. Проводя измерения в различных кинематических областях, они лишь подтвердили выводы ЕМС: вклад кварков в спин нуклона действительно мал. КХД анализ всех существующих измерений структурных функций $g_1^{p,n,d}$, полученных в реакциях глубоко-неупругого рассеяния, приводит к значениям $\Delta\Sigma$ в пределах от 0.2 до 0.35 (см. например [95, 98]).

COMPASS продолжил череду экспериментов, посвященных измерению спиновой структуры нуклона. Новое поколение прецизионных детекторов, работающих в высоких потоках частиц; быстрая электроника; система сбора данных, способная управлять большими объемами детекторной информации, позволили существенно улучшить точность физических результатов. В данной работе были представлены результаты новых измерений продольной спиновой асимметрии A_1^d и спинозависимой структурной функции g_1^d дейтрона в кинематической области ГНР. Анализ проводился на статистике, набранной экспериментом в 2002 и 2003 годах. Результаты находятся в согласии с измерениями предыдущих экспериментов. Особая ценность COMPASS заключается в мюонном пучке высокой энергии, т.е. накладывая условие $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, COMPASS способен проводить измерения в области малых бьеркеновских x ($x > 0.004$). До данного времени эта кинематическая область была доступна только предшественнику COMPASS, эксперименту SMC. Однако обладая существенно большей статистикой, COMPASS уменьшил ошибку измерений для области $0.004 < x < 0.03$ в 2–3 раза. Важность подобного результата заключается прежде всего в том, что он позволяет повысить точность экстраполяции g_1^d в область $x = 0$. Кроме этого было показано, что для $x < 0.03$ новые измерения g_1^d вполне сопоставимы с нулем и не имеют предрасположенности к отрицательным величинам, как следовало из результатов SMC.

С помощью программы КХД фита, ранее использовавшейся коллаборацией SMC, была получена количественная оценка значимости данных COMPASS. Используя в анализе все имеющиеся на сегодняшний день данные по $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$ (эксперименты ЕМС, E142, E143, SMC, E154, E155, HERMES, JLab и COMPASS) были рассчитаны спинозависимые распределения кварков и глюонов. Первые моменты этих распределений представляют собой поляризации партонов. Таким образом, был определен суммарный вклад кварков в спин нуклона $\Delta\Sigma = 0.25 \pm 0.02$ при $Q^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$. Причем добавление в фит данных COMPASS уменьшает ошибку на 26%. В то же время точность определения поляризации глюонов фактически остается без изменений и составляет $\Delta G = 0.43 \pm 0.11$. Сравнение результатов КХД анализа с результатами групп AAC [95] и LSS [98] показывает отличное соответствие значений партон-

ных поляризаций в пределах ошибок фита.

Основные результаты и выводы диссертации

1. По данным, набранным экспериментом в 2002 и 2003 годах, рассчитана спиновая асимметрия дейтрона A_1^d и его спинозависимая структурная функция g_1^d в кинематической области $Q^2 \in [1; 100]$ ГэВ² и $x \in [0.004; 0.7]$.
 - (a) По сравнению с предыдущими экспериментами точность измерений g_1^d для области $x < 0.03$ улучшилась в 2–3 раза, что повысило точность экстраполяции g_1^d в область $x = 0$.
 - (b) Обнаружено, что для $x < 0.03$ новые измерения g_1^d вполне сопоставимы с нулем и не имеют тенденции к отрицательным величинам, как следовало из результатов эксперимента SMC.
2. Используя в КХД анализе все имеющиеся на сегодняшний день данные по $g_1^{p,n,d}(x, Q^2)$, рассчитаны спинозависимые распределения кварков и глюонов. Определен суммарный вклад кварков в спин нуклона: $\Delta\Sigma = 0.25 \pm 0.02$ при $Q^2 = 3$ ГэВ². Измерения COMPASS улучшили статистическую точность определения $\Delta\Sigma$ на 26%.
3. Проведена методическая работа, результаты которой включены в процедуру стандартного анализа данных необходимого для расчета A_1^d и g_1^d . Она включает в себя:
 - (a) Измерение магнитного поля дипольного магнита SM1 спектрометра COMPASS.
 - (b) Разработка и реализация программного пакета реконструкции вершин, в задачу которого входит восстановление параметров вершины первичного взаимодействия и поиск вершин распада долгоживущих нейтральных частиц.
 - (c) Разработка и реализация программы отбора событий, которые удовлетворяют критериям стабильной работы спектрометра.
 - (d) Разработка и реализация алгоритма идентификации рассеянного мюона. Калибровка триггерных годоскопов и анализ эффективности работы триггера.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. (COMPASS collaboration) E.S.Ageev, ... A.Korzenev, ... “*Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region*”, Phys. Lett. B **612** (2005) 154-164.
2. A.Korzenev, for the COMPASS collaboration, “*Inclusive and semi-inclusive asymmetries at COMPASS*”, Proceedings for the XVII International Baldin Seminar on “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics”, vol.2, p.255.
3. A.Korzenev, for the COMPASS collaboration, “*Spin structure function of deuteron g_1^d from COMPASS*”, Proceedings for the QNP 06 conference, Eur. Phys. J. A **31** (2007) 606-609.
4. K.Kurek, A.Korzenev, K.Kowalik, A.Mielech, E.Rondio and R.Windmolders, “*An algorithm for track reconstruction in the large angle spectrometer of the COMPASS experiment*”, Nucl. Instrum. and Meth. A **485** (2002) 720-738.

