

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2011-XX

На правах рукописи  
УДК 539.171+539.126.6

АЛЕКСАХИН  
Вадим Юрьевич

ПОЛЯРИЗАЦИЯ  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  ГИПЕРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
COMPASS (CERN)

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра и  
элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2011

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, Дубна.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, Сапожников  
профессор Михаил Григорьевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, Белостоцкий  
профессор Станислав Львович

доктор физико-математических наук, Теряев  
профессор Олег Валерианович

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной  
физики, Москва

Защита диссертации состоится “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2012 г. на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 при Лаборатории физики высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина в Объединённом институте ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_ ” *декабря* 2011 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных исследований.

Учёный секретарь диссертационного  
совета, кандидат физико-математи-  
ческих наук

Арефьев  
Валентин Александрович

## Общая характеристика работы

Диссертация посвящена измерению поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов на установке COMPASS [1] в эксперименте NA58 (ЦЕРН).

### Актуальность диссертации

Исследование поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в глубоко-неупругом рассеянии (ГНР) важно для понимания структуры нуклона, механизмов рождения и спиновой структуры гиперонов. В частности, оно может предоставить ценную информацию о неполяризованном распределении странных кварков в нуклоне.

Экспериментальная установка COMPASS представляет собой универсальный спектрометр, предназначенный для выполнения исследований по физике высоких энергий с использованием пучков мюонов и адронов. Спектрометр COMPASS установлен на пучке M2 [16] ускорителя SPS ЦЕРН.

В этой работе представлены измерения продольной поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов рожденных в глубоко-неупругом рассеянии поляризованных мюонов на неполяризованной изоскалярной мишени. Продольная передача спина в  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  в ГНР была измерена в экспериментах [19]-[27]. Статистическая точность, достигнутая в этих измерениях, весьма ограничена, особенно в области фрагментации тока.

Настоящий анализ основан на 70000  $\Lambda$  и 42000  $\bar{\Lambda}$  событиях, что является самым большим набором данных, особенно в части рекордной статистики по  $\bar{\Lambda}$  гиперонам. Представленные данные позволяют исследовать  $x$ -зависимость передачи спина в  $\Lambda$  в большом  $x$ -интервале ( $x$  - Бьоркеновская масштабная переменная) и впервые измерить  $x$ -и  $x_F$ -зависимости ( $x_F$  - Фейнмановская масштабная переменная) передачи спина в  $\bar{\Lambda}$ . Была обнаружена значительная поляризация  $\bar{\Lambda}$ , которая важна для исследования распределений странных кварков в нуклоне.

**Цели диссертационной работы** Основными целями диссертационной работы были:

1. Определение коэффициента продольной передачи спина от поляризованных мюонов в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны.
2. Измерение  $x$ - и  $x_F$ -зависимостей продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны.
3. Проведение сравнения экспериментальных результатов с теоретическими моделями.
4. Создание программы моделирования событий глубоко-неупругого мюон-нуклонного рассеяния на установке COMPASS. Наличие адекват-

ной программы Монте-Карло моделирования эксперимента является необходимым для получения результатов по поляризации гиперонов.

5. Оптимизация программы моделирования для наиболее полного описания экспериментальных данных COMPASS.
6. Создание пакета реконструкции и анализа данных эксперимента [6].

**Научная новизна** Научная новизна диссертации состоит в следующем:

шем:

1. Полученные данные по продольной передаче поляризации от поляризованных мюонов в полу-инклюзивно рожденные  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны являются наиболее точными измерениями продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в ГНР в настоящее время.
2. Впервые выполнено измерение  $x$  и  $x_F$  зависимостей продольной передачи спина в  $\bar{\Lambda}$  гипероны в ГНР.
3. Сравнение с теоретическими моделями показывает, что передача спина в  $\bar{\Lambda}$  гипероны существенно зависит от распределения странного антикварка  $\bar{s}(x)$  в нуклоне.
4. Создана и оптимизирована программа моделирования событий глубоко-неупругого мюон-нуклонного рассеяния на установке COMPASS.

**Практическая ценность**

1. Показано что точные данные по передаче спина в  $\bar{\Lambda}$  могут обеспечить дополнительную экспериментальную информацию для определения распределений странных кварков в нуклоне.
2. Разработаны и оптимизированы программы Монте-Карло моделирования событий глубоко-неупругого мюон-нуклонного рассеяния на установке COMPASS.
3. Разработаны и реализованы критерии отбора для реконструкции событий рождения  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в ГНР.

**Автор защищает**

1. Новые данные по передаче спина от поляризованных мюонов к  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонам в глубоко-неупругом мюон-нуклонном рассеянии в эксперименте COMPASS.

2. Новые данные по  $x$  и  $x_F$  зависимостям продольной передача спина.
3. Программу моделирования событий глубоко-неупругого мюон-нуклонного рассеяния на установке COMPASS.

**Апробация работы** Результаты диссертации докладывались автором на научных семинарах ЛФВЭ (ОИЯИ), рабочих совещаниях коллаборации COMPASS, международном XIX семинаре проблем физики высоких энергий им. Балдина (сентябрь 2008, Дубна), международных конференциях SPIN 2004 (10 - 16 октября 2004 Триест, Италия) [5], SPIN 2005 (3 - 7 августа 2005, Прага, Чешская Республика), BEACH 2010 (21-26 июня 2010, Перуджа, Италия) [8].

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах: “Измерение продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны в поляризованном мюонном ГНР” [7], “Эксперимент COMPASS в ЦЕРН” [1], “Геометрическая реконструкция событий в эксперименте COMPASS” [6] и “Измерение поляризации глюонов в нуклоне с использованием квази-реального фоторождения адронных пар с высоким поперечным импульсом” [9].

**Структура и объем диссертации** Диссертация состоит из 4-х глав (“Введение”, “Эксперимент COMPASS”, “Анализ данных”, “Заклучения и выводы”), и 3-х приложений.

### Содержание диссертации

**В первой главе** кратко излагается формализм глубоко-неупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклоне. Дается краткий обзор современных представлений о спиновой структуре нуклона и рассматривается возможность наличия поляризованной странности в нуклоне. Обсуждаются физические задачи, которые могут быть решены при изучении поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов, рожденных в глубоко-неупругих взаимодействиях.

Исследование поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в ГНР важно для понимания структуры нуклона, механизмов рождения гиперонов и спиновой структуры гиперонов. В частности это может предоставить ценную информацию о неполяризованном распределении странных кварков  $s(x)$  и  $\bar{s}(x)$  в нуклоне. В этой работе представлены измерения продольной поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов рожденных в глубоко-неупругом рассеянии (ГНР) поляризованных мюонов на неполяризованной изоскалярной мишени.

В партонной модели поляризованный лептон взаимодействует с кварком, имеющим определенную ориентацию спина. После поглощения жесткого виртуального фотона оставшаяся система состоит из рассеянного кварка и остатка мишени, оба из которых являются поляризованными. Во вре-

мя адронизации, часть поляризации рассеянного кварка или остатка мишени передаются рожденному гиперону. Поэтому, величина поляризации гиперона будет зависеть от динамики спина в адронизации не только рассеянных кварков, но также остатка мишени. Для кинематических условий эксперимента COMPASS роль этих эффектов была рассмотрена в [17]. Оказалось, что даже в области фрагментации тока передача спина от поляризованного остатка мишени в  $\Lambda$  гипероны является существенной. Ситуация отлична для передачи спина в  $\bar{\Lambda}$ . Недавний анализ [18] показывает, что при энергиях эксперимента COMPASS поляризация  $\bar{\Lambda}$  определяется в основном передачей спина от  $\bar{s}$  кварка, и следовательно чувствительна к  $\bar{s}(x)$  распределению в нуклоне.