5. C.Bernet, A.Bravar, J.Hannappel, D.von Harrach, R.Hermann, E.Kabuss, F.Klein, A.Korzenev, M.Leberig, M.Ostrick, J.Pretz, R.Windmolders and J.Zhao, "*The COMPASS trigger system for muon scattering*", Nucl. Instrum. and Meth. A **550** (2005) 217-240.
6. В.Ю.Алексахин, Я.Бедфер, С.Г.Герасимов, А.Ю.Корзенёв, "*Геометрическая реконструкция событий в эксперименте COMPASS*", Письма в ЭЧАЯ. 2007. Том. **4**, N 4(140). С. 588-607.

Литература

- [1] S.D.Bass, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 1257.
- [2] The Durham HEP Databases: <http://www-spires.dur.ac.uk/hepdata/>
- [3] Л.Б.Окунь, Физика элементарных частиц. – Москва: Наука, 1984;
Л.Б.Окунь, Лептоны и кварки. – Москва: Наука, 1990;
Ф.Хелзен и А.Мартин, Кварки и лептоны. – Москва: Мир, 1987;
E.Leader, Spin in particle physics – Cambridge Univ. Press, 2001.
- [4] SPIRES-HEP Literature Database: <http://www.slac.stanford.edu/library/topcites/>
- [5] P.Hoodbhoy, R.L.Jaffe and A.Manohar, Nucl. Phys. B **312** (1989) 571.
- [6] (HERMES) A.Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 242001.
- [7] J.Soffer and O.V.Teryaev, Phys. Lett. B **490** (2000) 106.
- [8] F.E.Close and R.G.Roberts, Phys. Lett. B **316** (1993) 165.
- [9] R.P.Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415;
B.D.Bjorken and E.A.Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975.
- [10] C.G.Callan and D.J.Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.
- [11] B.W.Filippone and X.Ji, hep-ph/0101224 (2001).
- [12] V.N.Gribov and L.N.Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 138;
Yu.L.Dokahitzer, Sov. Phys. JETP **16** (1977) 161;
G.Altarelli and G.Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.
- [13] J.Kodaira, S.Matsuda, K.Sasaki and T.Uematsu, Nucl. Phys. B **159** (1979) 99;
J.Kodaira, S.Matsuda, T.Muta and T.Uematsu, Phys. Rev. D **20** (1979) 627.
- [14] R.Mertig and W.L.van Neerven, Z. Phys. C **70** (1996) 637;
W.Vogelsang, Phys. Rev. D **54** (1996) 2023.
- [15] S.I.Adler and W.Bardeen, Phys. Rev. **182** (1969) 1517.
- [16] J.D.Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1467; *ibid.* D **1** (1970) 1376.
- [17] Review of Particle Physics, S.Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [18] J.Ellis and R.Jaffe, Phys. Rev. D **9** (1974) 1444; *ibid.* **10**, 1669(E) (1974).
- [19] E.Leader, A.V.Sidorov and D.B.Stamenov, Phys. Lett. B **488** (2000) 283.