**Во второй главе** представлено общее описание спектрометра COMPASS. Основная задача эксперимента – изучение спиновой структуры нуклона в реакциях рассеяния поляризованного пучка мюонов с энергией 160 ГэВ на поляризованной мишени.

Эксперимент проводился на выведенном мюонном канале M2 ускорителя SPS в CERN. Мюоны рождались в процессах распада пионов и каонов, которые, в свою очередь, являлись продуктом взаимодействия пучка протонов с первичной бериллиевой мишенью. Поляризованная мишень установлена внутри сверхпроводящего соленоида. Она представляет собой два цилиндра, каждый длиной 60 см и диаметром 3 см. Цилиндры расположены вдоль оси пучка на расстоянии 10 см друг от друга. Материал мишени –  ${}^6\text{LiD}$ . Для получения поляризации ядер использовался метод динамического охлаждения [31]. Средняя поляризация мишени составляла 0,50.

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 ( $\mu'$ ).

В зависимости от расстояния до мишени и положения по отношению к пучку, используются различные типы координатных детекторов. Так, для восстановления треков в области пучка, по обе стороны от мишени, используются детекторы, собранные на основе сцинтилляционных волокон SciFi. Дополнительно к ним, в области до мишени, установлены кремниевые микростриповые детекторы.

По мере удаления от оси пучка интенсивность потока частиц уменьшается, что позволяет использовать микроструктурные газовые камеры.

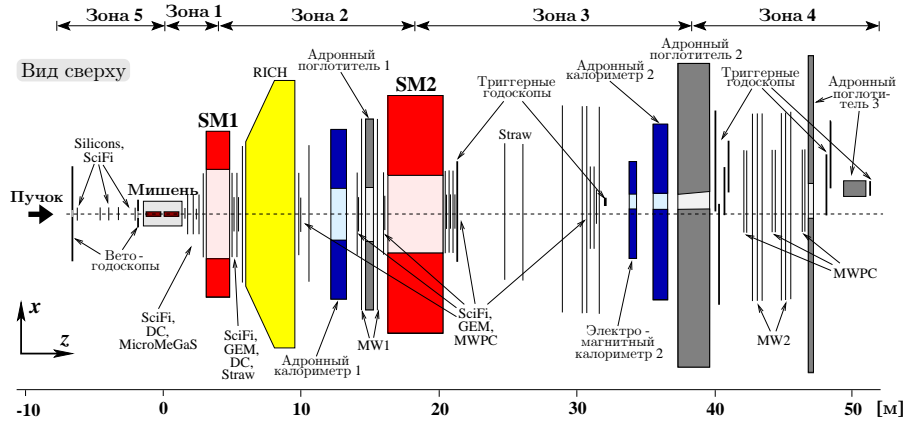


Рис. 1: Схематический вид установки COMPASS в конфигурации 2003 года. Трековые детекторы представлены на рисунке тонкими вертикальными линиями.

Этот тип координатных детекторов в эксперименте представлен 3-мя станциями MICROMEGAS (MICRO-MESH-Gaseous Structure), установленных между мишенью и SM1, и 10-ю станциями GEM (Gas Electron Multiplier, газовый электронный умножитель), расположенными вдоль пучка от SM1. Регистрация частиц в области больших углов рассеяния осуществляется многопроволочными пропорциональными и дрейфовыми камерами. Основная нагрузка по восстановлению траекторий мягких адронов, отклоненных SM1 на большие углы, лежит на “straw”-камерах. Одна из станций “straw” расположена непосредственно за SM1, где она работает в связке с многослойными дрейфовыми камерами, имеющими меньшие размеры.

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 включает в себя два адронных калориметра. 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 “Tagocci”-камер) 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, 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 спектрометре установлен детектор черенковского излучения RICH, который производит идентификацию адронов в диапазоне импульсов 3–50 ГэВ/с. Он играет важную роль в физической программе эксперимента.

Во второй части этой главы описана программа Монте-Карло моделирования установки COMPASS COMGEANT [39].

Аналитический учет неэффективностей детектора и программы реконструкции и идентификации частиц, рожденных в установке, является чрезвычайно сложной и практически нерешаемой задачей. Вместо этого в физике высоких энергий уже стало стандартным использование моделирования физических процессов в установке, вместе с откликом детектора. При этом, при анализе экспериментальных данных с моделированными событиями обходятся точно также как с данными, т.е. к ним применяются программа реконструкции и идентификации, накладываются критерии качества и т.д. в полной аналогии с реальными данными. Чем более тщательным является процесс моделирования событий в установке вместе с откликом всех поддетекторов, тем меньшая систематическая ошибка вносится в анализ экспериментальных данных.

На рис. 2 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования мюонных взаимодействий в установке COMPASS.

Для получения спектра налетающих мюонов пучка и гало, характеристики извлекаются из данных специально набранных с использованием случайного триггера. В случае пучковых мюонов треки восстанавливаются в SciFi, кремниевых микростриповых детекторах и сцинтилляционных детекторах станции определения импульса пучка. Характеристики ближнего гало пучка извлекаются из треков гало, реконструированных в спектрометре. Для частиц дальнего гало, находящихся за аксептансом магнитных спектрометров импульс присваивается используя параметризацию полученную из Монте-Карло моделирования канала пучка.

Программа Монте-Карло моделирования эксперимента COMPASS основана на генераторах LEPTO 6.5.1 [32], AROMA [33] и PYTHIA [34] Про-



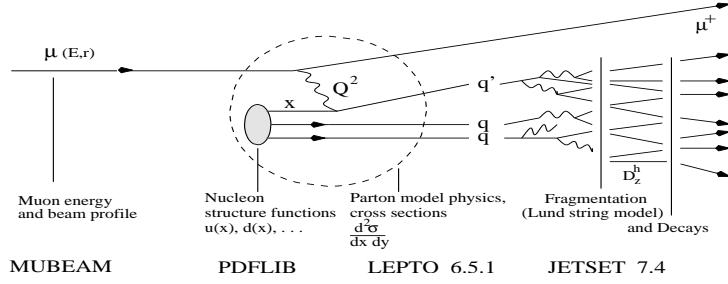


Рис. 2: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования взаимодействий ГНР на установке COMPASS.

грамма полностью моделирует событие, используя энергетический спектр налетающих мюонов. Адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполнена в рамках струнной модели Lund [35] с помощью программы JETSET 7.4 [36]. Функции плотности партонов в нуклоне необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. Мы использовали GRV98 и CTEQ5L параметризации из пакета PDFLIB [37]. Также возможно использование функций плотности партонов из библиотеки LHAPDF [38].

События ГНР, смоделированные с помощью генератора, пропускаются через основанную на библиотеке GEANT3.21 [40] программу моделирования отклика детектора COMPASS, при этом выполняется трассировка вторичных частиц через установку, моделируются их взаимодействия и распады, а так же отклик различных частей установки. Затем используется та же самая процедура реконструкции событий как и для экспериментальных событий.

Настройка нескольких параметров LEPTO (JETSET) была выполнена для обеспечения лучшего согласия между данными и MC.

На рис. 3 показан поток данных для случая моделирования событий программой SOMGEANT. Программа использует внешние генераторы (LEPTO, PYTHIA и т.д.) для описания процессов взаимодействия. События мюон-нуклонного рассеяния разыгрываются в объеме мишени, после чего SOMGEANT проводит трассировку частиц через установку с имитацией отклика детекторов. Выходной файл пишется в формате ZEBRA [41] и подается на вход программы реконструкции CORAL [42]. Реконструкция и физический анализ проводятся в той же последовательности, как и в случае с экспериментальными данными. Моделирование установки играет важную роль, так как любой физический анализ в той или иной степени нуждается в поправках на акцептанс, оценке систематики и т.д. Поэтому

значительное количество усилий коллаборации было затрачено на получение реалистичного описания спектрометра.

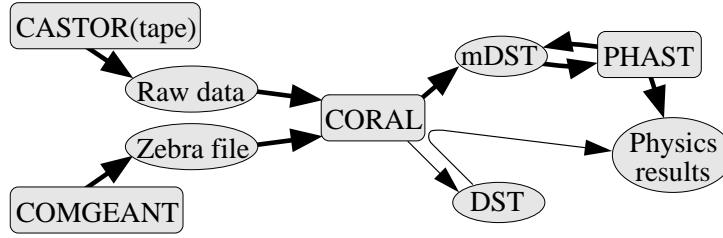


Рис. 3: Последовательность прохождения данных через программные средства COMPASS.

Программа Монте-Карло моделирования COMGEANT использовалась на начальной стадии подготовки эксперимента для оптимизации детектора. В дальнейшем с ее помощью отлаживались различные алгоритмы реконструкции событий в детекторе COMPASS [1], в частности методики нахождения и фитирования треков и вершин [6], алгоритмы идентификации частиц в детекторе RICH, нахождения и фитирования кластеров в калориметрах.

При проведении физического анализа данных эксперимента COMPASS Монте-Карло моделирование также интенсивно используется, например для оптимизации отбора событий [14], определения влияния фона и ошибочной идентификации на результаты [11, 13], исследования разрешения (и бин-бин миграции) установки по различным параметрам [10, 11, 12, 14], определения акцептанса установки для различных процессов [7, 11], параметризации анализирующей способности для извлечения  $\Delta G$  из асимметрий рождения адронных пар и очарованных мезонов [9, 15].

Одной из основных задач эксперимента COMPASS является определение вклада глюонов  $\Delta G$  в спин нуклона. Одной из возможностей определения  $\Delta G$  является измерение спиновых асимметрий выходов событий с парами адронов с большими  $p_T$  [9]. На Рис. 4 приведено сравнение между смоделированными и реальными данными для событий с большим  $p_T$  для трех переменных:  $Q^2$ , полного и поперечного импульсов адрона с наибольшим  $p_T$ . Нижняя часть рисунков показывает отношение Данные/Монте-Карло, как можно увидеть наблюдается удовлетворительное согласие в широких диапазонах значений  $p_T$ ,  $p$  и  $Q^2$ .

В третьей части главы описана процедура реконструкции событий глубоко-неупругого рассеяния на установке COMPASS. Рассмотрен алгоритм

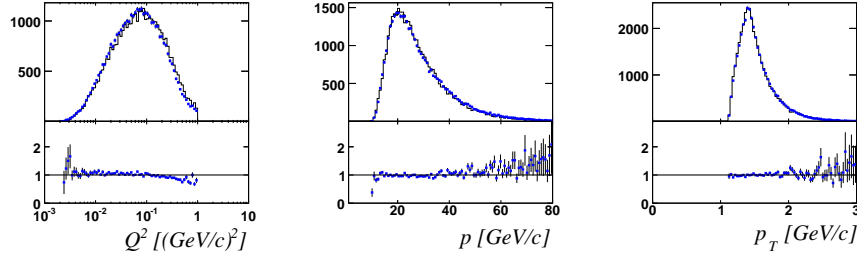


Рис. 4: Сравнение между экспериментальными данными (квадраты) и МС (гистограмма) для  $Q^2$  и для полного (поперечного) импульса  $p$  ( $p_T$ ) адрона с наибольшим  $p_T$ . Нижняя часть рисунков показывает отношение Данные/Монте-Карло [9].

восстановления заряженных треков и алгоритм нахождения вершины первичного взаимодействия. Приводятся результаты расчета пространственной точности реконструированных объектов и оценка эффективности алгоритмов.

В задачу программы реконструкции 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.

Оценка эффективности восстановления треков проводилась с помощью программы Монте-Карло моделирования COMGEANT [39]. 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 аксептансом. В качестве условия восстанавливаемости примем требование о наличии в зоне как минимум 2-х кластеров в любых 2-х проекциях детекторов. Полученные в результате аксептанс и эффективность реконструкции показаны на рис. 5.

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

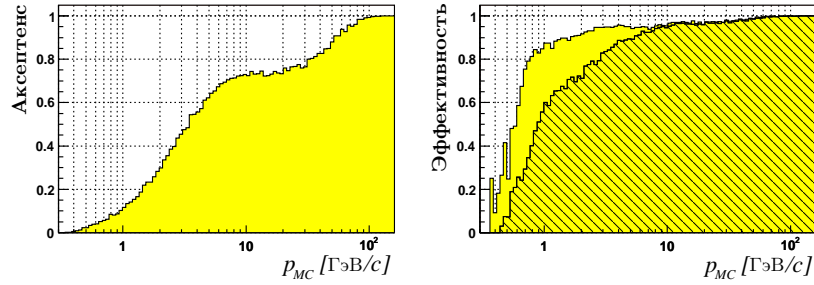


Рис. 5: Зависимость акцептанса установки (*слева*) и эффективности (*справа*) процедуры реконструкции треков от импульса частиц. *Закрашенная* гистограмма эффективности соответствует случаю, когда на вход программы трекинга подаются уже правильные наборы кластеров. *Заштрихованная* соответствует стандартной процедуре с полным перебором всех кластеров.

результатах.

Мишень установлена внутри сверхпроводящего соленоида (данная мишень использовалась ранее в эксперименте SMC [31]). Соленоид создает магнитное поле 2,5 Т вдоль оси пучка. Угловая апертура магнита (угол под которым виден спектрометр из дальней точки мишени) составляет  $\pm 70$  мрад. Мишень представляет собой два цилиндра, каждый длиной 60 см и диаметром 3 см, расположенных на расстоянии 10 см друг от друга. В качестве рабочего материала мишени использовался  ${}^6\text{LiD}$ . Он содержится в виде гранул, упакованных в цилиндрическую форму, и заполняет 51% объема цилиндров. Оставшийся объем приходится в основном на охлаждающую смесь  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ . Вид сбоку на мишень показан на рис. 6.

На рис. 7 (справа) представлено распределение положения первичной вершины вдоль оси  $z$ , рассчитанное для событий глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) [10]. 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.