- [20] W.Buck and F.Gross, Phys. Rev. D **20** (1979) 2361;
M.Z.Zuilhof and J.A.Tjon, Phys. Rev. C **22** (1980) 2369;
M.Lacombe *et al.*, Phys. Rev. C **21** (1980) 861;
R.Machleidt *et al.*, Phys. Rep. **149** (1987) 1.
- [21] A.V.Efremov and P.Schweitzer, JHEP 0308:006,2003; hep-ph/0212044.
- [22] J.Blumlein and A.Tkabladze, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **79** (1999) 541;
S.Simula, M.Osipenko, G.Ricco and M.Taiuti, Phys. Rev. D **65** (2002) 034017.
- [23] A.V.Manohar, lecture at the Lake Louise Winter Institute, 1992, hep-ph/9204208;
E.Shuryak, A.Vainshtein, Nucl. Phys. B **201** (1982) 1441;
R.Jaffe and X.Ji, Phys. Rev. D **43** (1991) 724.
- [24] S.Wandzura and F.Wilczek, Phys. Lett. B **72** (1977) 195.
- [25] (SMC) D.Adams *et al.*, Phys. Lett. B **336** (1994) 125.
- [26] (E155) P.L.Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **533** (2003) 18.
- [27] M.J.Alguard *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **163** (1979) 29.
- [28] R.Alley *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **365** (1995) 1.
- [29] W.Happer, Rev. Mod. Phys. **44** (1972) 169.
- [30] T.E.Chupp and M.E.Wagshul, Phys. Rev. C **36** (1987) 2244.
- [31] D.DeSchepper *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **419** (1998) 16.
- [32] F.D.Colegrove *et al.*, Phys. Rev. **132** (1963) 2561.
- [33] (SMC) B.Adeva *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **343** (1994) 363.
- [34] P.Schuler, Proc. of the 8th International Symposium on High Energy Spin Physics, Mineapolis, Sept. 12-17, 1988, American Institute of Physics, (1989) 1401.
- [35] A.Airapetian *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **540** (2005) 68.
- [36] C.Baumgarten *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **482** (2002) 606.
- [37] K.Ackerstaff *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **417** (1998) 230.
- [38] (EMC) J.Ashman *et al.*, Nucl. Phys. B **328** (1989) 1; Phys. Lett. B **206** (1988) 364.
- [39] (SMC) B.Adeva *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112001.
- [40] (SMC) D.Adams *et al.*, Phys. Rev. D **56** (1997) 5330.
- [41] (SMC) B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112002.
- [42] (SMC) D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B **396** (1997) 338.
- [43] (COMPASS) E.S.Ageev *et al.*, Phys. Lett. B **612** (2005) 154.
- [44] (E80) M.Alguard *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1261.
- [45] (E130) G.Baum *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1135.

- [46] (E142) P.L.Anthony *et al.*, Phys. Rev. D **54** (1996) 6620.
- [47] (E143) K.Abe *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112003.
- [48] (E154) K.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 26.
- [49] (E155) P.L.Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **463** (1999) 339;
P.L.Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **493** (2000) 493.
- [50] (E155x) P.L.Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **553** (2003) 18.
- [51] (JLab) X.Zheng *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 065207.
- [52] (HERMES) K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. B **404** (1997) 383.
- [53] (HERMES) K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. B **442** (1998) 484.
- [54] (HERMES) A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. D **71** (2005) 012003.
- [55] COMPASS proposal CERN/SPSLC 96-14 (Geneva 1996).
- [56] N.Doble, L.Gatignon, G. von Holtey and F.Novoskoltsev, Nucl. Instrum. and Meth. A **343** (1994) 351.
- [57] Ю.Ф.Киселев, Техника поляризованных мишеней, ФЭЧАЯ 2000, т.**31**, вып.3.
- [58] J.Ball *et al.*, First results of the large COMPASS 6LiD polarized target, Nucl. Instrum. and Meth. A **498** (2003) 101.
- [59] K.Kondo *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **526** (2004) 70.
- [60] O.A.Rondon, Phys. Rev. C **60** (1999) 035201 and references therein.
- [61] A.Abragam and M.Goldman, Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 395.
- [62] K. Kurek, A. Korzenev, K. Kowalik, A. Mielech, E. Rondio and R. Windmolders, An algorithm for track reconstruction in the large angle spectrometer of the COMPASS experiment, Nucl. Instrum. and Meth. A **485** (2002) 720.
- [63] E.Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. A **217** (1983) 30.
- [64] J. Bisplinghoff *et al.*, A scintillating fibre hodoscope for high rate applications, Nucl. Instrum. and Meth. A **490** (2002) 101.
- [65] М.Д.Шафранов, Микроструктурные газовые детекторы, ФЭЧАЯ, 2002. т.**33**, вып.5
- [66] Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment. D.Thers *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **469** (2001) 133.
- [67] M.C. Altunbas *et al.*, Construction test and commissioning of the triple-GEM tracking detector for COMPASS, Nucl. Instrum. and Meth. A **490** (2002) 177.
- [68] V.N. Bychkov *et al.*, Construction and Manufacture of Large Size Straw-Chambers of the COMPASS Spectrometer Tracking System, Particles and Nuclei Letters, 2 (111) June 2002.
- [69] Hugo Denis Antonio Pereira Da Costa, Ph.D. thesis (2001) Orsay.
- [70] F.W.Brasse, G.Falley, K.Thiele and P.Warnecke, Construction of a large drift chamber and test measurements, DESY F21-76/02.