Вторичные вершины реконструируются внутри мишени и на расстоянии нескольких метров вниз по пучку от мишени, таким образом наблюдаются распады  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в заряженных модах. Распад нейтральной частицы на две заряженных частицы выглядит в детекторе в виде латинской буквы  $V$ , и поэтому называется событием  $V^0$ -типа.  $V^0$  вершины ищутся перебором пар треков с противоположным зарядом, не принимая во внимание возможную ассоциацию трека с первичной вершиной. Наиболее

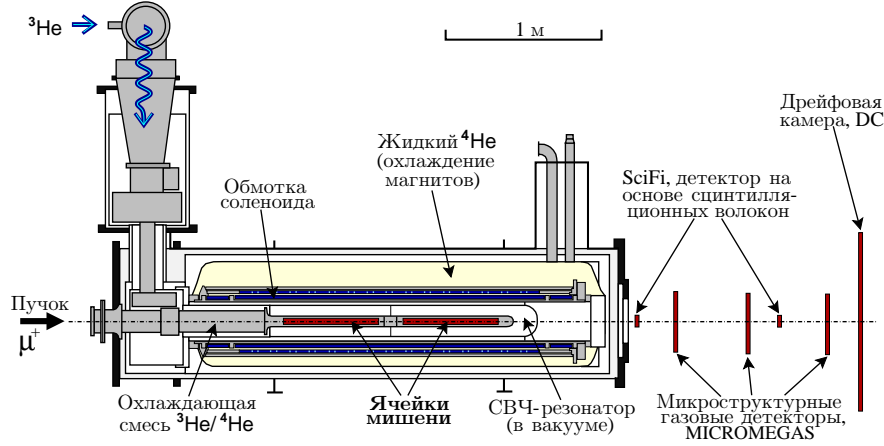


Рис. 6: Схематический вид сбоку на поляризованную мишень [31]. Справа от мишени показаны координатные детекторы 1-ой зоны (см. Рис. 1).

вероятная позиция вершины, параметры треков в вершине и соответствующие матрицы ошибок вычисляются используя технику фильтра Кальмана. Наша задача - идентифицировать распады  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$  усложняется тем, что похожей сигнатурой обладает распад  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , а также конверсия фотона в кулоновском поле ядра ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Для распадов, происходящих за пределами мишени разрешение по эффективной массе  $K_S^0$  равно  $6.0 \text{ МэВ}/c^2$ , и  $2.2 \text{ МэВ}/c^2$  для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ .

**В третьей главе** представлен анализ экспериментальных данных. В ней рассматривается отбор ГНР событий и излагается метод определения поляризации  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов.

Данные, используемые в настоящем анализе, были набраны во время сеансов 2003-2004 годов. Продольно поляризованный мюонный пучок имел среднюю поляризацию  $P_b = -0.76 \pm 0.04$  в 2003 году и  $P_b = -0.80 \pm 0.04$  в 2004 г.

Данные от обеих продольных ориентаций спина мишени регистрируемый одновременно и были усреднены в настоящем анализе. Число событий с  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  гиперонами для каждой ориентации спина мишени одинаково с точностью в пределах 1%.

Отбор событий требует восстановленной вершины взаимодействия, определенной налетающим и рассеянным мюоном и расположенной внутри ячеек мишени. События ГНР были выбраны ограничениями на виртуальность фотона ( $Q^2 > 1 \text{ (ГэВ}/c^2)$ ) и на долю энергии виртуального фотона (0.2

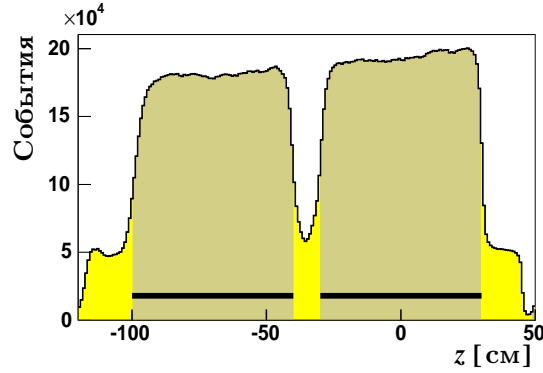


Рис. 7: Распределение положения первичной вершины вдоль оси  $z$ , рассчитанное для ГНР [10] событий.

$< y < 0.9$ ). Набор данных состоит из  $8.67 \cdot 10^7$  события ГНР в 2003 г. и  $22.5 \cdot 10^7$  событий ГНР в 2004 г.

$\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны идентифицировались по их распадами в  $p\pi^-$  и  $\bar{p}\pi^+$ . Также анализировались распады  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  для оценки систематических эффектов. События с  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  и  $K_S^0$  распадами отбирались по требованию, чтобы два трека адронов формировали вторичную вершину.

Чтобы подавить фоновые события, вторичная вершина обязана быть в пределах продольной области длиной 105 см, которая начинается в 5 см за концом мишени по направлению пучка. Угол  $\theta_{coll}$  между импульсом гиперона и линией, соединяющей первичную и вторичную вершины, должен быть  $\theta_{coll} < 0.01$  рад. Это требование выбирает события с правильным направлением вектора импульса гиперона относительно первичной вершины, что приводит к подавлению комбинаторного фона. Ограничение на поперечный импульс  $p_t$  продуктов распада относительно направления гиперона  $p_t > 23$  МэВ/с применялось, чтобы исключить  $e^+e^-$  пары от конверсий  $\gamma$  квантов. Только частицы с импульсами, большими чем 1 ГэВ/с, были выбраны для обеспечения оптимальной эффективности реконструкции.

Распределения по инвариантной массе  $p\pi^-$  и  $\bar{p}\pi^+$  с пиками  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  показаны в рис. 8 для данных сеанса 2004 г.

Главные источники фона - события от  $K_S^0$  распадов и комбинаторный фон. Чтобы минимизировать влияние фон каонов, угловой интервал был ограничен  $-1 < \cos\theta < 0.6$  (подобное сокращение было введено в анализе данных STAR [27]). Это ограничение приводит к уменьшению сигнала от  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  на  $\sim 10\%$ .

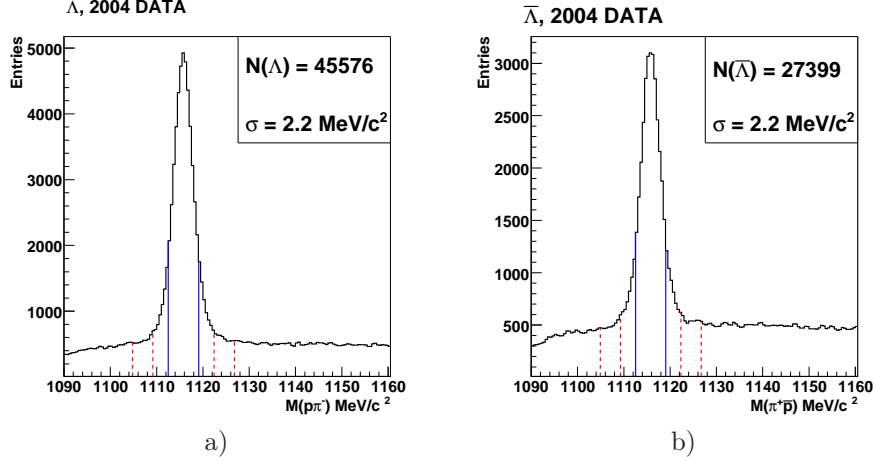


Рис. 8: Распределение по инвариантной массе для  $p\pi^-$  (а) и  $\bar{p}\pi^+$  (б) гипотезы для данных 2004 г. Сплошные линии показывают зону сигнала  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ , штриховые линии показывают боковые полосы, используемые для определения области фона.