- [71] H. Angerer *et al.*, Present status of silicon detectors in COMPASS, Nucl. Instrum. and Meth. A **512** (2003) 229.
- [72] E. Albrecht *et al.*, COMPASS RICH-1, Nucl. Instrum. and Meth. A **502** (2003) 112.
- [73] H. Angerer *et al.*, S-DAQ - A High Rate Sampling Data Acquisition System, COMPASS Note 2002-13.
- [74] L. Schmitt *et al.*, The DAQ of the COMPASS experiment, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 439.
- [75] (ALICE) N. Antoniou *et al.*, CERN-LHCC-93-16, LHCC-I-4, 1993.
- [76] ALICE DATE V3.5 User's Guide, CERN-ALICE-INT-1999-46.
- [77] V. Duic and M. Lamanna, Conf C0303241:MOKT011,2003; e-Print: cs.db/0306066;
V. Duic, B. Gobbo, A. Martin, V. Frolov, U. Fuchs, M. Lamanna and M. Nowak, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 1456.
- [78] В.Ю.Алексахин, Я.Бедфер, С.Г.Герасимов, А.Ю.Корзенёв, Письма в ЭЧАЯ. 2007. Том. 4, N 4(140). С. 588-607.
- [79] The COMPASS trigger system for muon scattering, C. Bernet *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **550** (2005) 217.
- [80] A. Martin, The COMPASS off-line system, Computer Physics Communications **140** (2001) 82.
- [81] Hugo Pereira and Jean-Marc Le Goff, COMPASS spectrometer alignment, COMPASS Note 2003-4.
- [82] *COMPASS web*, <http://wwwcompass/compass/software/offline/welcome.html>
- [83] V. Alexakhin, B. Badelek, A. Korzenev, C. Ulvegren, R. Windmolders, Vertex reconstruction in the COMPASS spectrometer. Part I. Monte Carlo studies., COMPASS Note 2001-17.
- [84] R. Frühwirth *et al.*, Computer Physics Communications **96** (1996) 189.
- [85] P. Billoir, R. Frühwirth and M. Regler, Nucl. Instrum. and Meth. A **241** (1985) 115.
- [86] R. Frühwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nucl. Instrum. and Meth. A **262** (1987) 444.
- [87] E. J. Wolin and L. L. Ho, Covariance matrices for track fitting with the Kalman filter, Nucl. Instrum. and Meth. A **329** (1993) 493.
- [88] G. Lynch and O. Dahl, Nucl. Instrum. and Meth. B **58** (1991) 6.
- [89] J. Pretz, COMPASS Note 2004-11.
- [90] M. Le Goff and J. Pretz, COMPASS Note 2004-4.
- [91] T. K. Kukhto and N. M. Shumeiko, Nucl. Phys. B **219** (1983) 412;
I. V. Akushevich and N. M. Shumeiko, J. Phys. G **20** (1994) 513.
- [92] A. A. Akhundov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **26** (1977) 660; **44** (1986) 988;
D. Bardin and N. M. Shumeiko, Sov. J. Nucl. Phys. **29** (1979) 449.
- [93] (NMC) M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. B **483** (1997) 3.

- [94] L.Whitlow *et al.*, Phys. Lett. B **250** (1990) 193;
K.Abe *et al.*, Phys. Lett. B **452** (1999) 194.
- [95] (AAC) M.Hirai, S.Kumano and N.Saito, Phys. Rev. D **74** (2006) 014015.
- [96] D.Fasching hep-ph/9610261.
- [97] F.James, CERN Program Library Long Writeup D506.
- [98] E.Leader, A.V.Sidorov and D.B.Stamenov, Phys. Rev. D **73** (2006) 034023.
- [99] A.D.Martin, W.J.Stirling and R.S.Thorne, Phys.Lett. B **636** (2006) 259.
- [100] (SMC) B.Adeva *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **443** (2000) 1.
- [101] K.Gustafsson, COMPASS Note 2003-3.
- [102] (NMC) M.Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. B **487** (1997) 3;
(NMC) P.Arnaudruz *et al.*, Phys. Lett. B **294** (1992) 120;
(NMC) M.Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. B **481** (1996) 23.
- [103] (SLAC) S.Dasu *et al.*, Phys. Rev. D **49** (1994) 5641;
(SLAC) L.H.Tao *et al.*, Z. Phys. C **70** (1996) 387.
- [104] E.Rondio for NMC, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **31** (1992) 200.
- [105] И.А.Савин и Г.И.Смирнов, ФЭЧАЯ, v. **22** (1991), part 5.
- [106] J.Kirylyuk, Ph.D. thesis (2000) Warsaw.
- [107] CORAL, COmpass Reconstruction and AnaLysis program: <http://coral.web.cern.ch/coral/>.
- [108] PHAST, PHysics Analysis Software Tools: <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/>.
- [109] COMGEANT, COMPASS Monte Carlo Simulation program:
<http://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/>.
- [110] The ZEBRA System, CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101.
- [111] CASTOR, CERN Advanced STORage Manager: <http://castor.web.cern.ch/castor/>.
- [112] cernlib, CERN Program Library: <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/cernlib/>.

Приложение А

Кинематика рассеяния на спин- $\frac{1}{2}$ и спин-1 ядрах

Для ядер со спином $\frac{1}{2}$ адронный тензор представлен в главе 1.1. Здесь приводятся формулы для случая рассеяния на ядре со спином 1 [5]. Также представлены парциальные сечения рассеяния для мишеней со спином $\frac{1}{2}$ и 1.

Адронный тензор

Разбиение адронного тензора на симметричную и антисимметричные части для ядра со спином 1 имеет следующий вид:

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^S + \delta W_{\mu\nu}^S + i W_{\mu\nu}^A, \quad (\text{A.1})$$

где члены $W_{\mu\nu}^S$ и $W_{\mu\nu}^A$ имеют тот же вид, что и в случае спина $\frac{1}{2}$ (см. формулу 1.7). Дополнительный член $\delta W_{\mu\nu}^S$, симметричный относительно перестановки индексов μ и ν , равен

$$\delta W_{\mu\nu}^S = -b_1 r_{\mu\nu} + \frac{1}{6} b_2 (s_{\mu\nu} + t_{\mu\nu} + u_{\mu\nu}) + \frac{1}{2} b_3 (s_{\mu\nu} - u_{\mu\nu}) + \frac{1}{2} b_4 (s_{\mu\nu} - t_{\mu\nu}), \quad (\text{A.2})$$

где

$$\begin{aligned} r_{\mu\nu} &= \frac{1}{\nu^2} (q \cdot \mathcal{E}^* q \cdot \mathcal{E} - \frac{1}{3} \nu^2 k) g_{\mu\nu} \\ s_{\mu\nu} &= \frac{2}{\nu^2} (q \cdot \mathcal{E}^* q \cdot \mathcal{E} - \frac{1}{3} \nu^2 k) \frac{p_\mu p_\nu}{\nu} \\ t_{\mu\nu} &= \frac{1}{2\nu^2} (q \cdot \mathcal{E}^* p_\mu \mathcal{E}_\nu + q \cdot \mathcal{E}^* p_\nu \mathcal{E}_\mu + q \cdot \mathcal{E} p_\mu \mathcal{E}_\nu^* + q \cdot \mathcal{E} p_\nu \mathcal{E}_\mu^* - \frac{4}{3} \nu p_\mu p_\nu) \\ u_{\mu\nu} &= \frac{1}{\nu} (\mathcal{E}_\mu^* \mathcal{E}_\nu + \mathcal{E}_\nu^* \mathcal{E}_\mu + \frac{2}{3} M^2 g_{\mu\nu} - \frac{2}{3} p_\mu p_\nu) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Здесь 4-вектор $\mathcal{E}^\mu$ представляет поляризацию мишени и удовлетворяет следующим условиям: $p \cdot \mathcal{E} = 0$ и нормировка $\mathcal{E}^2 = -1$. 4-вектор спина s^μ определяется через $\mathcal{E}^\mu$ следующим образом:

$$s^\mu \equiv \frac{-i}{M} \epsilon^{\mu\alpha\beta\nu} \mathcal{E}_\alpha^* \mathcal{E}_\beta p_\nu \quad (\text{A.4})$$

Кинематический коэффициент κ в (A.3) определен как:

$$\kappa = 1 + \frac{4x^2 M^2}{Q^2} = 1 + \frac{Q^2}{\nu^2} = 1 + \gamma^2. \quad (\text{A.5})$$

Парциальные сечения

Виртуальное Комптоновское рассеяние удобно описать в терминах амплитуд проекций спина на направление движения (спиральностей). Введем обозначение $A_{h_1 H_1; h_2 H_2}$, где h_1 и H_1 – спиральности виртуального фотона и мишени в начальном состоянии, а h_2 и H_2 – их спиральности в конечном состоянии. Количество возможных значений комбинаций спиральности ограничивается наложением условий на сохранение полного углового момента $h_1 + H_1 = h_2 + H_2$, инвариантности относительно обращения времени $A_{h_1 H_1; h_2 H_2} = A_{h_2 H_2; h_1 H_1}$, сохранение пространственной четности $A_{h_1 H_1; h_2 H_2} = A_{-h_1 -H_1; -h_2 -H_2}$. Таким образом для мишени со спином $\frac{1}{2}$ получаем 4 независимые амплитуды, а для мишени со спином 1 – 8 амплитуд. Очевидно, что число независимых амплитуд равно числу структурных функций, которые используются при параметризации адронного тензора $W_{\mu\nu}$. Определим $A_{h_1 H_1; h_2 H_2}$ как [5]:

$$A_{h_1 H_1; h_2 H_2} \equiv \varepsilon_{h_2}^{*\mu} \varepsilon_{h_1}^\nu W_{\mu\nu}, \quad (\text{A.6})$$