Общее количество событий после выполнения всех условий отбора составило  $N(\Lambda) = 69500 \pm 360$ ,  $N(\bar{\Lambda}) = 41600 \pm 310$  и  $N(K_S^0) = 496000 \pm 830$ . Большое количество событий с  $\bar{\Lambda}$  является уникальной особенностью эксперимента COMPASS.

Во второй части этой главы приводится сравнение распределений  $\Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  по кинематическим переменным в данных и Монте-Карло.

Распределения экспериментальных и МС событий для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ , удовлетворяющие условиям отбора, показаны в Рис. 9, как функции различных кинематических переменных для сеанса 2004 г. Для данных сеанса 2003 г. распределения подобны. Оба экспериментальные и распределения МС нормализованы на общее количество событий.

Акцептанс спектрометра COMPASS отбирает  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  преимущественно в области фрагментации тока. Для этого анализа мы использовали  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  события в интервале  $0.05 < x_F < 0.5$  со средним  $\bar{x}_F = 0.22$  (0.20). В отличие от других эксперименты по ГНР[22, 23, 24, 25], наши данные покрывают большую область по переменной Бьеркена  $x$  ( $\bar{x} = 0.03$ ) распространяющуюся на значения  $x$  столь низкие как  $x = 0.005$ . Средняя доля энергии  $\Lambda$   $\bar{z} = 0.27$ , средние  $y$  и  $Q^2$  0.46 и 3.7 (ГэВ/с)<sup>2</sup>, соответственно.

Распределения кинематических переменных для  $\bar{\Lambda}$  рожденных в ГНР

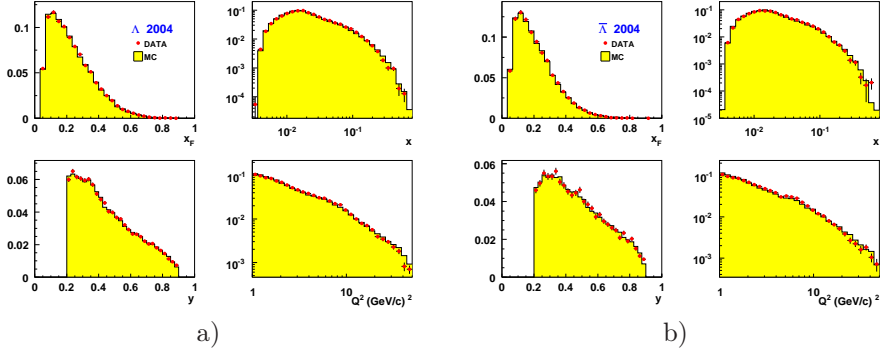


Рис. 9: Сравнение между экспериментальными данными (кружки) и МС (гистограммы)  $x_F, x, y$  и  $Q^2$  распределений для  $\Lambda$  (а) и  $\bar{\Lambda}$  (б) гиперонов. Данные 2004 г.

отличаются от распределений для  $\Lambda$ , так как рождение  $\bar{\Lambda}$  подавлено в области фрагментации мишени. Однако, в области фрагментации тока  $\bar{\Lambda}$  имеют фактически те же самые кинематические распределения как и  $\Lambda$  (см. Рис. 9).

Заштрихованные гистограммы на Рис. 9 показывают такие же распределения для событий МС. Программа Монте-Карло моделирования эксперимента COMPASS основана на генераторе LEPTO 6.5.1 [32], события ГНР смоделированные с помощью LEPTO пропускаются через основанную на библиотеке GEANT программу моделирования отклика детектора COMPASS и затем используется та же самая процедура реконструкции событий как и для экспериментальных событий. Настройка нескольких параметров LEPTO (JETSET) была выполнена для обеспечения лучшего согласия между данными и МС.

В третьей части главы описывается процедура определения поляризации и приводятся результаты измерения поляризации и передачи спина.

Поправленное на аксептанс угловое распределение протонов распада (антипротонов) в системе покоя  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) имеет вид

$$\frac{1}{N_{tot}} \cdot \frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{1}{2} \cdot (1 + \alpha P_L \cos \theta). \quad (1)$$

Здесь,  $N_{tot}$  - поправленное на аксептанс общее количество  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ), продольная поляризация  $P_L$  является проекцией вектора поляризации на вектор импульса виртуального фотона,  $\alpha = +(-)0.642 \pm 0.013$  - параметр распада  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ),  $\theta$  угол между направлением протона распада для  $\Lambda$  (анти-



протона - для  $\bar{\Lambda}$ , положительного  $\pi$  - для  $K_S^0$ ) и соответствующей осью. Поправка на аксептанс была определена, используя МС моделирование для распадов неполяризованных  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ . Угловая зависимость аксептанса является весьма гладкой, аксептанс падает в 1.2-1.3 раза в используемом угловом интервале.

Для определения угловых распределений  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  используется метод вычитания боковых полос. События с инвариантной массой в пределах  $\pm 1.5 \sigma$  от среднего значения массы  $\Lambda$  ( $\bar{\Lambda}$ ) используются как сигнал. Фоновые области выбраны с левой и правой сторон от пика инвариантной массы. Каждая зона имеет ширину  $2 \sigma$  и начинается на расстоянии  $3 \sigma$  от центрального значения пика. Зоны сигнала, так же как фоновые области, показаны на Рис. 8. Угловые распределения  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  определяются, вычитая усредненное угловое распределение событий в боковых полосах из угловое распределения в сигнальной области.

Рис. 10 показывает поправленное на аксептанс угловое распределение  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  для событий из сеанса 2004. События сеанса 2003г. имеют подобные угловые распределения.

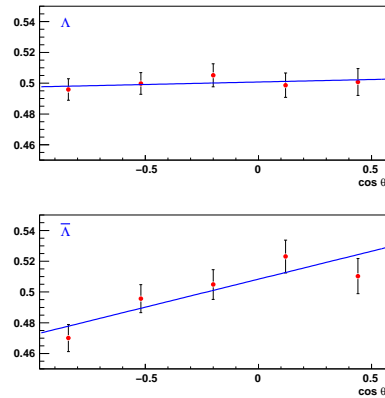


Рис. 10: Нормированное угловое распределение, поправленное на аксептанс, для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ , все события 2004 г. Сплошная линия - результат линейного фита по ур.(1).

Коэффициент передачи спина  $D_{LL'}^{\Lambda}$  описывает вероятность что поляризация провзаимодействовавшего с виртуальным фотоном кварка вдоль первичной оси квантования  $L$  передается  $\Lambda$  гиперону вдоль вторичной оси квантования  $L'$ . В нашем случае первичная и вторичная ось одна и та же,

$L = L'$ , и совпадает с импульсом виртуального фотона.

Продольная передача спина связывает продольную поляризацию гиперона  $P_L$  с поляризацией налетающего лептонного пучка  $P_b$ :

$$P_L = D_{LL}^\Lambda \cdot P_b \cdot D(y). \quad (2)$$

Продольная поляризация  $P_L$  определена с помощью фитирования углового распределения (1). Коэффициент деполяризации фотона  $D(y)$  вычисляется как:

$$D(y) = \frac{1 - (1 - y)^2}{1 + (1 - y)^2}. \quad (3)$$

Чтобы оценить передачу спина, произведение  $P_b \cdot D(y)$  вычислялось для каждого события, прошедшего критерии отбора. Поляризация пучка  $P_b$  параметризована как функция импульса налетающего мюона[1].  $P_b \cdot D(y)$  определялось вычитанием усредненного распределения событий бокового интервала из распределения событий в сигнальной области, отмеченной сплошными линиями на Рис. 8. Среднее значение распределения  $P_b \cdot D(y)$  использовалось для вычисления  $D_{LL}^\Lambda$  согласно уравнению (2).