где $\varepsilon_{h_i}^\nu$ – вектор поляризации фотона со спиральностью h . Так как амплитуда является лоренц-инвариантной величиной, то можно для расчетов выбрать произвольную систему координат. Например где фотон движется вдоль оси z , а 4-вектора импульса мишени p^μ , фотона q^μ и поляризаций фотона ε_h^μ задаются следующим образом:

$$\begin{aligned} p^\mu &= (M, 0, 0, 0) & \varepsilon_{h=\pm 1}^\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \pm 1, -i, 0) \\ q^\mu &= (\nu, 0, 0, |\vec{q}|) & \varepsilon_{h=0}^\mu &= \frac{1}{\sqrt{Q^2}}(|\vec{q}|, 0, 0, \nu) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Тогда для мишени со спином $\frac{1}{2}$ парциальные сечения выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{3/2}^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1, +\frac{1}{2}; +1, +\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [F_1 - g_1 + (\kappa - 1)g_2] \\ \sigma_{1/2}^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1, -\frac{1}{2}; +1, -\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [F_1 - g_1 - (\kappa - 1)g_2] \\ \sigma_{1/2}^{TL} &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1, -\frac{1}{2}; 0, +\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \sqrt{\kappa - 1} [g_1 + g_2] \\ \sigma_{1/2}^L &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{0, +\frac{1}{2}; 0, +\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [-F_1 + \frac{\kappa}{2x}F_2] \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Здесь K представляет поток виртуальных фотонов. Обычно для него в литературе используется выражение:

$$K = \frac{W^2 - M^2}{2M} = \nu - \frac{Q^2}{2M} \quad (\text{A.9})$$

В расчете асимметрий используются полные сечения рассеяния фотонов с продольной σ^L и поперечной σ^T поляризациями. Выразим их:

$$\begin{aligned} \sigma^T &= \frac{1}{2}(\sigma_{1/2}^T + \sigma_{3/2}^T) = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} F_1 \\ \sigma^L &= \sigma_{1/2}^L = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [-F_1 + \frac{\kappa}{2x}F_2] \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Таким образом для структурной функции $R(x, Q^2)$ получаем:

$$R \equiv \frac{\sigma^L}{\sigma^T} = (1 + \gamma^2) \frac{F_2}{2xF_1} - 1 \quad (\text{A.11})$$

Для мишени со спином 1 парциальные сечения выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}
\sigma_2^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1,+1;+1,+1} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [F_1 - g_1 + (\kappa - 1)g_2 - \frac{1}{3}\kappa b_1 + \frac{M}{6\nu} a_3] \\
\sigma_1^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1,0;+1,0} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [F_1 + \frac{2}{3}\kappa b_1 - \frac{M}{3\nu} a_3] \\
\sigma_1^{TL} &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1,0;0,+1} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [\sqrt{\kappa - 1} (g_1 + g_2) + \frac{M}{2\sqrt{Q^2}} a_3 + \frac{\kappa M}{4\sqrt{Q^2}} a_4] \\
\sigma_0^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1,-1;+1,-1} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [F_1 - g_1 + (\kappa - 1)g_2 - \frac{1}{3}\kappa b_1 + \frac{M}{6\nu} a_3] \\
\sigma_0^{TL} &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1,-1;0,0} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [\sqrt{\kappa - 1} (g_1 + g_2) - \frac{M}{2\sqrt{Q^2}} a_3 - \frac{\kappa M}{4\sqrt{Q^2}} a_4] \\
\sigma_0^{TT} &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{+1,-1;-1,+1} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} \frac{M}{\nu} a_3 \\
\sigma_1^L &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{0,+1;0,+1} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [-F_1 + \frac{\kappa}{2x} F_2 + \frac{1}{3}\kappa b_1 - \frac{1}{18x} (\kappa^2 + \kappa + 1) b_2 \\
&\quad + \frac{1}{6x} (1 - \kappa^2) b_3 + \frac{\kappa}{6x} (1 - \kappa) b_4] \\
\sigma_1^L &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} A_{0,0;0,0} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [-F_1 + \frac{\kappa}{2x} F_2 - \frac{2}{3}\kappa b_1 + \frac{1}{9x} (\kappa^2 + \kappa + 1) b_2 \\
&\quad - \frac{1}{3x} (1 - \kappa^2) b_3 - \frac{\kappa}{3x} (1 - \kappa) b_4]
\end{aligned} \tag{A.12}$$

где $a_3 = \frac{1}{3}b_2 - b_3$ и $a_4 = \frac{1}{3}b_2 - b_4$. Полные сечения рассеяния фотонов с продольной σ^L и поперечной σ^T поляризациями равны:

$$\begin{aligned}
\sigma^T &= \frac{1}{3}(\sigma_0^T + \sigma_1^T + \sigma_2^T) = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} F_1 \\
\sigma^L &= \frac{1}{2}(\sigma_0^L + \sigma_1^L) = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} [-F_1 + \frac{\kappa}{2x} F_2 - \frac{1}{6}\kappa b_1 + \frac{1}{36x} (\kappa^2 + \kappa + 1) b_2 \\
&\quad - \frac{1}{12x} (1 - \kappa^2) b_3 - \frac{\kappa}{12x} (1 - \kappa) b_4]
\end{aligned} \tag{A.13}$$

Таким образом для структурной функции $R(x, Q^2)$ получаем:

$$\begin{aligned}
R \equiv \frac{\sigma^L}{\sigma^T} &= \frac{1}{F_1} [-F_1 + \frac{\kappa}{2x} F_2 \\
&\quad - \frac{1}{6}\kappa b_1 + \frac{1}{36x} (\kappa^2 + \kappa + 1) b_2 - \frac{1}{12x} (1 - \kappa^2) b_3 - \frac{\kappa}{12x} (1 - \kappa) b_4]
\end{aligned} \tag{A.14}$$

Очевидно, что пренебрегая членами с $b_{1,2,3,4}$, мы получаем формулу (A.11).

Приложение В

Положение и размеры детекторов

Название дет-ра	z	длина /2	Размер рабочей зоны	Размер мертвой зоны	число пл-тей	Ориентация
Зона 5						
FI01	-7590	8	39 × 39	-	2	$x y$
SI03	-4904	5	70 × 50	-	4	$5^\circ -5^\circ y x$
SI01	-4281	5	70 × 50	-	4	$5^\circ -5^\circ y x$
SI02	-3594	5	70 × 50	-	4	$5^\circ -5^\circ y x$
FI02	-2859	8	39 × 39	-	2	$x y$
Зона 1						
FI03	1251	8	53 × 53	-	3	$x y 45^\circ$
MM01	1462	50	400 × 400	$\emptyset = 50$	4	$-45^\circ 45^\circ x y$
MM02	1962	50	400 × 400	$\emptyset = 50$	4	$-45^\circ 45^\circ x y$
FI04	2140	8	53 × 53	-	3	$x y 45^\circ$
MM03	2456	50	400 × 400	$\emptyset = 50$	4	$-45^\circ 45^\circ x y$
DC01	2641	43	1800 × 1275	$\emptyset = 300$	8	$2y 2x 2\cdot -20^\circ 2\cdot 20^\circ$
Зона 2						
DC02	4672	43	1400 × 1240	$\emptyset = 300$	8	$2y 2x 2\cdot -20^\circ 2\cdot 20^\circ$
GM01	4793	12	316 × 316	$\emptyset = 50$	4	$45^\circ -45^\circ y x$
DC03	5076	43	1800 × 1275	$\emptyset = 300$	8	$2y 2x 2\cdot -20^\circ 2\cdot 20^\circ$
GM02	5197	12	316 × 316	$\emptyset = 50$	4	$45^\circ -45^\circ y x$
ST03	5389	45	$x 3234 \times 2720$	197×197	12	$2x 2y 2\cdot 10^\circ$
	5509	45	$y 3250 \times 2420$			$2\cdot -10^\circ 2y 2x$
GM03	5631	12	316 × 316	$\emptyset = 50$	4	$45^\circ -45^\circ y x$
FI05	5855	8	84 × 84	-	2	$x y$
PS01	9525	24	1780 × 1200	$\emptyset = 160$	4	$y 10^\circ x -10^\circ$
GM04	9624	12	316 × 316	$\emptyset = 50$	4	$45^\circ -45^\circ y x$
ST04	10161	45	$x 3234 \times 2720$	197×197	6	$2\cdot -10^\circ 2y 2x$
			$y 3250 \times 2420$			
PA01	13773	16	1780 × 1200	$\emptyset = 160$	3	$10^\circ x -10^\circ$
GM05	13863	12	316 × 316	$\emptyset = 50$	4	$45^\circ -45^\circ y x$
MA01	14135	140	4800 × 4130	1445 × 885	8	$2x 2y 2x 2y$
FI06	15009	30	100 × 100	-	3	$x y -45^\circ$
MA02	15295	140	4800 × 4130	1445 × 885	8	$2x 2y 2x 2y$
PA02	15694	16	1780 × 1200	$\emptyset = 160$	3	$10^\circ x -10^\circ$
GM06	15784	12	316 × 316	$\emptyset = 50$	4	$45^\circ -45^\circ y x$

Таблица В.1: Положение и размер детекторов зон 5, 1 и 2. Все величины даны в миллиметрах.