Взвешенные средние значения передачи спина для данных 2003 и 2004 гг.:

$$D_{LL}^\Lambda = -0.012 \pm 0.047(stat) \pm 0.024(syst), \bar{x}_F = 0.22, \quad (4)$$

$$D_{LL}^{\bar{\Lambda}} = 0.249 \pm 0.056(stat) \pm 0.049(syst), \bar{x}_F = 0.20. \quad (5)$$

Систематические ошибки происходят главным образом из-за неопределенности поправки акцептанса, которая определяется при помощи Монте-Карло моделирования. Присутствие возможных систематических эффектов было проверено путем изучения физического процесса распада  $K_S^0$ , в котором не должно быть поляризационных эффектов. Была также проверена стабильность результата при изменениях условия отбора. Продольная передача спина в  $K_S^0$ , оказалась равна  $D_{LL}^{K_S^0} = 0.016 \pm 0.010$ . Некоторый систематический эффект  $\delta(\theta)$  появляется из-за вариации ограничения на  $\cos \theta$ . Неопределенность  $\delta(ss)$  в методе вычитания боковых интервалов была оценена, изменяя ширину центральной зоны из Рис. 8. Относительная ошибка в значении поляризация пучка равна 0.05.

Зависимость передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  от переменной Бьеркена  $x$  приведена на Рис. 11. Эта зависимость различна для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ . Передачи спина в  $\Lambda$  мала и совместима с нулем во всем  $x$  диапазоне, в то время как передача спина в  $\bar{\Lambda}$  велика и достигает значений  $D_{LL}^{\bar{\Lambda}} = 0.4 - 0.5$ . Подобная разница между передачей спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  наблюдается и в  $x_F$  зависимости (Рис. 12). Передача спина в  $\bar{\Lambda}$  имеет тенденцию увеличиваться с  $x_F$ , в то время

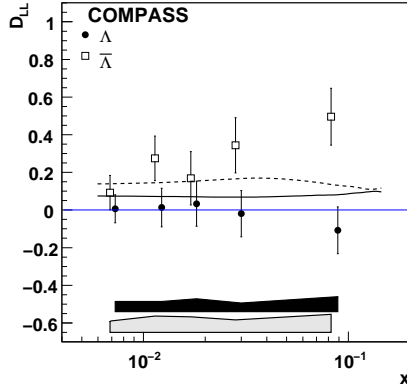


Рис. 11:  $x$  зависимость продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ . Сплошная линия соответствует к теоретическим вычислениям [18] (Модель В, SU(6), STEQ5L) для  $\Lambda$  и штриховая линия для передачи спина в  $\bar{\Lambda}$ . Заштрихованные зоны показывают размер соответствующей систематической ошибки.

как коэффициент передачи спина для  $\Lambda$  не показывает существенной  $x_F$  зависимости. На Рис. 13 показана  $x_F$  зависимость передачи спина в  $\Lambda$  (а) и в  $\bar{\Lambda}$  (б), измеренная в COMPASS и в других экспериментах.

Наш результат  $D_{LL}^{\Lambda} = -0.012 \pm 0.047 \pm 0.024$  при  $\langle z \rangle = 0.29$  по передаче спина в  $\Lambda$  согласуется с данными NOMAD и HERMES, указывая на малую передачу спина в  $\Lambda$ . Статистика COMPASS по  $\bar{\Lambda}$  выше и дает возможность сделать вывод о существенной передаче спина в  $\bar{\Lambda}$ .

В последнем разделе третьей главы приводится сравнение с теоретическими предсказаниями.

Рассмотрим партонную модель в лидирующем порядке (ЛП), где передача спина в  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  рожденные на неполяризованной мишени поляризованными лептонами может быть представлена как (см. например [29]):

$$D_{LL}^{\Lambda}(x, z) \approx \frac{1}{9} \frac{s(x) \Delta D_s^{\Lambda}(z)}{\sum_q e_q^2 q(x) D_q^{\Lambda}(z)}, \quad (6)$$

$$D_{LL}^{\bar{\Lambda}}(x, z) \approx \frac{1}{9} \frac{\bar{s}(x) \Delta D_s^{\bar{\Lambda}}(z)}{\sum_q e_q^2 q(x) D_q^{\bar{\Lambda}}(z)}. \quad (7)$$

Здесь  $e_q$  заряд кварка,  $q(x)$  неполяризованная функция распределения

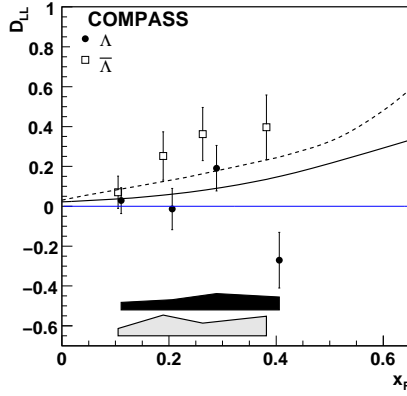


Рис. 12:  $x_F$  зависимость продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ . Сплошная линия соответствует теоретическим вычислениям [18] (Модель В, SU(6), STEQ5L) для  $\Lambda$  и штриховая линия для передачи спина в  $\bar{\Lambda}$ . Заштрихованные зоны показывают размер соответствующие систематические ошибки.

кварка,  $D_q^{\Lambda(\bar{\Lambda})}(z)$  и  $\Delta D_q^{\Lambda(\bar{\Lambda})}(z)$  неполяризованные и поляризованные функции фрагментации кварка.

Из (6)-(7) видно, что передача спина от поляризованного лептона в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  должна быть различной, даже если  $s(x) = \bar{s}(x)$ . Причина этого в том, что знаменатели из (6) и (7) пропорциональны сечению рождения  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ . Из-за совместного эффекта доминирования  $u$ -кварка и преимущественной фрагментации  $u$ -кварка в  $\Lambda$ , в противоположность к  $\bar{\Lambda}$ , сечение для  $\Lambda$  ожидается быть большим. Это ожидание подтверждено измеренными выходами  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ , а именно набор представленных данных содержит 70000  $\Lambda$  и 42000  $\bar{\Lambda}$ . Поэтому можно ожидать меньшую передачу спина в  $\Lambda$ , чем в  $\bar{\Lambda}$ .

Это заключение партонной модели в ЛП было подтверждено вычислениями [18](см. Рис. 11, 12). Модель основана на LEPTO [32] MC генераторе событий ГНР, в котором независимая фрагментация заменена адронизацией струны сформированной из провзаимодействовавшего кварка и остатка мишени. Все вклады, включая вклад от остатка мишени и от распадов тяжелых гиперонов были приняты во внимание.