Название дет-ра	z	длина /2	Размер рабочей зоны	Размер мертвой зоны	число пл-тей	Ориентация
Зона 3						
PA03	20134	16	1780 × 1200	Ø= 200	3	10° x -10°
GM07	20224	12	316 × 316	Ø= 50	4	45° -45° y x
PA04	20431	16	1780 × 1200	Ø= 200	3	10° x -10°
GM08	20522	12	316 × 316	Ø= 50	4	45° -45° y x
PA05	20731	16	1780 × 1200	Ø= 200	3	10° x -10°
GM09	20814	12	316 × 316	Ø= 50	4	45° -45° y x
HO03	21000	0	2500 × 1260	400 × 420	1	y
FI07	21291	4	100 × 100	-	2	x y
ST05	24530	57	x 3234 × 2720 y 3250 × 2420	197 × 197	6	2 x 2 y 2·10°
ST06	25830	45	x 3234 × 2720 y 3250 × 2420	197 × 197	6	2·10° 2 y 2 x
DW03	28644	40	5220 × 2620	Ø= 1000	4	2·30° 2 y
DW04	30085	40	5220 × 2620	Ø= 500	4	2 y 2·30°
DW05	30380	40	5220 × 2620	Ø= 500	4	2 x 2·30°
PA11	30684	16	1780 × 1200	Ø= 200	3	10° x -10°
PA06	30984	16	1780 × 1200	Ø= 200	3	10° x -10°
GM10	31081	12	316 × 316	Ø= 50	4	45° -45° y x
DW06	31300	40	5220 × 2620	Ø= 1000	4	2·30° 2 x
HI04	31740	0	173 × 320	-	1	x
FI08	31981	4	123 × 123	-	2	x y
Зона 4						
HO04	40050	0	4800 × 2250	2100 × 830	1	y
HM04	40277	37	1200 × 1030	1200 × 320	2	x y
HL04	40564	0	1283 × 400	-	1	x
PB01	41872	8	1780 × 930	Ø= 220	2	x 10°
PB02	42042	0	1780 × 930	Ø= 220	1	-10°
MB01	42804	362	x 4687 × 2180 y 4180 × 2007	x 942 × 556 y 980 × 808	6	2 x 2 y 2·15°
PB03	43911	8	1780 × 930	Ø= 220	2	x 10°
PB04	44081	0	1780 × 930	Ø= 220	1	-10°
MB02	44876	362	x 4687 × 2180 y 4180 × 2007	x 942 × 556 y 980 × 808	6	2 x 2 y 2·15°
PB05	46102	8	1780 × 930	Ø= 220	2	x 10°
PB06	46272	0	1780 × 930	Ø= 220	1	-10°
HM05	47805	38	1502 × 1220	1502 × 370	2	x y
HL05	48085	0	1683 × 475	-	1	x
HI05	51000	0	353 × 260	-	1	x

Таблица В.2: Положение и размер детекторов зон 3 и 4. Все величины даны в миллиметрах.

Благодарности

В заключение автор выражает глубокую признательность научным руководителям д.ф.-м.н. М.Г. Саложникову и д.проф. Д. фон Хараху за многолетнюю постоянную помощь в организации работы. Автор искренне благодарен проф. Р. Виндмолдерсу, общение с которым позволило автору понять дух мюонных коллабораций (EMC, NMC, SMC, COMPASS) Европейского центра ядерных исследований (CERN), а также приобрести знания по феноменологии спиновых процессов. Большая часть методической работы, приведенной в диссертации (разработка и реализация алгоритмов реконструкции событий), выполнена в тесном сотрудничестве с В.Ю. Алексахиним, Я. Бедфером и С.Г. Герасимовым. Автор также благодарит членов оффлайн группы коллаборации COMPASS, теоретиков и экспериментаторов, в разное время принимавших участие в обсуждениях описанных в диссертации результатов: Н.В. Власова, О.Н. Иванова, Е.М. Кабусс, А.М. Коциняна, К. Курека, М. Леберига, Ж.М. Ле Гоффа, К. Медведя, Д.В. Пешехонова, Й. Претца и О.Ю. Шевченко. Особую благодарность автор выражает руководителям группы ОИЯИ в коллаборации COMPASS д.ф.-м.н. проф. И.А. Савину и к.ф.-м.н. А.П. Нагайцеву за разностороннюю помощь и внимание к данной работе. Пребывание автора в CERN, где была выполнена большая часть работы, стало возможным благодаря финансовой поддержке ВМБФ (министерство по образованию и науке ФРГ).

Автор искренне признателен Е.В. Земляничкиной, Л.Г. Игнатовой и Д.В. Кустову за помощь в подготовке документов и оформлении диссертации.