Рис. 11, 12 показывают, что, действительно, вычисления по модели [18] приводят к большей передаче спина в  $\bar{\Lambda}$ , чем в  $\Lambda$ . Та же самая тенденция

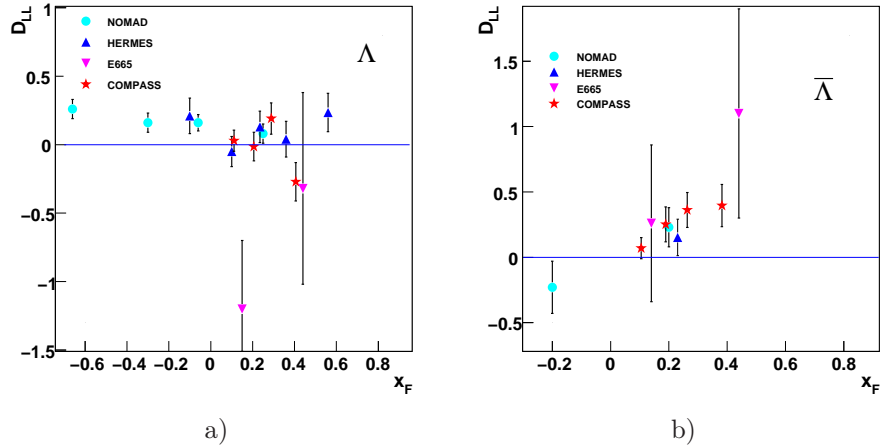


Рис. 13:  $x_F$  зависимость продольной передачи спина в  $\Lambda$  (a) и  $\bar{\Lambda}$  (b) для COMPASS (звезды) и других экспериментов [22, 23, 24, 26] (данные NOMAD - круги, E665 - перевернутые треугольники, HERMES - треугольники).

была найдена в недавнем вычислении [30].

Другое указание партонной модели (6)-(7) состоит в том, что вклад от странных кварков (антикварков) являются существенными для передачи спина в  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ . Это наблюдение также подтверждено результатами [18].

В Рис. 14 представлена степень чувствительности к распределениям странных кварков на основе сравнения результатов, полученных с использованием партонных распределений CTEQ5L [43] (сплошная линия) и GRV98LO [44] (штриховая линия).

Набор GRV98LO выбран из-за его предположения, что в нуклоне нет пертурбативной внутренней странности и странное море имеет чисто пертурбативное происхождение. В анализе группы CTEQ количество внутренней странности нуклона фиксируется по димьюонным данным экспериментов CCFR [45] и NuTeV [46]. В результате распределение  $s(x)$  в CTEQ5L больше чем в GRV98LO приблизительно в два раза в области  $x = 0.001 - 0.01$ .

Результаты на Рис. 14 показывают, что данные по  $\Lambda$  не способны различить между разными партонными распределениями странных кварков, так как передача спина в  $\Lambda$  мала. Для  $\bar{\Lambda}$  гиперонов использование набора CTEQ5L приводит к предсказанию, которое почти вдвое больше, чем с GRV98LO и намного ближе к данным. Это поведение отражает разность в

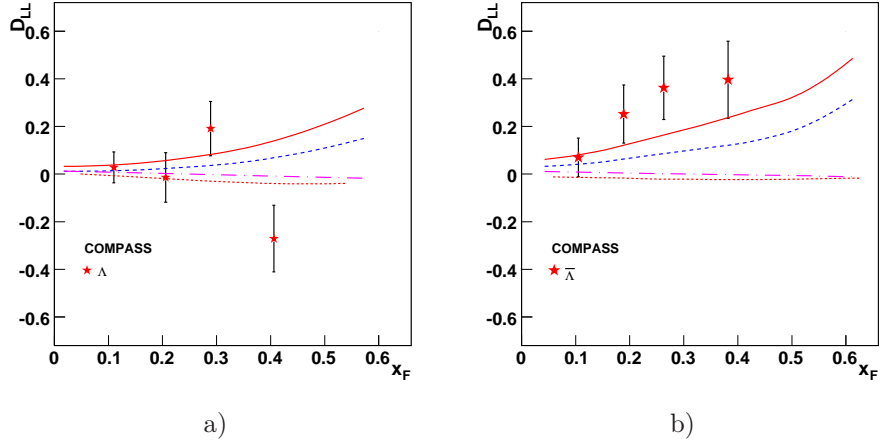


Рис. 14:  $x_F$  зависимости продольной передачи спина в  $\Lambda$  (а) и  $\bar{\Lambda}$  (б) вычисленные в [18] (модель В) для партонных распределений GRV98LO (штриховые линии), распределений STEQ5L (сплошные линии) и для STEQ5L без передачи спина от  $s$ -кварков (штрих-пунктир). Используется SU(6) модель для спиновой структуры  $\Lambda$ . Пунктиры соответствуют вычислениям для STEQ5L без передачи спина от  $s$ -кварк в VJ-модели [28] спиновой структуры  $\Lambda$ .

распределениях  $\bar{s}$ -кварка.

Если полностью выключить передачу спина от  $s(\bar{s})$  кварков, то передача спина в  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  фактически обращается в ноль (штрих-пунктирная линия). Эта особенность не зависит от модели спиновой структуры  $\Lambda$ . Вычисления в VJ-модели [28], где передача спина от  $u$ -и  $d$ -кварков (антикварков) возможна, демонстрирует то же самое отсутствие передачи спина к гиперону без вклада от  $s(\bar{s})$  кварков (штриховая линия).

В настоящее время получение информации о распределениях странных кварков  $s(x)$  и  $\bar{s}(x)$  непосредственно доступно только по измерениям димьюнных событий в нейтринном и антинейтринном ГНР [46], выполненных на довольно малой статистике, не превышающей 20 000 событий. Передача спина в  $\bar{\Lambda}$  может обеспечить дополнительную экспериментальную информацию для определения распределений странных антикварков в нуклоне.

**Основные результаты можно сформулировать следующим образом:**

1. Определен коэффициент продольной передачи спина от поляризо-

ванных мюонов в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гипероны. Представленные данные являются наиболее точными измерениями продольной передачи спина в  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в ГНР в настоящее время. Оказалось, что передача спина в  $\Lambda$  мала, с  $D_{LL}^{\Lambda} = -0.012 \pm 0.047 \pm 0.024$  при  $\bar{x}_F = 0.22$ . Обнаружена значительная передача спина в  $\bar{\Lambda}$  -  $D_{LL}^{\bar{\Lambda}} = 0.249 \pm 0.056 \pm 0.049$  при  $\bar{x}_F = 0.20$ . Эти величины находятся в согласии с результатами предыдущих измерений [22, 23, 24, 25], но для  $\bar{\Lambda}$  наше измерение имеет наилучшую статистическую ошибку.

2. Измерены  $x$  и  $x_F$  зависимости продольной передачи спина, которые оказались различными для  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов. Передача спина в  $\Lambda$  является малой, сравнимой с нулем величиной, во всем диапазоне измеряемых кинематических переменных. Продольная передача спина в  $\bar{\Lambda}$  увеличивается с  $x_F$ , достигая значений  $D_{LL}^{\bar{\Lambda}} = 0.4 - 0.5$ .
3. Сравнение с теорией показывает, что передача спина в  $\bar{\Lambda}$  гипероны, существенно зависит от распределения странного антикварка  $\bar{s}(x)$ , точные измерения передачи спина в  $\bar{\Lambda}$  дадут важную информацию о распределении странного антикварка  $\bar{s}(x)$  в нуклоне.
4. Разработаны и оптимизированы программы моделирования событий глубоко-неупругого мюон-нуклонного рассеяния на установке COMPASS. Выполнена проверка эффективности регистрации событий отдельными детекторами спектрометра COMPASS. Подобрано правильное описание различных триггеров установки. Получено правильное описание основных характеристик инклюзивного ГНР мюонов.
5. Разработаны и реализованы критерии отбора для моделирования и реконструкции событий рождения  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в ГНР на установке COMPASS. Обработаны данные сеансов 2003 и 2004 г. Получена лучшая мировая статистика по  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  в настоящее время. Измерены основные характеристики рождения  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  гиперонов в ГНР. Получено хорошее согласие между экспериментальными данными и данными моделирования.

## Список литературы

- [1] P. Abbon et al. [COMPASS Collaboration], The COMPASS Experiment at CERN Nucl. Instrum. Meth. A **577**, 455 (2007).

- [2] V. Y. Aleksakhin *et al.*, Study of Lambda hyperon polarization in the COMPASS experiment, Phys. Atom. Nucl. **62** (1999) 2013 [Yad. Fiz. **62** (1999) 2182].
- [3] V.Yu. Aleksakhin for the COMPASS collaboration. Possibilities of COMPASS spectrometer for the Lambda hyperons polarisation measurements, Acta Phys. Polon. B **33** (2002) 3809.
- [4] V.Yu. Alexakhin for the COMPASS collaboration,  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  hyperons production by polarised muons at COMPASS, Proceedings of the 11th International Workshop on Deep Inelastic Scattering DIS 2003, St. Petersburg, Russia, 23 - 27 Apr 2003.
- [5] V. Yu. Alexakhin for the COMPASS collaboration, Longitudinal polarization of Lambda and anti-Lambda hyperons in deep-inelastic scattering at COMPASS, hep-ex/0502014; Proceedings of 16th International Spin Physics Symposium (SPIN 2004), Trieste, Italy, 10-16 Oct 2004.
- [6] V. Y. Aleksakhin, Y. Bedfer, S. Gerasimov and A. Y. Korzenev, Geometrical event reconstruction in the COMPASS experiment, Phys. Part. Nucl. Lett. **4**, 350 (2007) [Pisma Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **4**, 588 (2007)].
- [7] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Measurement of the Longitudinal Spin Transfer to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Hyperons in Polarized Muon DIS, CERN-PH-EP/2009-011, Eur. Phys. J. C **64** 171 (2009)
- [8] V. Yu. Alexakhin for the COMPASS collaboration, Production and Polarization of Lambda and Lambda-bar Hyperons in Deep Inelastic Scattering at COMPASS, Talk given at the IX International Conference on Hyperons, Charm and Beauty Hadrons (BEACH 2010), Perugia, Italy, 21-26 Jun 2010, to be published in Nucl. Phys. B Proc. Suppl. NUPHBP13612.
- [9] E. S. Ageev *et al.*- COMPASS Collaboration, Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high-pT hadron pairs, Phys. Lett. B **633** (2006) 25-32.
- [10] E. S. Ageev, *et al.*- COMPASS Collaboration, Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region, Phys. Lett. B **612** (2005) 154.
- [11] V. Yu. Alexakhin *et al.*- COMPASS Collaboration, First measurement of the transverse spin asymmetries of the deuteron in semi-inclusive deep inelastic scattering, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 202002.



- [12] E. S. Ageev *et al.* COMPASS Collaboration, A new measurement of the Collins and Sivers asymmetries on a transversely polarised deuteron target, *Nucl. Phys. B* **765**, 31 (2007)
- [13] V. Y. Alexakhin *et al.* [COMPASS Collaboration], Double spin asymmetry in exclusive rho0 muoproduction at COMPASS *Eur. Phys. J. C* **52**, 255 (2007)
- [14] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Collins and Sivers asymmetries for pions and kaons in muon-deuteron DIS, *Phys. Lett. B* **673**, 127 (2009)
- [15] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Gluon Polarisation in the Nucleon and Longitudinal Double Spin Asymmetries from Open Charm Muoproduction, *Phys. Lett. B* **676** 31 (2009)
- [16] N. Doble *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. A* **343**, 351 (1994).
- [17] J.Ellis, A.M.Kotzinian, D.Naumov, *Eur. Phys. J. C* **25**, 603 (2002).
- [18] J.Ellis, A.M.Kotzinian, D.Naumov, M.G.Sapozhnikov, *Eur.Phys.J. C* **52**, 283 (2007).
- [19] WA21 Collaboration, G.T.Jones et al., *Z.Phys. C* **28**, 23 (1985).
- [20] WA59 Collaboration, S.Willocq et al. , *Z.Phys. C* **53**, 207 (1992).
- [21] E632 Collaboration, D. De Prosopo et al., *Phys.Rev. D* **50**, 6691 (1994).
- [22] NOMAD Collaboration, P.Astier et al., *Nucl.Phys. B* **588**, 3 (2000).
- [23] NOMAD Collaboration, P.Astier et al., *Nucl.Phys. B* **605**, 3 (2001).
- [24] E665 Collaboration, M.R.Adams et al., *Eur.Phys.J. C* **17**, 263 (2000).
- [25] HERMES Collaboration, A.Airapetian et al., *Phys.Rev. D* **74**, 072004 (2006).
- [26] Yu. Naryshkin. Proc. of XIII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-09), Dubna, Russia, Sep 1 - 5, 2009
- [27] STAR Collaboration, Quinhua Xu, *Proc.17th International Spin Physics Symposium (SPIN06), Kyoto, AIP conference Proceedings*, **915**, 428 (2006), hep-ex/0612035.
- [28] M. Burkardt, R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2537 (1993).

- [29] A.M.Kotzinian, A.Bravar and D.von Harrach, *Eur.Phys.J.* **C2**, 329 (1998).
- [30] Liang Zuo-tang et al. (2009), hep-ph/0902.1883.
- [31] J. Ball *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **498** (2003) 101.  
D. Adams *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **437** (1999) 23.
- [32] G.Ingelman, A.Edin, J.Rathsman, *Comp. Phys. Commun.* **101**, 108 (1997).
- [33] G. Ingelman, et al., Comput. Phys. Commun. 101 (1997) 135.
- [34] T. Sjöstrand, et al., Comput. Phys. Commun. 135 (2001) 238.
- [35] B. Andersson, G. Gustafson, G.Ingelman and T.Sjöstrand, *Phys.Rep.* **97** (1983); T.Sjöstrand et al., *Int. J. Mod. Phys* **A3** (1988) 751
- [36] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **82**, 74 (1994).
- [37] H. Plathow-Besch, Comput. Phys. Commun. 75, 396 (1993).
- [38] LHAPDF, <http://hepforge.cedar.ac.uk/lhapdf/>, hep-ph/0508110.
- [39] *COMGEANT webpage*, <http://valexakh.web.cern.ch/valexakh/wwwcomg/-index.html>
- [40] GEANT, CERN Program Library Long Writeup W5013
- [41] The ZEBRA System, CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101.
- [42] CORAL, <http://coral.web.cern.ch/coral>.
- [43] F.Olness et al., *Eur.Phys.J.* **C 40**, 145 (2005).
- [44] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Eur. Phys. J.* **C5**, 461
- [45] CCFR and NuTeV Collaborations, M.Goncharov et al., *Phys.Rev.* **D64**, 112006 (2001).
- [46] D.Mason et al., *Phys.Rev.Lett.* **99**, 192001 (2007).